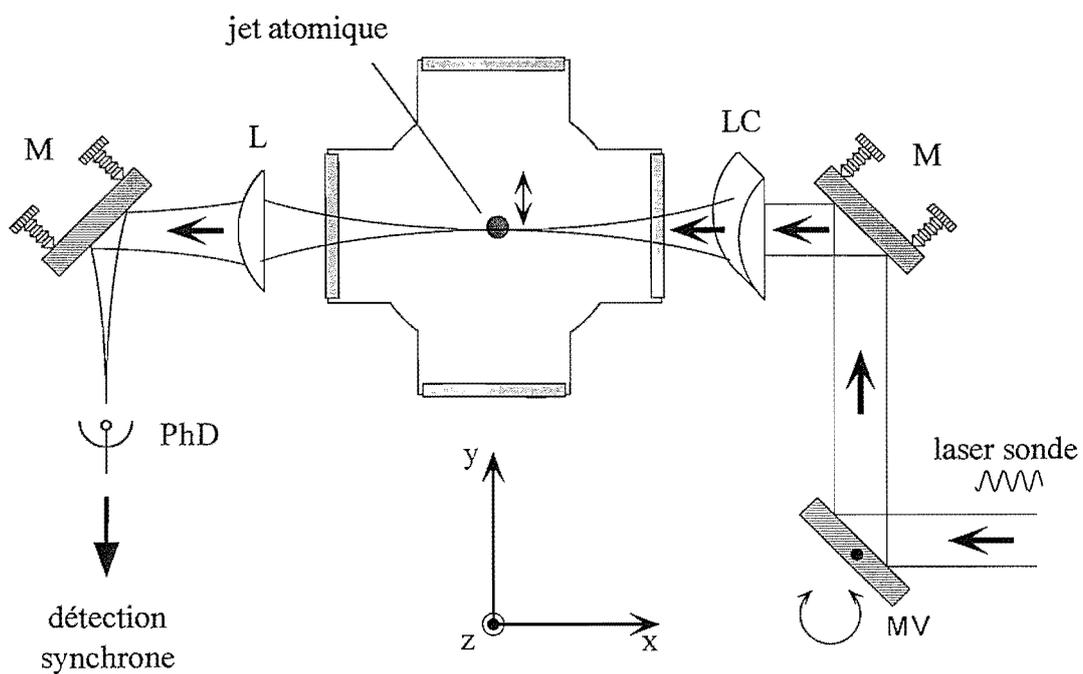


Chapitre II

La détection des atomes d'hélium métastables



Chapitre II

La détection des atomes d'hélium métastables

La détection des atomes d'hélium métastables constitue une difficulté majeure des expériences qui sont présentées dans cette partie du mémoire. Nous consacrons donc ce chapitre à la description détaillée des techniques de détection qui ont été mises en oeuvre. Nous identifions les deux grandes catégories de moyens de détection disponibles, et discutons leurs mérites respectifs. Puis nous nous attachons plus en détail à chacune de ces catégories, en décrivant les différentes techniques et leurs caractéristiques.

II. 1 Problématique de la détection de l' He^*

Les techniques de détection de l' He^* peuvent être classées en deux catégories, distinguées par le type d'interaction mise en oeuvre : interaction He^* -surface métallique (détection "électronique") ou interaction He^* -laser sonde (détection "optique"). Nous détaillons ces différentes techniques dans les deux parties qui suivent. La possibilité d'une détection électronique constitue un avantage certain des atomes métastables comme l' He^* ou le Ne^* . Ce type de détection a d'ailleurs été systématiquement utilisé dans les expériences antérieures sur l' He^* [29, 33, 41, 42, 43]. D'interprétation simple, elle permet des mesures quantitatives du flux d'atomes métastables. Des dispositifs comme les galettes de micro-canaux constituent par ailleurs un outil remarquable pour imager la distribution spatiale à deux dimensions d'un faisceau atomique.

L'inconvénient majeur de la détection électronique est qu'elle nécessite l'introduction de pièces matérielles dans le faisceau atomique. Ceci la rend parfois difficilement compatible avec la mesure recherchée. Ainsi, lorsque l'on veut détecter des atomes ralentis, la plaque de détection doit être transparente pour laisser passer le faisceau laser ralentisseur. D'autre part, on souhaite à long terme disposer de points permanents de diagnostic du jet atomique. La détection électronique implique alors l'utilisation de systèmes de translation sous vide. Enfin, les informations fournies par les méthodes optiques sont souvent complémentaires de celles obtenues par détection électronique : la sélectivité en vitesse de la détection optique permet ainsi d'obtenir facilement certaines quantités, pour lesquelles l'emploi de la détection électronique serait plus fastidieux.

C'est pourquoi nous avons privilégié, lorsque cela était possible, l'utilisation des méthodes de détection optique. Toute la détection est effectuée à la même longueur d'onde que celle utilisée pour la manipulation des atomes ($\lambda = 1,083 \mu m$), ce qui évite de compliquer l'expérience. Ce type de détection se distingue par sa grande souplesse d'utilisation, et constitue un outil de choix pour l'analyse des distributions des vitesses atomiques. En revanche, l'interprétation

des signaux est souvent plus délicate que dans le cas de la détection électronique, et la sensibilité est plus faible.

II. 2 La détection électronique

Lorsqu'un atome d' He^* interagit avec une surface métallique, l'énergie stockée sous forme interne ($\simeq 20 \text{ eV}$) est largement suffisante pour extraire un électron de celle-ci⁴, avec une probabilité proche de l'unité. En mesurant le courant ainsi créé, on remonte donc de façon simple au nombre d'atomes métastables qui frappent la surface par unité de temps. La version la plus simple de cette technique, connue sous le nom de "plaque de Faraday", est schématisée sur la figure (II-1) : le détecteur est une simple plaque métallique, à laquelle on applique une faible tension négative ; les électrons extraits par les atomes d' He^* sont donc repoussés par la plaque et captés par la paroi métallique qui entoure le dispositif, reliée à la terre. Un picoampèremètre mesure le courant débité, qui est directement relié au débit d'atomes d' He^* frappant la plaque. En se basant sur les valeurs publiées dans la littérature [27, 44, 45] , on peut estimer l'efficacité du processus de détection à environ 50 %.

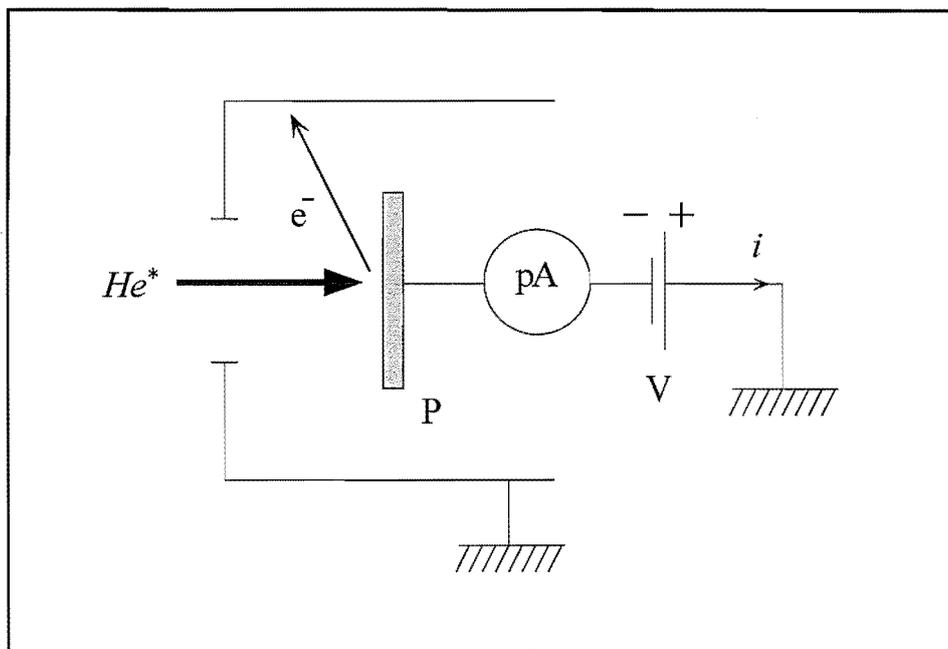


Figure II-1 : Détection par la "plaque de Faraday". La plaque métallique P est portée à un potentiel négatif ($\sim 10 \text{ V}$) ; un atome d' He^* qui frappe la plaque lui arrache un électron. Le courant résultant est mesuré à l'aide d'un picoampèremètre.

⁴ la "fonction de travail" d'un métal, qui caractérise l'énergie nécessaire à l'extraction d'un électron, est typiquement de quelques eV .

On peut augmenter considérablement la sensibilité de cette méthode en utilisant un multiplicateur d'électrons (gain typique pour le modèle utilisé : de 1 à 10^7 , suivant la tension utilisée) ; il devient alors possible de détecter individuellement les atomes.

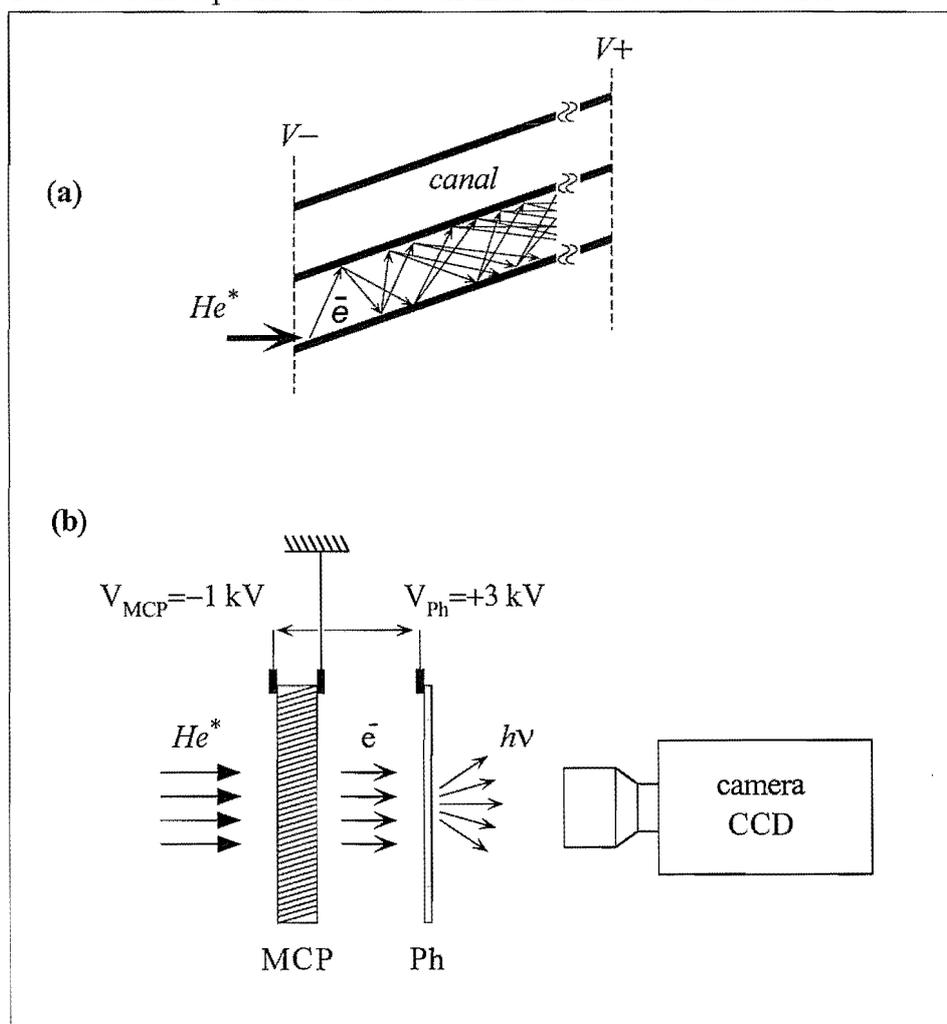


Figure II-2 : **Détection du faisceau atomique avec une galette de micro-canaux.** Les électrons produits lorsque les atomes métastables frappent les parois des canaux sont multipliés (a) et accélérés vers un écran de phosphore (b); les photons émis sont détectés avec une caméra CCD.

Enfin, on peut combiner l'amplification électronique avec la résolution spatiale en utilisant une galette de micro-canaux, ou MCP. Ce système, représenté sur la figure (II-2) (a), est l'équivalent d'un multiplicateur d'électrons "multi-canaux" ; il est constitué d'un réseau de fibres creuses inclinées, dont les parois internes sont tapissées d'un matériau multiplicateur d'électrons. Lors de l'opération, on applique une haute tension entre les deux faces de la galette : lorsqu'un atome d' He^* frappe la paroi en début de fibre, il extrait un électron qui est accéléré et qui, lors de chacun de ses impacts ultérieurs sur la paroi, génère une "gerbe" d'autres électrons. On a donc un phénomène de "cascade" qui permet une amplification importante (typiquement $\leq 10^4$, dans le cas d'un seul MCP ⁵).

⁵ L'utilisation de deux galettes de micro-canaux, montées en série, permet de gagner plusieurs ordres de grandeur supplémentaires sur l'amplification.

En adjoignant au MCP un écran de phosphore, comme cela est indiqué en **(b)**, on convertit les électrons en photons visibles, qui sont détectés par une caméra CCD ; on obtient ainsi un détecteur sensible et possédant une bonne résolution spatiale ($\simeq 100 \mu m$).

Notre système de détection à MCP a été conçu et expérimenté par Dirk Voelker, lors de son séjour de *Diplomarbeit* dans notre groupe ; la conception en a été orientée pour autoriser une grande souplesse d'utilisation, le dispositif étant entièrement et facilement démontable. Ce type de détecteur s'est avéré irremplaçable pour de nombreuses étapes de cette expérience, en particulier lors des phases d'alignement.

II. 3 La détection optique

Nous nous intéressons dans cette section à la détection optique de l'hélium métastable. Nous utilisons à cet effet les rappels sur l'interaction entre un atome et un champ laser (voir chapitre [I]). Nous introduisons tout d'abord les paramètres de l' He^* qui jouent un rôle dans la manipulation par laser. Nous décrivons brièvement les conséquences de la sélectivité en vitesse qui caractérise ce type de détection. Nous consacrons un paragraphe à chacune des techniques employées, à savoir les mesures de la fluorescence et de l'absorption. Nous analysons les signaux obtenus dans les deux situations. Enfin, nous discutons brièvement des mérites respectifs de ces différentes techniques.

II. 3. A Paramètres importants de l' He^*

Nous avons représenté sur la figure (II-3) le schéma des niveaux de l' He^* qui sont utilisés dans cette expérience pour manipuler et détecter les atomes.

Les états métastables 2^3S_1 (état "triplet") et 2^1S_0 (état "singulet") sont excités à partir de l'état fondamental 1^1S_0 , par un mécanisme détaillé dans le paragraphe [III. 2]. L'énergie considérable stockée dans ces niveaux métastables ($\simeq 20 eV$) permet notamment, comme nous l'avons déjà mentionné, de modifier les propriétés d'une couche sensible dans un processus de lithographie.

On utilise l'état triplet dont la durée de vie est de $8000 s$ [46] (contre $19,5 ms$ seulement pour l'état singulet [47]). Comparée au temps de transit des atomes dans l'expérience, la durée de vie de l'état 2^3S_1 est donc pratiquement infinie. La transition utilisée pour la manipulation par laser et la détection s'effectue, pour une longueur d'onde $\lambda = 1,083 \mu m$, entre l'état métastable 2^3S_1 et l'état excité 2^3P_2 ; il s'agit donc d'une transition $J = 1 \rightarrow J = 2$.

La figure (II-4) illustre les différentes transitions observées par absorption saturée dans une cellule d'hélium aux alentours de $\lambda = 1,083 \mu m$.

On note l'importante séparation qui existe entre les différentes transitions ; les transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ et $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ sont séparées de $2,3 GHz$, tandis que la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$ est décalée de $29,9 GHz$ vers le bleu.

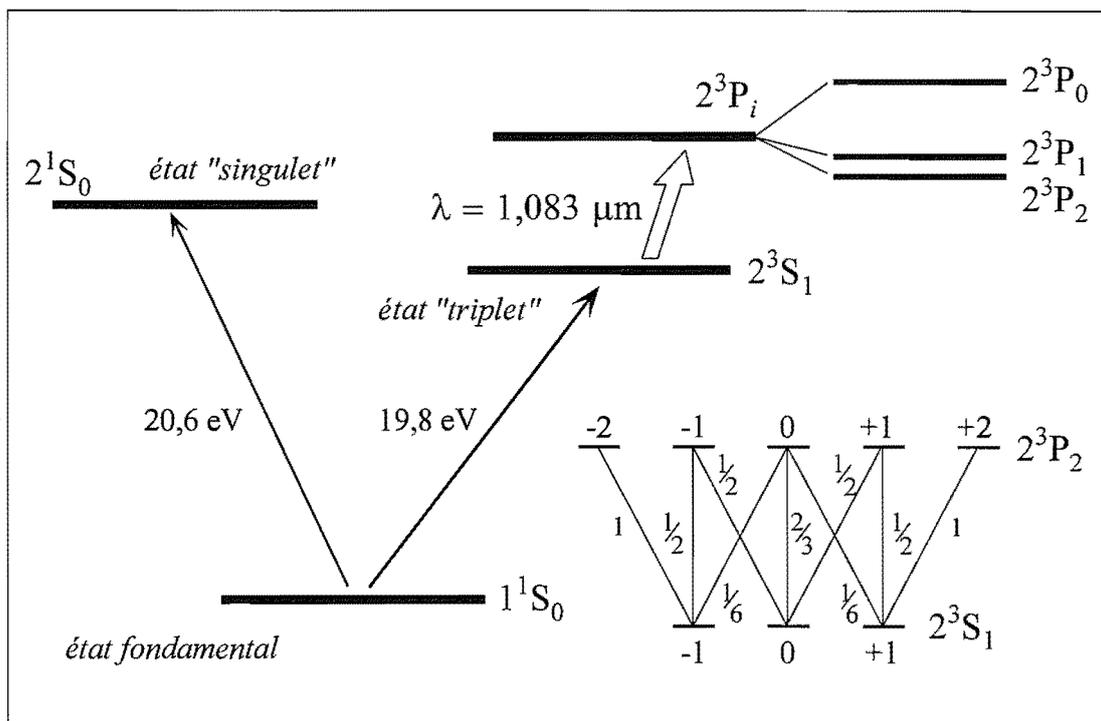


Figure II-3 : Niveaux d'énergie de l'hélium pour la manipulation par laser. La source produit les états métastables 2^1S_0 (état "singulet") et 2^3S_1 (état "triplet") qui sont tous deux caractérisés par une énergie stockée de l'ordre de 20 eV. On utilise la transition du niveau "fondamental" 2^3S_1 (durée de vie ~ 8000 s) vers le niveau excité 2^3P_2 pour la manipulation par laser et la détection optique. La longueur d'onde de la transition est $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$.

On a regroupé dans la table (II.1) ci-dessous les valeurs des paramètres importants pour la manipulation par laser de l'hélium, ainsi que celles correspondant à d'autres espèces atomiques.

	He^*	Ne^*	Rb
λ (nm)	1083	640	780
$\Gamma/2\pi$ (MHz)	1,6	8	6
I_{sat} ($mW \cdot cm^{-2}$)	0,16	4,1	1,6
v_{rec} ($cm \cdot s^{-1}$)	9,2	3,1	0,6

(II.1)

On note en particulier la valeur élevée de la vitesse de recul pour l'hélium (due à sa faible masse), ainsi que que les valeurs réduites de la largeur naturelle et de l'intensité de saturation.

II. 3. B La détection à 1,08 microns

Si elles sont d'usage courant dans les expériences avec les alcalins, les techniques de caractérisation optiques ont été relativement peu employées dans les expériences sur l' He^* . Ceci tient essentiellement au fait que la longueur d'onde $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$, correspondant à la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ que nous utilisons pour la manipulation par laser, est située dans la "queue d'absorption" du silicium dont l'énergie de gap vaut $E_g \simeq 1 \text{ eV}$. Il en résulte une efficacité de détection, pour les photodétecteurs "standard" basés sur ce matériau, qui peut être considéra-

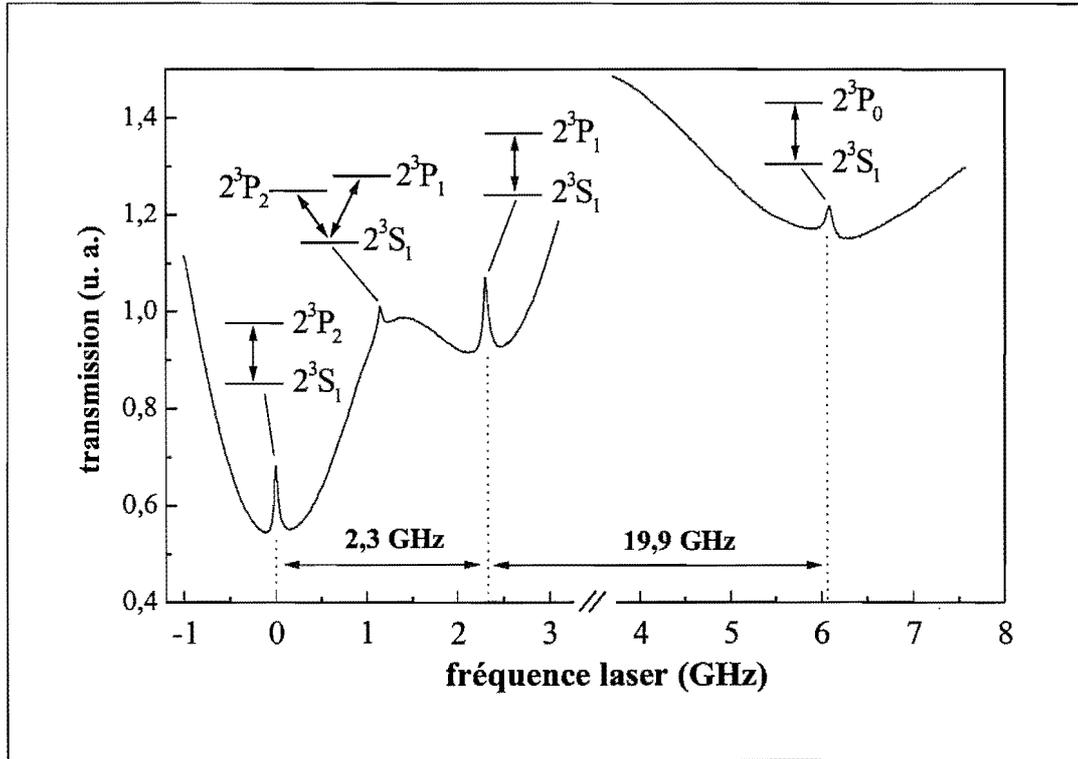


Figure II-4 : **Spectre d'absorption saturée de l'He* autour de $\lambda=1,083 \mu\text{m}$.** On mesure le spectre d'absorption saturée dans une cellule d'hélium (pression $\sim 0,4$ torr), où l'état métastable est excité par un rayonnement RF. Le paramètre de saturation est d'environ 50. On observe les transitions entre l'état métastable 2^3S_1 et les trois états excités 2^3P_2 , 2^3P_1 et 2^3P_0 , ainsi que le "cross-over" entre les niveaux 2^3P_2 et 2^3P_1 .

blement réduite par rapport aux valeurs obtenues dans le visible. Ainsi, le catalogue Hamamatsu annonce pour ses photodiodes un rendement quantique d'environ 0,1 pour $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$, contre 0,8 à 550 nm . Nous avons effectué des mesures comparatives avec différents types de détecteurs, photodiodes et CCD. On constate que du fait du faible rendement quantique, la sensibilité d'un photodétecteur donné dépend assez fortement de la technologie utilisée, en particulier pour les CCD. A titre d'exemple, nous avons comparé les efficacités de détection d'un CCD aux longueurs d'ondes $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$ et $\lambda' = 780 \text{ nm}$, cette dernière correspondant à la transition de la raie D_2 du rubidium : on trouve une différence de plus de deux ordres de grandeurs entre ces deux longueurs d'onde.

Pour s'affranchir de ce problème, on peut chercher à exploiter d'autres transitions de l'He* ; divers schémas de détection ont été proposés [29] et utilisés [35]. Cependant, ces techniques impliquent toutes l'utilisation de plusieurs lasers à différentes longueurs d'ondes, ce qui augmente le degré de complexité des expériences. Notre démarche, qui a été d'utiliser systématiquement la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$, nous a conduit à mettre au point des techniques de détection comparativement simples à mettre en oeuvre et satisfaisantes du point de vue rapport signal à bruit. L'intensité du faisceau de métastables s'est en effet révélée suffisante pour permettre la détection par ces techniques à tous les stades de l'expérience.

II. 3. C Sélectivité en vitesse

Les méthodes de détection basées sur l'interaction entre un faisceau laser sonde et les atomes sont sensibles à la vitesse de ces derniers. En effet, pour une fréquence donnée du laser, le taux de photons diffusés par les atomes est déterminé par l'effet Doppler (voir expression (I.7)). Considérons la situation à deux dimensions où la sonde fait un angle θ avec la normale à l'axe Oz du jet (axe Ox). Le jet est caractérisé par sa vitesse longitudinale moyenne v_z , et par ses dispersions en vitesses longitudinale Δv_z et transverse Δv_x (on a en général $v_z \gg \Delta v_x$). Pour une fréquence $\nu_L = \omega_L/2\pi$ du laser, les atomes qui interagissent avec la sonde sont ceux dont la vitesse \mathbf{v} vérifie :

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \\ &= \omega_L - k(v_x \cos \theta + v_z \sin \theta) \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

On voit donc qu'on peut, en jouant sur l'angle θ (et sur ω_L), contrôler la classe de vitesse que l'on sonde. Cette propriété nous sera très utile pour détecter les atomes ralentis dans les parties [III. 4] et [IV]. En effet, nous verrons que le jet atomique comporte deux composantes de vitesses longitudinales bien séparées ; en jouant sur l'angle entre le faisceau sonde et le jet, ainsi que sur la fréquence de la sonde, on sera capable de discriminer l'une de ces deux composantes.

L'effet Doppler détermine également la largeur de la classe de vitesse qui interagit avec la sonde pour une fréquence donnée de celle-ci. La figure (II-5) illustre cette remarque.

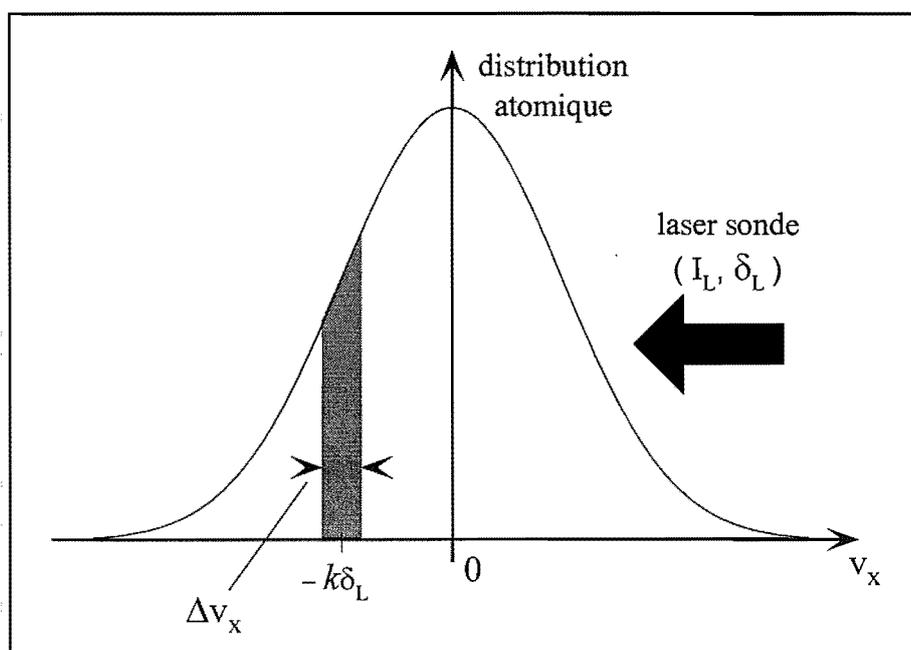


Figure II-5 : **Largeur de la classe de vitesse sondée.** On a représenté ici la distribution des vitesses transverses, sondée par un faisceau de fréquence $\omega_L/2\pi$. La classe de vitesse qui interagit avec la sonde est centrée sur la valeur $-k\delta_L$, et possède une largeur Δv_x .

On s'est ici placé dans le cas $\theta = 0$: on sonde donc la distribution des vitesses transverses représentée sur la figure (II-5). Le faisceau sonde est caractérisé par sa fréquence ν_L et son

intensité I_L . D'après l'expression (I.18), la largeur totale à mi-hauteur de la classe de vitesse sondée vaut :

$$\Delta v_x = \frac{\Gamma}{k} \sqrt{1 + s_0} \quad (\text{II.3})$$

A faible intensité de la sonde ($s_0 \ll 1$), la résolution en vitesse est donc limitée par la largeur naturelle à $\Gamma/k \simeq 1,7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Dans la pratique, la résolution est limitée par la largeur de raie $\Delta\nu_L$ de nos diodes laser, dont nous verrons qu'elle se situe aux alentours de 3 MHz (largeur totale à mi-hauteur). La largeur fréquentielle "effective" $\Delta\nu_s$ de la sonde est alors déterminée par la convolution entre le profil de raie du laser et Γ' ; dans l'hypothèse d'une raie de profil lorentzien, on obtient :

$$\Delta\nu_s \sim \Delta\nu_L + \frac{\Gamma}{2\pi} \sqrt{1 + s_0} \quad (\text{II.4})$$

La limite de résolution devient alors d'environ $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

II. 3. D Détection de la fluorescence

Nous nous intéressons dans ce paragraphe aux techniques de mesure basées sur la détection de la lumière de fluorescence. Nous calculons le signal de fluorescence, dont on déduit le flux d'atomes métastables. Nous décrivons ensuite la technique d'imagerie qui nous permet de mesurer la répartition spatiale des atomes dans le jet.

1) Spectroscopie de fluorescence

Le principe de cette méthode de mesure est simple : on détecte la fluorescence des atomes excités par le faisceau laser sonde, en fonction de la fréquence de celui-ci. On peut ainsi avoir accès aux distributions des vitesses dans le jet atomique. Nous nous proposons ici de calculer le signal détecté, et de montrer comment en extraire le flux d'atomes d' He^* .

Calcul du flux d' He^* par mesure de fluorescence

La figure (II-6) illustre la géométrie utilisée dans cet exemple.

Le faisceau laser sonde, qui se propage suivant Oy (perpendiculairement au plan de la figure), fait un angle droit avec le faisceau atomique d'axe Oz ($\theta = 0$). On suppose la hauteur de la sonde suffisante pour englober toute la section du jet. La zone de recouvrement entre le laser et le jet atomique est caractérisée par sa longueur z_{int} . La lumière diffusée par les atomes est collectée par une optique de diamètre \varnothing_{coll} , située à une distance D du point d'émission. Le grandissement du système optique permet d'imager la totalité de la zone d'interaction atomes-laser sur la photodiode. La détectivité de celle-ci, qui tient compte du gain de l'étage de conversion courant-tension, est désignée par η .

Le jet atomique, que nous supposons monocinétique, est caractérisé par sa vitesse longitudinale v_z et sa distribution de vitesse transverse notée $D_{\perp}(v_x)$; cette quantité représente le nombre total d'atomes métastables par unité de temps et de vitesse transverse v_x dans le

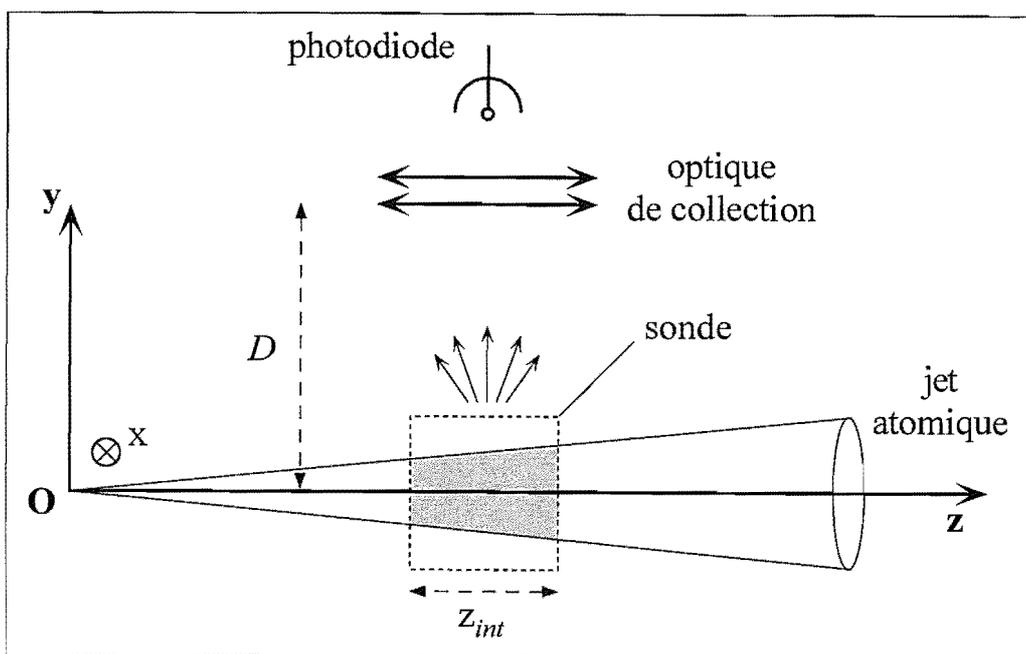


Figure II-6 : Mesure du flux atomique par fluorescence. On utilise un faisceau laser sonde orthogonal au jet atomique ($\theta = 0$, perpendiculaire au plan de la figure). La zone d'interaction entre les atomes et le laser est caractérisée par sa longueur z_{int} . La lumière de fluorescence est collectée par une optique de diamètre \varnothing_{coll} , située à une distance D .

jet. En introduisant le flux total d'hélium métastable Φ_{He^*} (nombre total de métastables par unité de temps), on peut écrire cette quantité sous la forme :

$$D_{\perp}(v_x) = \Phi_{He^*} d_{\perp}(v_x) \quad (\text{II.5})$$

Dans cette expression, $d_{\perp}(v_x)$ représente simplement la distribution de vitesse transverse d'aire normalisée à l'unité :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d_{\perp}(v_x) dv_x = 1 \quad (\text{II.6})$$

Pour ce calcul, ainsi que pour celui de l'absorption dans le paragraphe suivant, nous allons faire l'hypothèse que tous les atomes du jet voient la même intensité laser ; ceci revient à supposer que l'intensité lumineuse absorbée est négligeable devant l'intensité incidente. Cette approximation est pleinement justifiée dans toutes les situations rencontrées dans ce mémoire, où l'atténuation de l'intensité du faisceau sonde après traversée du jet atomique est de quelques 10^{-3} en valeur relative.

Considérons maintenant un atome se propageant à une vitesse de composante longitudinale v_z et transverse v_x ($v_x \ll v_z$) ; le temps d'interaction de cet atome avec le laser vaut :

$$t_{int} = \frac{z_{int}}{v_z} \quad (\text{II.7})$$

Au cours de l'interaction, l'atome diffuse des photons à un taux $\Gamma'(\nu_L, v_x)$, déterminé par le désaccord Doppler (voir expression (I.6)) et l'intensité de la sonde. Nous supposons pour la

suite du calcul que ce taux de photons diffusés reste *constant tout au long de l'interaction*. La validité de cette hypothèse sera discutée plus loin.

Le nombre total N_{ph} de photons diffusés par un atome au cours de son interaction avec la sonde vaut donc :

$$N_{ph} = \Gamma' t_{int} = \Gamma' \frac{z_{int}}{v_z} \quad (\text{II.8})$$

Nous voulons à présent prendre en compte le profil de raie de notre source laser. On peut pour cela introduire une *densité spectrale de puissance normalisée* pour le laser :

$$g(\nu, \nu_L) = \frac{2}{\pi \Delta \nu_L} \frac{1}{1 + (2(\nu - \nu_L) / \Delta \nu_L)^2} \quad (\text{II.9})$$

où $\Delta \nu_L \simeq 3 \text{ MHz}$ est la largeur de raie du laser déjà évoquée.

On obtient le nombre total \dot{N}_{ph}^{tot} de photons diffusés par unité de temps; pour une fréquence donnée ν_L de la sonde, en multipliant par la distribution $D_{\perp}(v_x)$ et en intégrant sur toutes les vitesses transverses atomiques :

$$\dot{N}_{ph}^{tot}(\nu_L) = \frac{z_{int}}{v_z} \int_{v_x} \int_{\nu} D_{\perp}(v_x) g(\nu, \nu_L) \Gamma'(\nu_L, v_x) d\nu dv_x \quad (\text{II.10})$$

L'intégrale sur la variable muette ν correspond au produit de convolution de la densité spectrale de puissance par le taux de photons diffusés Γ' :

$$\int_{\nu} g(\nu, \nu_L) \Gamma'(\nu_L, v_x) d\nu = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \frac{\Delta/2\pi}{\Delta/2\pi + \Delta \nu_L} \frac{1}{1 + \left(2 \frac{\nu_L - \nu_{ot} - v_x/\lambda}{\Delta/2\pi + \Delta \nu_L}\right)^2} \quad (\text{II.11})$$

où $\Delta/2\pi = (\Gamma/2\pi) \sqrt{1 + s_0}$ est la largeur fréquentielle de la transition élargie par saturation.

Nous nous plaçons maintenant dans la situation de la figure (II-5), où *la largeur Δv_x de la distribution atomique est beaucoup plus grande que celle de la classe de vitesse en résonance avec le laser*; d'après l'expression ci-dessus, cette condition s'écrit : $\Delta v_x \gg \lambda (\Delta/2\pi + \Delta \nu_L)$.

L'expression (II.10) devient alors :

$$\dot{N}_{ph}^{tot}(\nu_L) \simeq \frac{z_{int}}{v_z} D_{\perp}|_{v_x=\delta_L/k} \int_{v_x} \int_{\nu} g(\nu, \nu_L) \Gamma'(\nu_L, v_x) d\nu dv_x \quad (\text{II.12})$$

$$= \frac{z_{int}}{v_z} D_{\perp}|_{v_x=\delta_L/k} \frac{\pi \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \lambda (\Delta/2\pi) \quad (\text{II.13})$$

On obtient donc le résultat que le nombre de photons diffusés est *indépendant* de la largeur fréquentielle $\Delta \nu_L$ du laser sonde. L'expression (II.13) permet de plus de voir que, bien que le taux de photons diffusés sature vers la valeur $\Gamma/2$ lorsque l'on augmente l'intensité de la sonde, le signal détecté, lui, continue à augmenter du fait de l'élargissement de la classe de vitesses concernée par l'interaction (voir expression (II.4)).

Nous avons vérifié expérimentalement cette propriété, afin de tester notre compréhension du signal mesuré. Le schéma utilisé correspond à la situation de la figure (II-6). On balaye la fréquence de la sonde de manière à décrire la totalité de la distribution atomique; cette mesure est répétée pour diverses valeurs du paramètre de saturation s_0 , comprises entre 1 et 56.

La figure (II-7) **(a)(1)** montre un exemple de profil de fluorescence. La courbe **(2)** correspond à $\Gamma'(v_x)$, calculée pour $s_0 = 5$ et $\Delta \nu_L = 3 \text{ MHz}$ (voir expression (II.4)). En **(b)**,

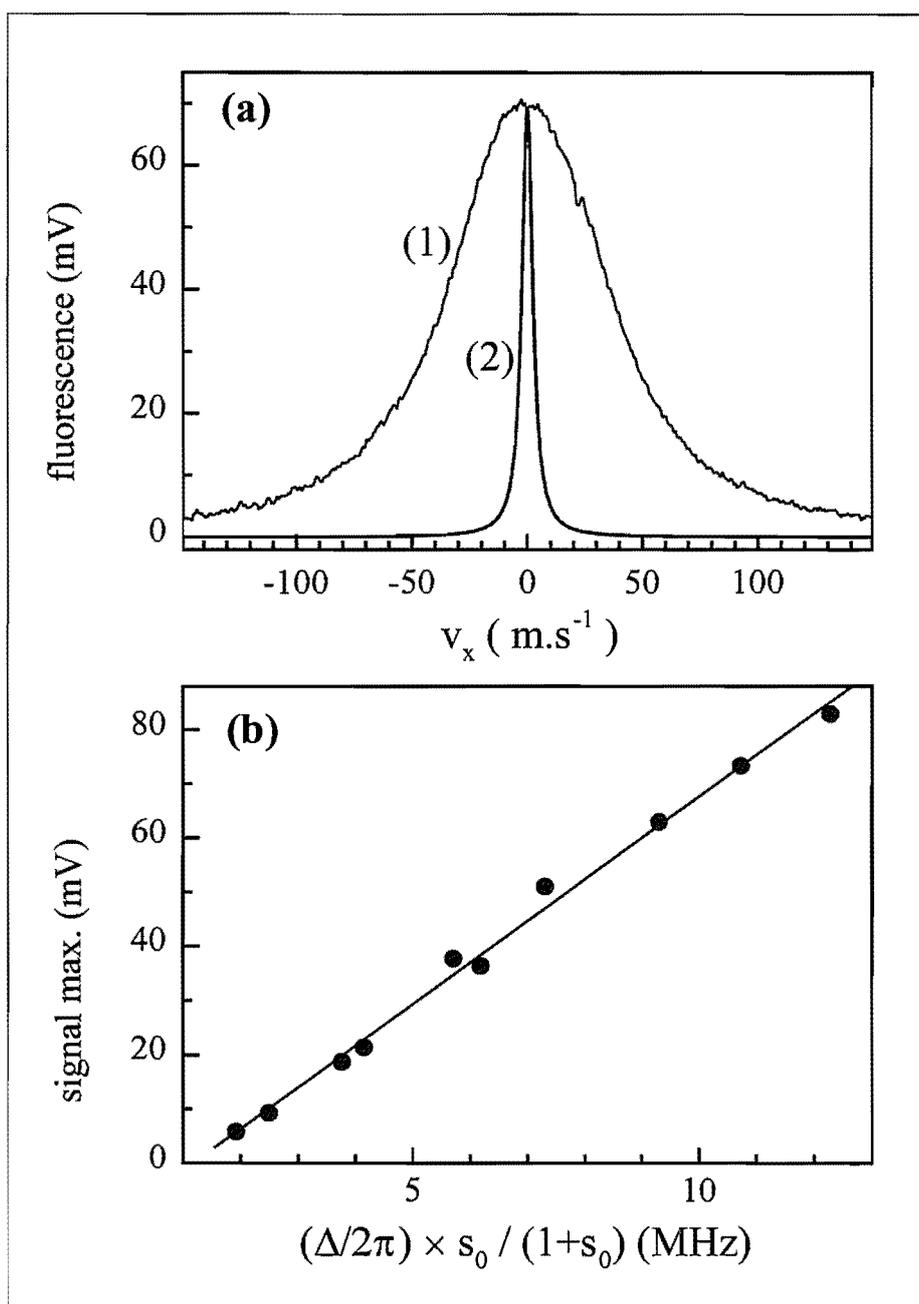


Figure II-7 : *Effet de la saturation sur le signal de fluorescence.* Une sonde laser est envoyée perpendiculairement au jet atomique. La fluorescence est détectée en fonction de la fréquence de la sonde (profil (a)(1)). La courbe (2) donne un exemple du profil de la classe de vitesse en résonance avec le laser, pour une fréquence donnée (ici, $\delta_L = 0$). Cette mesure est répétée pour plusieurs intensités de la sonde ($1 \leq s_0 \leq 56$). On a reporté en (b) la valeur maximale du profil de fluorescence (i.e pour $\delta_L = 0$), en fonction de la quantité $(\Delta/2\pi) \times s_0 / (1 + s_0)$.

on a reporté la valeur maximale de chaque profil de fluorescence relevé (c'est-à-dire pour

$\delta_L = 0$), en fonction de la quantité $(\Delta/2\pi) \times s_0/(1 + s_0)$. On vérifie bien que la relation est linéaire, comme l'équation (II.13) le laisse prévoir.

Nous poursuivons donc cet exemple, où nous cherchons à extraire d'un profil expérimental de fluorescence comme celui de la figure (II-7) (a) le flux d' He^* émis par la source. Pour ce faire, il faut relier le signal détecté par la photodiode au nombre de photons diffusés par unité de temps par les atomes. Avec les notations adoptées, la tension mesurée en sortie de l'amplificateur de photocourant, pour une fréquence donnée de la sonde, s'écrit :

$$V_F(\nu_L) = \frac{\alpha_D}{4\pi} \eta E_{ph} \dot{N}_{ph}^{tot}(\nu_L) \quad (II.14)$$

où E_{ph} est l'énergie associée à un photon de fluorescence ($\sim 2 \times 10^{-19} J$), et α_D l'angle solide dans lequel on collecte les photons de fluorescence :

$$\alpha_D = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\phi_{col}}{D} \right)^2 \quad (II.15)$$

L'équation (II.14) suppose implicitement une distribution angulaire isotrope des photons diffusés ; la validité de cette hypothèse sera discutée plus loin.

En utilisant (II.13), on obtient pour le signal détecté :

$$V_F(\nu_L) = \frac{\alpha_D}{4\pi} \eta E_{ph} \frac{z_{int}}{v_z} \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \lambda (\Delta/2\pi) D_{\perp} |_{v_x = \delta_L/k} \quad (II.16)$$

Enfin, afin d'obtenir le flux atomique total Φ_{He^*} , il nous faut prendre l'intégrale du profil expérimental $V_F(\nu_L)$:

$$A_F = \int V_F(\nu_L) d\nu_L = \frac{\alpha_D}{4\pi} \eta E_{ph} \frac{z_{int}}{v_z} \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} (\Delta/2\pi) \Phi_{He^*} \quad (II.17)$$

On obtient donc finalement l'expression nous permettant de relier le flux d'hélium métastable à l'aire A_F contenue sous le profil de fluorescence relevé expérimentalement :

$$\Phi_{He^*} = A_F \times \left[\frac{\alpha_D}{4\pi} \eta E_{ph} \frac{z_{int}}{v_z} \frac{\Gamma^2}{8} \frac{s_0}{\sqrt{1 + s_0}} \right]^{-1} \quad (II.18)$$

Limite de détectivité

La photodiode que nous utilisons pour mesurer la fluorescence a été calibrée et possède une efficacité (gain du convertisseur courant-tension inclus) : $\eta \simeq 9,3 \times 10^6 V \cdot W^{-1}$; sa bande passante est de 200 Hz. Le bruit *rms* (valeur quadratique moyenne) observé en sortie du convertisseur courant-tension étant de l'ordre de la fraction de mV (après moyennage sur quelques dizaines de coups, soit un temps global d'observation de quelques dizaines de ms), on en déduit une puissance détectable minimale ($S/N = 1$) d'environ 20 pW. Remarquons que dans cette situation où la puissance lumineuse incidente sur le détecteur est très faible, le niveau de bruit se situe bien au-dessus de la limite du bruit de photons (de l'ordre de 0,1 μV dans ces conditions). Les contraintes géométriques de notre montage nous permettent de collecter une proportion de la puissance totale rayonnée d'environ 0,7 %. La limite de détectivité de 20 pW correspond donc à une puissance totale rayonnée de 3 nW, soit à un flux de $3 \times 10^8 He^* \cdot s^{-1}$ pour un temps d'interaction avec la sonde de 10 μs (soit $d_{int} = 1 cm$ pour $v_z = 1000 m \cdot s^{-1}$) et un taux de photons dif-

fusés $\Gamma/2 \simeq 5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. A titre de comparaison, nous pourrions par ce moyen (et avec les mêmes contraintes géométriques) détecter 3000 atomes d' He^* stockés dans un piège magnéto-optique.

2) Imagerie de la fluorescence : mesure de la densité spatiale atomique

Cette technique consiste à observer, avec une caméra CCD, la fluorescence des atomes lorsqu'ils traversent une "nappe de lumière". Utilisée par diverses équipes [32, 48], elle a été notamment employée dans notre groupe pour étudier la réflexion et la diffraction d'atomes froids de Rubidium sur une onde évanescente [16, 19]. Dans le cadre de ce travail, nous l'avons essentiellement utilisée pour étudier les propriétés du concentrateur de faisceau atomique (voir chapitre [IV]).

Géométrie de la détection

Le schéma de détection est représenté sur la figure (II-8).

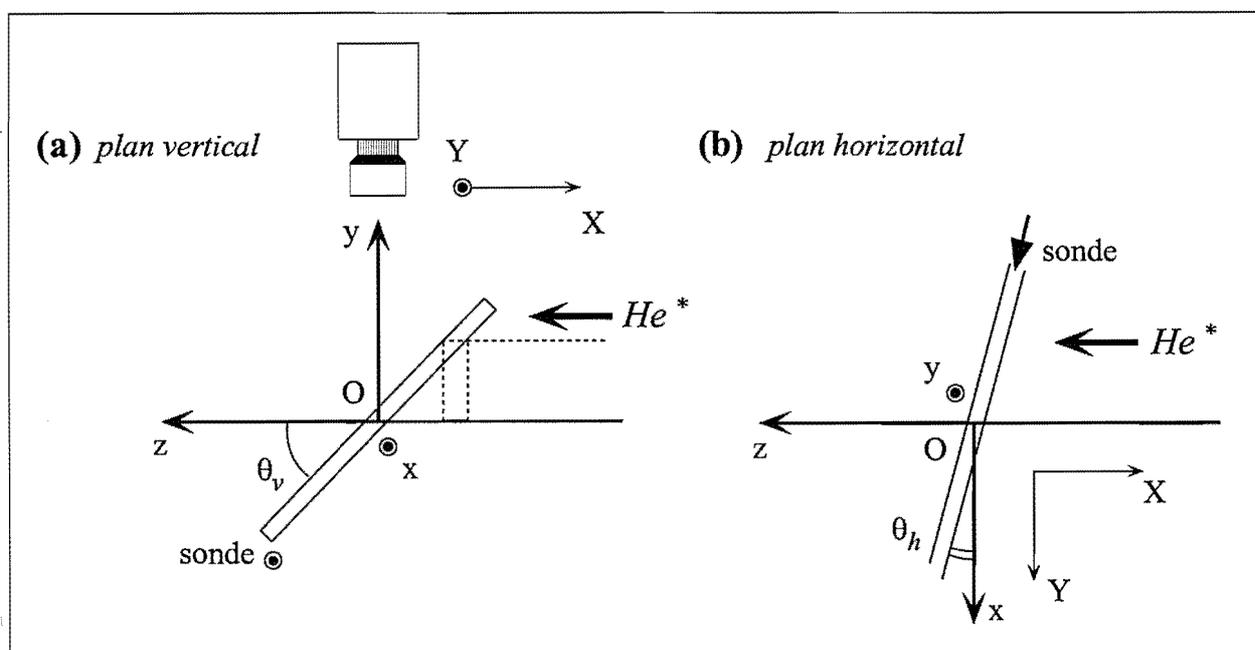


Figure II-8 : **Imagerie de la fluorescence : géométrie de la détection.** La caméra CCD est située à la verticale de l'axe du jet (a). La sonde, qui se propage perpendiculairement au plan de la figure (plan horizontal), est un faisceau laser de largeur $L = 4 \text{ cm}$ et d'épaisseur $e_s = 1 \text{ mm}$; elle fait un angle $\theta_v \simeq 45^\circ$ avec l'axe du jet. Les axes $O'X$ et $O'Y$ sont ceux du CCD. En (b), on visualise la même figure dans le plan horizontal (xOz). La direction de propagation de la sonde fait un angle $\theta_h \simeq 10^\circ$ avec la normale à l'axe du jet (axe Ox).

La caméra est placée à la verticale du jet atomique, d'axe de propagation Oz . La sonde est constitué d'un faisceau laser saturant ($s_0 = 45$) de largeur 4 cm et d'épaisseur $e_s \simeq 1 \text{ mm}$, qui se propage horizontalement et intersecte le jet atomique avec un angle proche de 90° . Elle est inclinée par rapport à l'horizontale d'un angle θ_v proche de 45° , ce qui permet d'avoir accès aux deux dimensions transverses du jet atomique. Les axes X et Y sont ceux du plan du CCD.

Comme nous l'avons déjà mentionné, il existe plusieurs composantes de vitesses longitudinales dans le jet atomique, qu'il est indispensable de pouvoir discriminer. C'est le rôle de l'angle θ_h entre la sonde et la normale au jet (axe Ox, figure (II-8) (b)), qui est typiquement de l'ordre de 10° .

Prise des images et exploitation

Lors de la prise de l'image, on balaye la fréquence de la sonde avec une rampe triangulaire d'amplitude suffisante pour décrire toute la distribution des vitesses des atomes que l'on cherche à détecter : on garantit ainsi que tous les atomes interagissent avec la sonde, pendant la même durée totale. On obtient ainsi une image bidimensionnelle de la densité spatiale du faisceau atomique dans le plan de la sonde. En pratique, la prise d'une image s'effectue en deux temps. Une première acquisition est réalisée avec la sonde balayant la plage de fréquence désirée. Une deuxième image est enregistrée dans des conditions identiques, si l'on excepte la sonde qui est désaccordée loin de la résonance : ce "fond" contient toutes les contributions indésirables, comme par exemple la lumière parasite. L'image finale est obtenue par soustraction de ces deux images.

Lors de l'exploitation des images, on doit tenir compte des facteurs géométriques correctifs qui interviennent dans les tailles mesurées, ainsi que de la convolution due à l'épaisseur de la sonde.

On note sur la figure (II-8) (a) que si l'angle θ_v est rigoureusement égal à 45° , il n'y a pas de facteur correctif pour passer d'une taille mesurée sur l'axe O'X du CCD à la taille du faisceau dans la dimension verticale Oy. Dans notre cas ($\theta_v \simeq 40^\circ$), le facteur correctif vaut 1,15. On remarque également que l'épaisseur finie e_s de la sonde conduit à une convolution des profils mesurés suivant l'axe OX du CCD : l'intersection d'un faisceau atomique infiniment fin avec la sonde donne en effet une projection sur OX de taille $\Delta X = e_s / \cos \theta_v$. En pratique, on tiendra compte de cet effet en déconvoluant les profils par une gaussienne de largeur 1 mm (largeur totale à mi-hauteur). Il n'y a par contre aucun facteur correctif à appliquer pour les dimensions mesurées suivant l'axe O'Y.

Mentionnons enfin que la mesure suivant l'axe OX du CCD est peu fiable pour des tailles importantes, à cause de la faible profondeur de champ ; le signal détecté étant très faible, on doit en effet utiliser l'ouverture maximale de l'objectif de la caméra. On peut minimiser ce problème dans une configuration où l'angle entre le plan du CCD et celui de la sonde est faible. Dans notre schéma expérimental actuel, cette configuration est difficilement réalisable.

La résolution spatiale de la détection a été estimée à environ $100 \mu m$, ce qui est amplement suffisant pour cette étude.

Calibration et détectivité

Dans le cas de l'hélium métastable, l'imagerie de la fluorescence se heurte aux faibles rendements quantiques des CCD commerciaux à la longueur d'onde $\lambda = 1,083 \mu m$ de la transition utilisée. Nous avons mesuré, pour la caméra refroidie que nous utilisons (Princeton Instruments, TEA/CCD-768 K), un rendement quantique : $\eta_{CCD} \simeq 2 \times 10^{-3}$; cette valeur a été obtenue pour une température du CCD de $-40^\circ C$. A cette température, le bruit dû à la génération thermique d'électrons dans le CCD est fortement réduit ($\sim 0,008 \bar{e} \cdot pixel^{-1} \cdot s^{-1}$), et reste inférieur au bruit de lecture ($\sim 10 \bar{e} \cdot pixel^{-1}$) sur une large plage de temps de pause. Dans ce régime, on a donc intérêt à utiliser une durée d'exposition t_p importante (\sim quelques minutes), le rapport signal à bruit augmentant linéairement avec celle-ci. Ceci suppose naturellement

que le bruit de lecture est supérieur au bruit de photons ; dans le cas contraire, le rapport signal à bruit augmente comme la racine du temps de pause. En prenant un rendement quantique du CCD de 2×10^{-3} , on peut estimer le seuil à partir duquel le bruit de photons passe au-dessus du bruit de lecture à environ 3×10^7 photons détectés par pixel, soit une énergie lumineuse incidente de 5 pW (par pixel). L'amplitude N_{ng} du signal associé à un pixel de l'image, exprimée en "niveaux de gris" (1 niveau de gris $\sim 11 \bar{e}$), est proportionnelle à l'énergie lumineuse totale reçue pendant la pause par ce pixel :

$$N_{ng} = \eta_{CCD} P_i t_p \quad (\text{II.19})$$

Dans cette expression, P_i représente la puissance lumineuse incidente sur un pixel du CCD. L'efficacité η_{CCD} du CCD a été mesuré à l'aide d'une photodiode calibrée, et vaut :

$$\eta_{CCD} \simeq 195 \text{ niveaux de gris} \cdot \text{pJ}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1} \quad (\text{II.20})$$

Le niveau de bruit associé à la lecture de l'image correspond typiquement à 1 niveau de gris. La puissance minimale détectable ($S/N = 1$) est donc, pour une pause de 10 mn , d'environ $10^{-17} \text{ W} \cdot \text{pixel}^{-1}$. Ce système est donc extrêmement sensible : il devrait permettre de détecter une dizaine d'atomes piégés dans un MOT, avec un temps d'exposition d'une seconde.

Lorsque l'on cherche à estimer le flux d' He^* à partir d'une image, on doit tenir compte du fait que le temps de pause effectif t_p^{eff} , c'est-à-dire la durée totale pendant laquelle un atome diffuse les photons de la sonde, est inférieur au temps de pause t_p . Lorsque la fréquence de la sonde, elle-même caractérisée par une largeur fréquentielle $\Delta\nu_s$, est balayée avec une excursion $\Delta\nu_{bal}$, le temps t_p^{eff} s'écrit :

$$t_p^{eff} \sim \frac{\Delta\nu_s}{\Delta\nu_{bal}} t_p \quad (\text{II.21})$$

La largeur fréquentielle de la sonde est donnée par l'expression (II.4). La sonde étant fortement saturante, la largeur du laser ne contribue que peu à la largeur totale. En prenant $\Delta\nu_L \simeq 4 \text{ MHz}$ et $s_0 = 45$, on obtient $\Delta\nu_s \simeq 12 \text{ MHz}$.

Pour remonter au flux Φ_{He^*} d'atomes métastables à travers une certaine surface du plan transverse au jet, il faut relever le nombre N_{mes} de niveaux de gris dans la zone correspondante de l'image. Ce nombre correspond à une puissance incidente sur le CCD :

$$P_{mes} = \frac{N_{mes}}{\eta_{CCD} t_p^{eff}} = \frac{\alpha_s}{4\pi} P_r \quad (\text{II.22})$$

Dans cette expression, P_r représente la puissance (totale) rayonnée par les atomes considérés, et α_s l'angle solide de détection (on a supposé le diagramme de rayonnement isotrope). En utilisant les mêmes hypothèses que dans le calcul de la section précédente, on obtient :

$$\Phi_{He^*} = \frac{4\pi}{\alpha_s} \frac{N_{mes}}{\eta_{CCD} t_p^{eff}} \frac{2v_z}{e\Gamma E_{ph}} \quad (\text{II.23})$$

II. 3. E Mesure de l'absorption

Nous détaillons dans cette partie les méthodes de mesure basées sur l'absorption d'un faisceau laser sonde par les atomes métastables. Le problème majeur des mesures par absorp-

tion dans notre expérience tient aux faibles épaisseurs optiques rencontrées : les valeurs typiques mesurées immédiatement en aval de la source sont de l'ordre de quelques 10^{-3} . Dans ces conditions, le signal dû à l'absorption par les atomes est du même ordre de grandeur voire inférieur aux fluctuations d'intensité basse fréquence de la sonde. Il est donc difficile d'utiliser directement la mesure d'absorption pour déterminer le nombre d'atomes d' He^* , comme cela est fait, par exemple, dans le cas d'un PMO contenant des atomes de Rubidium. La solution consiste à utiliser un schéma de détection synchrone, pour se placer à une fréquence où les fluctuations d'intensité détectées sont beaucoup plus faibles. Nous utilisons une technique basée sur une petite modulation de la fréquence de la sonde, dont les caractéristiques sont décrites en détail.

1) Technique de la modulation de fréquence

Description de la méthode

Ainsi que nous l'avons mentionné, il est nécessaire d'utiliser un schéma de détection synchrone afin de s'affranchir des fluctuations basse fréquence de l'intensité laser détectée par la photodiode. Il faut donc introduire, sur l'une des grandeurs physiques du système, une modulation à une fréquence suffisamment élevée pour sortir du domaine où le bruit technique (ou bruit d'environnement) est important. Dans le cas de la technique décrite ici, la grandeur modulée est la fréquence de la sonde. Le principe de cette méthode est schématisé sur la figure (II-9).

On applique une petite modulation sinusoïdale, à la fréquence ν_m , sur la fréquence du laser sonde. Les atomes qui interagissent avec le laser jouent le rôle d'un convertisseur fréquence-intensité : la photodiode qui recueille le faisceau transmis détecte donc une modulation d'intensité lumineuse. Si l'excursion de fréquence imposée par la modulation est suffisamment faible pour que le profil puisse être considéré comme linéaire, l'amplitude de la modulation d'intensité détectée est alors proportionnelle à la *dérivée* du profil d'absorption à la fréquence considérée.

Afin de vérifier cette propriété, nous avons effectué le test dont le principe est schématisé sur la figure (II-10).

On utilise pour cette mesure un profil d'absorption saturée dans une cellule d'hélium. On trouvera une description du montage utilisé dans la figure (II-3). On module la fréquence de la diode laser par l'intermédiaire du courant d'alimentation. La modulation appliquée comporte deux composantes : une modulation lente ($\sim qqs Hz$), triangulaire et d'amplitude relativement importante, sert à parcourir la totalité de la raie ; l'autre composante est sinusoïdale, de fréquence $\nu_m = 15 kHz$, et d'amplitude beaucoup plus faible. Le signal détecté par la photodiode (bande passante $\simeq 450 kHz$) est divisé en deux parties, dont l'une est visualisée directement sur un oscilloscope ; l'autre partie est envoyée dans une détection synchrone qui détecte à la fréquence de référence ν_m .

La figure (II-11) donne un exemple des signaux obtenus.

Les signaux ont été tracés en fonction de la fréquence du faisceau laser sonde. La courbe **(b)(1)** correspond au signal direct (profil d'absorption saturée) détecté par la photodiode lorsque l'on balaye la fréquence autour de la transition atomique. La largeur de la raie d'absorption saturée vaut ici $17 MHz$ (largeur totale à mi-hauteur). En **(a)** figure le signal de dispersion obtenu en sortie de la détection synchrone. Pour obtenir le profil **(b)(2)**, on a pris numériquement la primitive du signal de dispersion **(a)**, que l'on a ensuite divisée par un certain facteur C (ici, $C = 890 MHz$) pour obtenir la même amplitude que le signal direct.

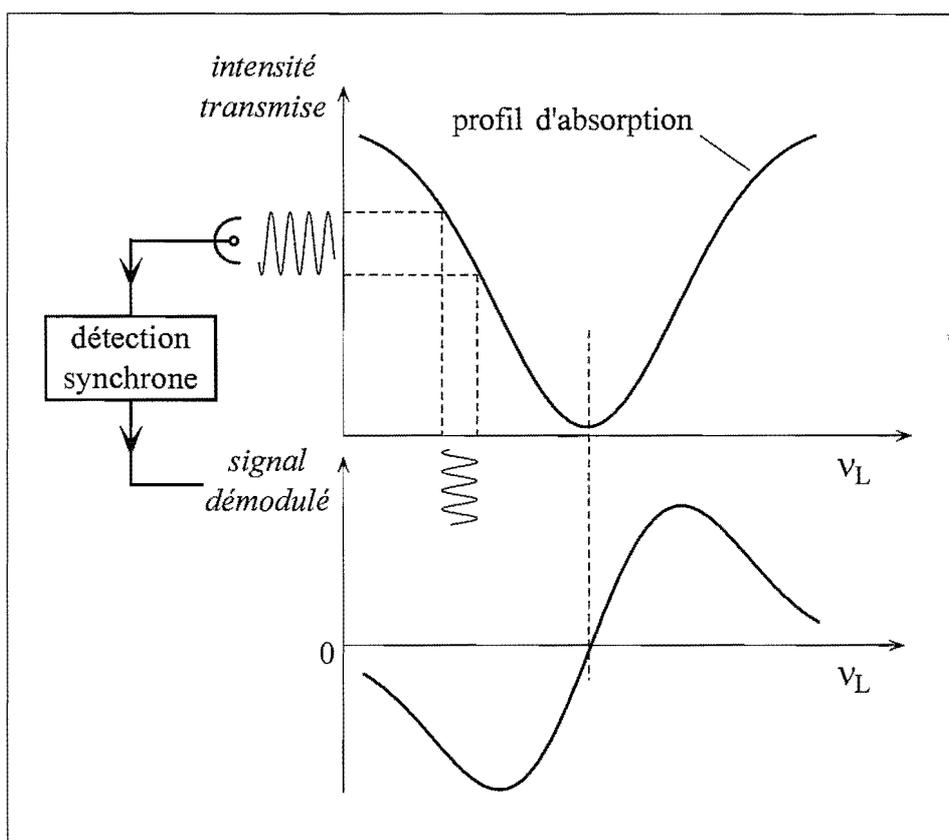


Figure II-9 : *Mesure d'absorption par modulation de fréquence.* On applique une petite modulation sur la fréquence de la sonde. Le profil d'absorption convertit celle-ci en modulation d'intensité détectée par la photodiode. L'amplitude de la modulation d'intensité est proportionnelle à la pente du profil d'absorption. Après démodulation, on obtient la dérivée de celui-ci.

On note que le profil "reconstitué" (2) est pratiquement identique au signal direct (1). L'opération mathématique effectuée lors de l'étape de modulation-démodulation correspond donc bien à la dérivation du profil initial. Toutefois, pour que cette propriété soit vérifiée, il faut s'assurer que les deux conditions suivantes sont bien remplies. Tout d'abord, l'amplitude de la modulation rapide de fréquence appliquée sur le faisceau laser doit rester faible devant la largeur typique du signal observé ; dans le cas contraire, l'amplitude de la modulation d'intensité détectée par la photodiode est alors proportionnelle à la pente moyenne du profil sur la plage de fréquence balayée. Dans la situation de la figure (II-11), l'excursion de fréquence due à la modulation rapide est de 2 MHz crête-à-crête, et donc suffisamment faible pour ne pas créer de distorsion dans le signal reconstitué. L'autre condition est liée à la constante de temps de la détection synchrone ; celle-ci est déterminée par un filtre passe-bas, placé en sortie de l'appareil, et qui permet de ne conserver que les basses fréquences du signal. Sur l'appareil que nous avons utilisé, la constante de temps minimale est de 1 ms . Il faut donc s'assurer, lors du balayage du profil par la modulation "lente" de fréquence, que le temps caractéristique de variation du signal reste grand devant la constante de temps du filtre.

Dans le cas où l'on applique cette technique à un jet atomique, on a ainsi accès à la distribution des vitesses de celui-ci dans la direction de propagation du faisceau sonde. Il faut souligner ici la particularité de cette méthode : étant sensible à la dérivée de la distribution sondée,

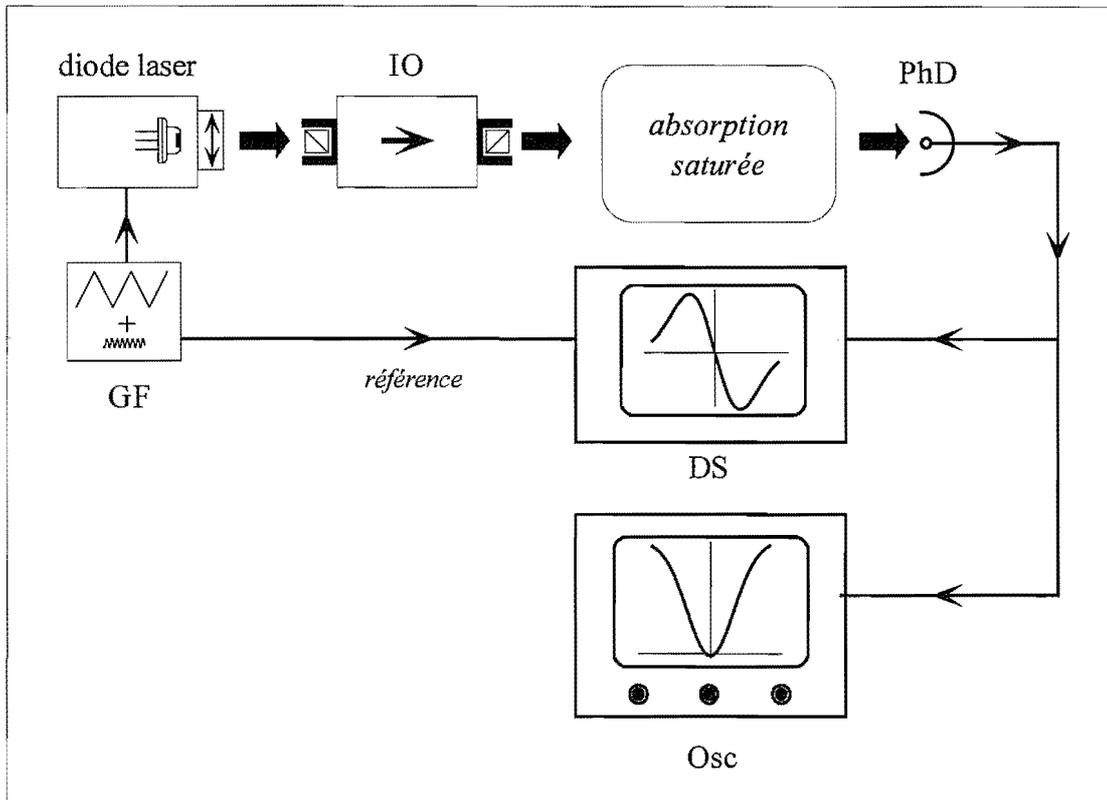


Figure II-10 : Test de la technique de modulation de fréquence. Afin de tester cette méthode, on utilise comme système de conversion fréquence/intensité une raie d'absorption saturée (cf figure (II-4)). Le faisceau laser, après passage dans un isolateur optique (IO), est envoyé dans une cellule d'hélium et détecté par une photodiode (PhD). On applique sur le courant de la diode laser, grâce à un générateur de fonctions (GF), deux composantes de modulation : une modulation rapide ($\nu_m = 15 \text{ kHz}$) de faible amplitude, et une modulation lente destinée à parcourir la raie. Une détection synchrone (DS) démodule le signal à la fréquence ν_m ; on obtient un signal de dispersion. Le signal d'absorption provenant de la photodiode est visualisé sur un oscilloscope (Osc).

elle privilégie les structures "étroites" (pente forte) de celle-ci, au détriment des variations plus "douces" (pente faible) qui sont proportionnellement atténuées.

Signal détecté et calcul du flux d' He^*

Le calcul du signal détecté par cette méthode est très similaire à celui du signal de fluorescence. Nous nous contentons donc d'en décrire les principales étapes. L'hypothèse de départ est que le signal délivré par la détection synchrone est proportionnel à la variation de la puissance P_{det} détectée par la photodiode à la fréquence de modulation ν_m , ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$V_{DS} = \eta_{DS} \frac{\partial P_{\text{det}}}{\partial \nu_s} \quad (\text{II.24})$$

Dans cette expression, le rendement η_{DS} dépend du calibre choisi sur la détection synchrone, du rendement de la photodiode ($\eta_{ph} = 1,3 \text{ V} \cdot \text{mW}^{-1}$) et de l'amplitude de la modulation de fréquence utilisée.

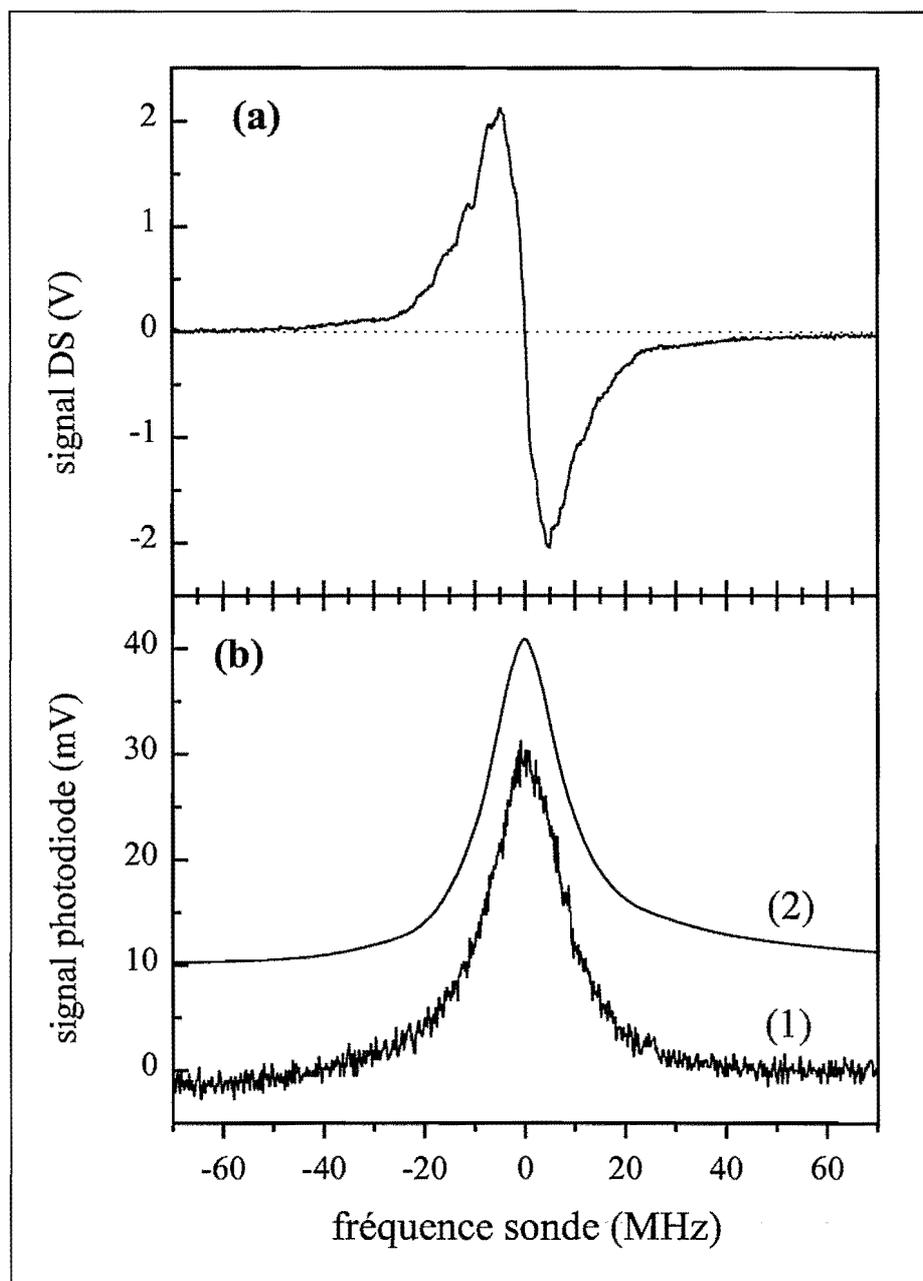


Figure II-11 : **Modulation de fréquence : interprétation des signaux.** On a représenté les signaux obtenus par cette technique, tracés en fonction de la fréquence de la sonde. La courbe (b)(1) correspond au signal "direct" d'absorption saturée. En (a) figure le signal de dispersion délivré par la détection synchrone. La courbe (b)(2) est obtenue en prenant numériquement la primitive du signal de dispersion (a), qui est ensuite divisée par un facteur de normalisation C pour retrouver l'amplitude du signal direct.

En reprenant la même démarche que dans le cas de la fluorescence, et en particulier en utilisant l'expression (II.13) du taux total de photons diffusés, on obtient :

$$\frac{\partial P_d}{\partial \nu_s}(\nu_L) = E_{ph} \frac{\partial \dot{N}_{ph}^{tot}(\nu_L)}{\partial \nu_s} = \frac{\pi}{2} E_{ph} \lambda^2 (\Delta/2\pi) \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0} \frac{z_{int}}{v_z} \Phi_{He^*} d'_{\perp}(v_x = \delta_L/k) \quad (\text{II.25})$$

Dans l'expression ci-dessus, $d'_{\perp}(v_x)$ désigne la dérivée de la distribution des vitesses transverses du jet.

Lorsque l'on veut mesurer le flux Φ_{He^*} d'atomes métastables, il suffit de prendre numériquement la primitive du signal $V_{DS}(\nu_s)$ détecté, et de calculer l'intégrale A_{abs} de cette fonction; le flux d' He^* est alors donné par :

$$\Phi_{He^*} = A_{abs} \times \left[\eta_{DS} E_{ph} \frac{z_{int}}{v_z} \frac{\Gamma^2}{8} \frac{s_0}{\sqrt{1+s_0}} \right]^{-1} \quad (\text{II.26})$$

Limite de détectivité

Le rendement de cette technique a été calibré en comparant les profils (1) et (2) de la figure (II-11)(b), et vaut : $\eta_{DS} \simeq 10^5 V \cdot MHz \cdot mW^{-1}$, pour une amplitude de la modulation de fréquence d'environ 2 MHz (et un calibre fixé de la détection synchrone). Le niveau de bruit *rms* observé est d'environ 10 mV après quelques dizaines de moyennages (soit un temps d'observation de quelques dizaines de ms, la constante de temps de la détection synchrone étant égale à 1 ms); ce bruit provient des étages de gain de la détection synchrone. On obtient donc une détectivité limite d'environ 100 pW · MHz⁻¹. Si l'on veut comme précédemment donner une estimation du nombre d'atomes détectables dans un piège magnéto-optique par cette méthode, il faut faire une hypothèse sur la largeur de la distribution de vitesse sondée, et donc sur la température des atomes; en prenant $v_{rms} \sim 1 m \cdot s^{-1}$, on trouve qu'il est possible de détecter environ 200 atomes d' He^* en 20 ms (il s'agit d'une estimation optimiste, car on a négligé les convolutions dues à la largeur fréquentielle de la sonde).

2) Technique de la sonde balayée

Nous venons de décrire une technique permettant d'analyser la distribution de vitesses atomiques dans le jet, et d'en déduire le flux d'atomes métastables. Nous avons également développé une méthode pour mesurer la distribution spatiale (à une dimension) du jet atomique. Elle s'est révélée extrêmement précieuse lors de l'étude du concentrateur de faisceau atomique (voir chapitre [IV]). L'idée consiste à balayer spatialement un faisceau laser de faible épaisseur à travers la section du jet atomique, et à mesurer l'absorption de cette sonde en fonction de sa position. Le schéma expérimental que nous avons employé est illustré sur la figure (II-12).

La sonde est constituée par un faisceau laser elliptique, qui est focalisé au niveau du jet atomique grâce à une lentille cylindrique. Au niveau du foyer, les dimensions de la sonde sont typiquement 1,5 cm × 260 μm. La petite dimension de la sonde détermine la résolution spatiale de la technique.

Le balayage spatial de la sonde est effectué grâce au "miroir oscillant" représenté sur la figure (II-12). Ce petit miroir est collé sur un pivot actionné par un moteur, dont l'angle de rotation est asservi : l'orientation du miroir reproduit la consigne envoyée à l'asservissement, ici une modulation triangulaire. Afin d'obtenir une translation pure de la sonde au niveau du jet atomique, on place le miroir oscillant au foyer objet de la lentille cylindrique.

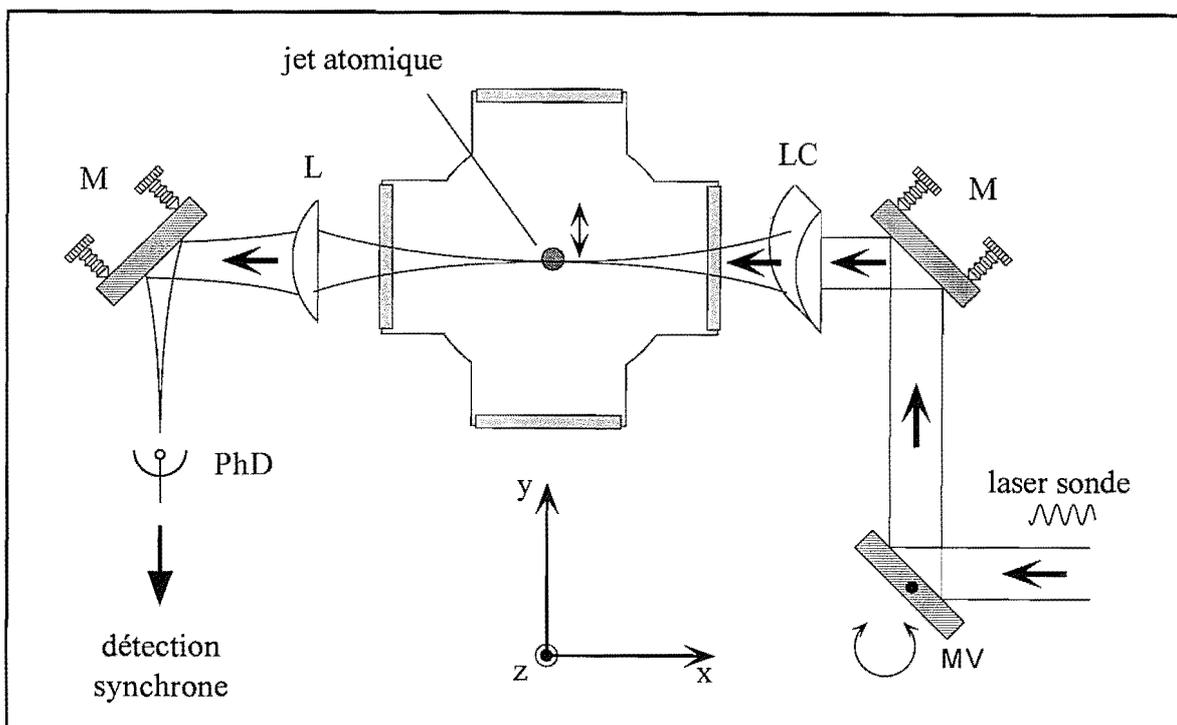


Figure II-12 : **Mesure de la taille du faisceau atomique par absorption.** Cette technique utilise un faisceau laser sonde, comportant une petite modulation de fréquence, focalisé au niveau du jet atomique grâce à une lentille cylindrique (LC). La sonde est balayée verticalement grâce à un miroir de renvoi (MV), situé au foyer objet de la lentille, qui oscille au cours du temps. Une photodiode (PhD) détecte la puissance lumineuse transmise ; ce signal est démodulé par une détection synchrone.

Après avoir traversé le faisceau atomique, la sonde est collectée par une lentille et focalisée sur une photodiode. Pour améliorer la qualité de la détection, on utilise la technique de modulation de fréquence décrite dans le paragraphe précédent. Cependant, et à la différence des situations précédentes, on ne décrit pas la distribution des vitesses transverses dans la direction Ox de propagation de la sonde. On maintient ici la fréquence de la sonde fixe (à la modulation rapide près) ; sa valeur détermine la classe de vitesse transverse avec laquelle on interagit. Tout comme dans la technique d'imagerie de la fluorescence, on sépare les composantes rapide et ralentie du faisceau atomique en introduisant un petit angle ($\simeq 4^\circ$) entre la sonde et la normale à l'axe Oz du jet.

Il est important de souligner la nature particulière de l'information fournie par cette méthode : le signal mesuré est proportionnel à la dérivée de la distribution des vitesses transverses pour une classe de vitesse donnée (fixée par la fréquence de la sonde et l'angle sonde-jet), et à la densité volumique atomique correspondant à cette classe de vitesses. Cette méthode ne nous donne donc le profil de la densité volumique des atomes dans le jet qu'à condition que la distribution des vitesses transverses soit invariante par translation dans la direction du déplacement de la sonde. En d'autres termes, et en reprenant les notations de la figure (II-12), l'interprétation que nous donnons du signal suppose qu'il n'existe pas de corrélation entre la distribution des vitesses dans la direction Ox et la position dans la direction Oy .

Afin de nous assurer de la fiabilité de cette technique, nous avons comparé la mesure de la section du jet atomique qu'elle fournit avec celle obtenue par imagerie de la fluorescence. Le résultat de ce test est représenté sur la figure (II-13).

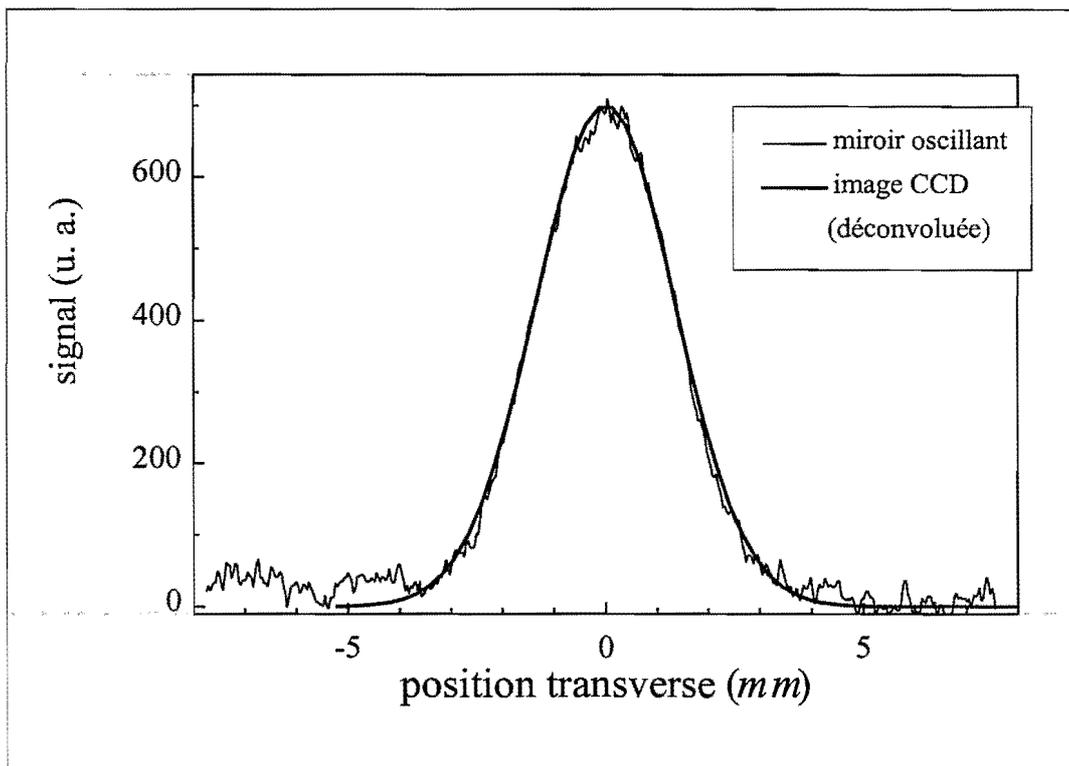


Figure II-13 : Mesure de la section du faisceau atomique : comparaison des techniques. On a superposé sur cette figure les profils transverses du jet atomique, mesurés par les techniques de la sonde balayée (traits fins) et de l'imagerie de la fluorescence (gras). Ce dernier profil a été déconvolué par une gaussienne de largeur totale à mi-hauteur 1 mm, qui tient compte de l'épaisseur de la sonde. Le niveau de bruit sur cette courbe n'est pas significatif.

On a reporté sur cette figure les profils du jet atomique mesurés par les deux techniques. La mesure a été réalisée avec un faisceau atomique ralenti ($v_z \simeq 640 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) et focalisé (voir chapitre [IV]). On a pris en compte l'effet de l'épaisseur de la sonde en déconvoluant le profil de l'image CCD par une gaussienne de largeur 1 mm : dans le cas présent, la déconvolution a peu d'influence sur la largeur du profil (largeur totale à mi-hauteur $\simeq 3,2 \text{ mm}$), et modifie surtout la forme des ailes. Notons que le niveau de bruit sur la courbe en traits gras n'est pas significatif (il s'agit d'un ajustement) : le seul but de cette figure est de comparer la forme et la largeur des profils.

On observe que les deux profils sont très similaires. Cette comparaison nous a donc permis de vérifier la nature de l'information obtenue par la technique de la sonde balayée.

II. 3. F Evaluation des incertitudes

Nous avons passé en revue les différentes techniques basées sur la mesure de la fluorescence ou de l'absorption. Nous allons maintenant discuter des sources d'incertitudes associées à ces mesures. Nous avons établi, pour les mesures de fluorescence et d'absorption, des expressions qui relient le signal obtenu au flux d' He^* produit par la source. Pour y parvenir, nous avons fait plusieurs hypothèses. Nous allons examiner la validité de chacune d'elles, afin d'estimer la marge d'erreur associée aux résultats fournis par ce type de mesures.

Sortie de résonance

Nous avons tout d'abord supposé que le taux de photons diffusés par un atome reste constant tout au long de l'interaction avec le laser. Dans la situation réelle, la force de pression de radiation à laquelle est soumis l'atome de la part de la sonde modifie sa vitesse (dans la direction de propagation de la sonde), avec pour conséquence la sortie progressive de résonance de l'atome par effet Doppler. Pour fixer les idées sur l'ordre de grandeur de cet effet, nous pouvons calculer le nombre N de photons qui doivent être échangés pour que le désaccord Doppler résultant soit égal à la demi-largeur de raie du laser $\Delta\nu_L/2$:

$$N \sim \frac{\lambda \Delta\nu_L}{2v_{rec}} \sim 20 \quad (\text{II.27})$$

Pour un atome se propageant à une vitesse $v_z = 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, et en supposant un taux d'échange de photons égal à la valeur maximale $\Gamma/2 = 5 \times 10^6 \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1}$, la sortie de résonance s'effectuerait donc sur une distance d'interaction de l'ordre de 5 mm . L'estimation ci-dessus est pessimiste : pour avoir un taux de photons diffusés proche de $\Gamma/2$, il faut un paramètre de saturation s_0 de l'ordre de 10. La largeur à prendre en compte est alors plutôt 7 MHz , ce qui augmente d'un facteur ~ 2 la distance sur laquelle la sortie de résonance s'effectue. Une résolution numérique montre que pour une saturation $s_0 = 1$ et une largeur de raie de 4 MHz , le taux de photons diffusés moyen correspondant à un temps d'interaction de $10 \mu\text{s}$ (soit une distance parcourue de 1 cm pour une vitesse $v_z = 1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) n'est inférieur que de 18 % à la valeur initiale de $\Gamma/4$. Pour une saturation de $s_0 = 10$, ce taux moyen sur la même durée chute de 25 %. On voit donc que ce phénomène nous conduit, au pire, à sous-estimer le nombre d'atomes par un facteur de l'ordre d'un tiers.

Prise en compte de la structure interne de l'atome

Au cours de ces calculs, nous avons négligé la structure interne des niveaux énergétiques de l'atome. En pratique, la situation est rendue plus complexe par la présence des phénomènes de pompage optique, et dépend a priori de la polarisation du laser sonde utilisé. On pourrait se ramener au cas d'un atome à deux niveaux en effectuant, avant la zone de détection, un pompage optique des atomes dans le sous-niveau $m_J = \pm 1$, grâce à un faisceau laser polarisé circulairement (le faisceau sonde étant de même polarisation). Ceci n'a pas été réalisé dans cette expérience, où la sonde utilisée est généralement de polarisation linéaire. Pour prendre en compte l'existence des sous-niveaux Zeeman, on peut introduire un coefficient de Clebsh-Gordan "effectif" \tilde{c} , qui reflète la solution stationnaire des équations du pompage optique. On utilise alors les expressions obtenues plus haut, en remplaçant le paramètre de saturation à résonance par :

$$\tilde{s}_0 = \tilde{c}s_0 \quad (\text{II.28})$$

Dans le cas de la transition que nous utilisons, et pour une polarisation linéaire de la sonde, on trouve $\bar{c} = 0,59$ (voir la figure (II-3) pour les coefficients de Clebsh-Gordan des transitions concernées).

Afin d'estimer expérimentalement l'effet de la polarisation, nous avons comparé les signaux d'absorption obtenus pour trois polarisations distinctes de la sonde : polarisation linéaire parallèle à l'axe du jet (π_H), polarisation linéaire orthogonale à l'axe du jet (π_V) et polarisation circulaire (σ). On observe que les signaux obtenus pour les deux polarisations linéaires sont identiques, tandis que le signal correspondant à la polarisation σ est *plus faible* d'environ 7 %. Cette dernière observation indique peut être la présence d'un champ magnétique parasite dans la zone de mesure. Le nombre de photons diffusés par atome lors de cette mesure est d'environ 10.

On observe donc que le signal d'absorption est relativement insensible à la polarisation de la sonde. Dans ce qui suit, nous prendrons $\bar{c} = 1$ pour interpréter les résultats. Remarquons que ce faisant, nous ne pouvons que sous-estimer le nombre d'atomes, par un facteur d'au plus 40 %.

Diagramme de rayonnement

Un dernier facteur d'incertitude, spécifique à la mesure de fluorescence, est lié au diagramme angulaire de rayonnement du dipôle atomique. On s'attend notamment à ce qu'une excitation (linéaire) verticale du dipôle atomique conduise à une réduction de la fluorescence observée, la puissance rayonnée suivant l'axe du dipôle étant nulle. Nous avons comparé les signaux obtenus pour les polarisations π_H et π_V , et observé une variation de l'amplitude du signal de 30 % environ entre ces deux configurations, le maximum de signal étant obtenu, comme attendu, pour la polarisation parallèle à l'axe du jet. L'amplitude du signal pour une polarisation σ se situe à une valeur intermédiaire. En supposant que la valeur correspondant à un diagramme de rayonnement isotrope (qui est l'hypothèse du calcul effectué plus haut) se situe entre les deux valeurs mesurées en polarisation π , on peut considérer que l'on surestime le nombre d'atomes d'environ 15 % lorsque la mesure est effectuée avec la polarisation π_H .

Incertitude totale

La discussion ci-dessus montre que plusieurs phénomènes sont susceptibles d'augmenter l'incertitude sur le nombre d'atomes mesuré par ces méthodes optiques ; il paraît prudent d'estimer l'incertitude sur le nombre d'atomes à un facteur 2 environ. On fera *a priori* plus confiance à la mesure d'absorption, pour laquelle les causes d'incertitude sont moins nombreuses.

II. 3. G Comparaison fluorescence-absorption

Nous avons utilisé, lors de la caractérisation du jet atomique, les deux techniques (fluorescence et absorption) qui viennent d'être décrites. Il est difficile de juger de manière absolue quelle est la meilleure, car cela dépend de la situation expérimentale. Cependant, la mesure d'absorption paraît supérieure dans la plupart des cas : l'alignement est plus facile à réaliser, et la sensibilité est supérieure (sauf dans le cas de distributions très larges), ce qui permet d'utiliser une sonde faiblement saturante qui perturbe peu les atomes. A titre d'exemple, nous avons comparé sur la figure (II-14) les signaux obtenus par les deux méthodes dans les mêmes conditions. Ces signaux ont été obtenus avec le même faisceau sonde ($s_0 \simeq 1$), pour une

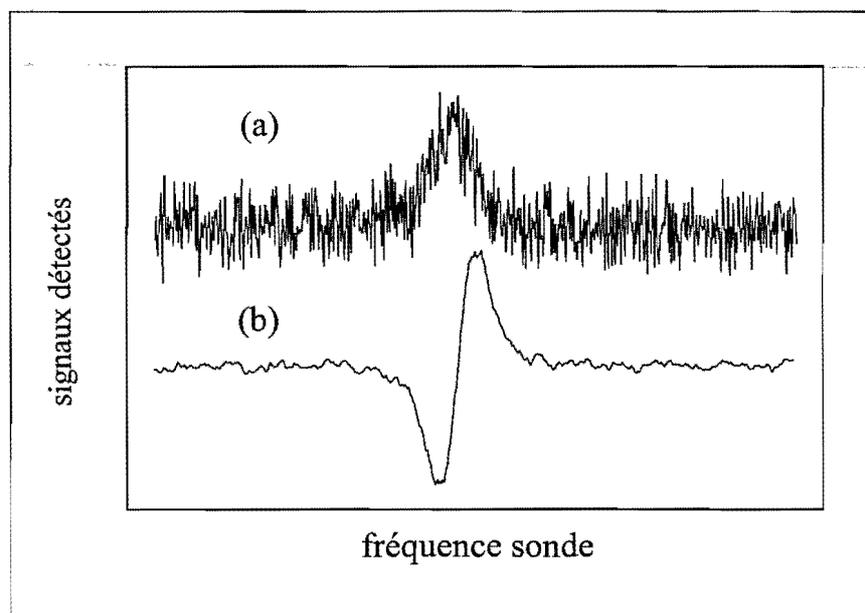


Figure II-14 : **Absorption/fluorescence : comparaison.** On a fait figurer un profil de fluorescence (a) et d'absorption (modulation de fréquence) (b), relevés dans les mêmes conditions expérimentales. La bande passante est comparable dans les deux cas ($\nu_{BP} \sim 200 \text{ Hz}$). Ces signaux ont été accumulés sur une cinquantaine de cycles d'acquisition (durée $\sim 1 \text{ mn}$).

distribution atomique relativement large ($\Delta\nu \simeq 60 \text{ MHz}$, largeur totale); le profil (a) a été normalisé de façon à avoir la même amplitude que le profil (b). Les bandes passantes de détection sont comparables dans les deux cas ($\nu_{BP} \sim 200 \text{ Hz}$). Dans cette situation, le rapport signal à bruit de la mesure d'absorption est environ 10 fois supérieur à celui de la fluorescence.

