

8.11.83

Pression de radiation et forces dipolaires Description de quelques expériences (suite et fin)

III-1

E. Ralentissement et refroidissement d'un jet atomique

- ④ 2^{ème} amélioration possible : fréquence atomique fixe
fréquence du laser de refroidissement variable dans le temps

a) Idee de base [référence (17)]

Au fur et à mesure que l'atome est ralenti, la fréquence du laser est changée pour que l'atome reste en résonance avec le laser.

b) Balayage le plus rapide possible dans le temps

- Comme plus haut (§ C3c), on suppose que le laser reste constamment à résonance, et est suffisamment intense pour produire la décélération maximale

$$-a = -\frac{\hbar k}{m} \frac{\Gamma}{2} \quad (3.1)$$

On a donc $dv = -a dt$ (3.2)

Comme la condition de résonance $\omega_0 = \omega + kv$ est toujours satisfaite, dv est relié à $d\omega$ par $d\omega + kdv = 0$

↳ $d\omega = -kdv = ka dt$ (3.3)

La vitesse de balayage en fréquence la plus rapide possible est donc

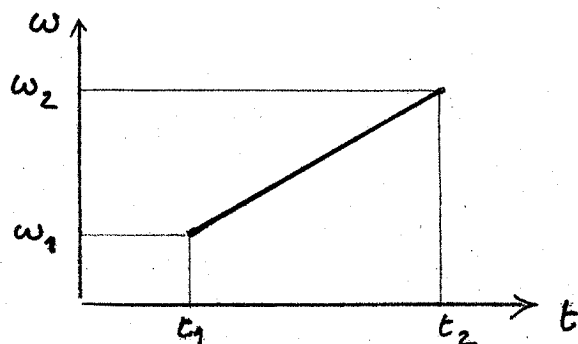
$$\left(\frac{dv}{dt}\right)_{\max} = \frac{1}{2\hbar} \left(\frac{d\omega}{dt}\right)_{\max} = ka = \frac{\hbar k^2}{2m} \Gamma = \frac{E_{\text{recul}}}{\hbar} \Gamma \quad (3.4)$$

où $E_{\text{recul}} = \hbar^2 k^2 / 2m$ est l'énergie de recul lors de l'absorption ou de l'émission d'un photon par l'atome.

- Si $\frac{dv}{dt} > \left(\frac{dv}{dt}\right)_{\max}$, la fréquence du laser change trop vite et l'atome ne peut pas "suivre"

Si $\frac{dv}{dt} < \left(\frac{dv}{dt}\right)_{\max}$, l'atome peut suivre, d'autant plus aisément que dv/dt est plus petit.

c) Ralentissement global obtenu



$$\omega_0 = \omega_1 + kv_1 = \omega_2 + kv_2$$

2 paramètres pour le balayage

$\omega_2 - \omega_1$: Plage de balayage

$\frac{\omega_2 - \omega_1}{t_2 - t_1}$: Vitesse de balayage

$$\omega_2 > \omega_1 \rightarrow v_2 < v_1$$

Si $\frac{\omega_2 - \omega_1}{t_2 - t_1} < \left(\frac{d\omega}{dt}\right)_{\max}$, tous les atomes de vitesse comprise entre v_1 et v_2 sont ralentis et recroisés en vitesse à la vitesse la plus basse v_2 . III-2

d) Ordres de grandeur pour le sodium

- Prenons $v_1 = 10^3 \text{ m/s}$ $v_2 = 0$
- Temps minimum pour aller de v_1 à v_2 . Pour Na, $a = 10^6 \text{ m/s}^2$

$$\Delta t = \frac{v_1 - v_2}{a} = \frac{10^3}{10^6} = 10^{-3} \text{ s} = 1 \text{ msec}$$
- $\omega_2 - \omega_1 = k(v_1 - v_2) = kv_1$

$$\hookrightarrow \Delta \nu = \frac{k v_1}{2\pi} = \frac{v_1}{\lambda} = \frac{10^3}{0,59 \cdot 10^{-6}} = 1,7 \text{ GHz}$$
- Vitesse de balayage maximale $\frac{\Delta \nu}{\Delta t} = 1,7 \text{ GHz/msec}$

e) Comparaison avec la méthode du § C 3

- Dans la méthode du § C 3, où ω_0 varie avec z , on a, en chaque point z , des atomes ralentis avec une vitesse $v(z)$ bien définie, ne dépendant que de z .
 Dans la méthode du § C 4, où ω varie avec t , les atomes ayant, à un instant donné, une vitesse qui leur permet d'être en résonance avec le laser, sont répartis sur tout l'axe z . Pas de corrélations entre v et z .
- Méthode du § C 3 : peut fonctionner en continu
 " " " C 4 : ne peut fonctionner qu'en impulsions
- La méthode du § C 4 est plus souple. L'amplitude et la vitesse de balayage peuvent être changées plus aisément que la configuration de champ $B(z)$.

f) Exemples de résultats expérimentaux [références (18) à (20)]

Premières expériences sur Na [(18) (19)]

- Pompage optique en σ^+ sur D_2 , qui accumule les atomes dans le sous niveau $3S_{1/2} F=2 M_F=2$ et les expulse uniquement vers $3P_{3/2} F'=3 M'_F=3$.
- Utilisation de 2 jets atomiques, l'un en sens inverse du faisceau laser (jet atomique refroidi), l'autre perpendiculaire au faisceau laser (donnant des signaux de référence, sans déplacement ni élargissement Doppler)
- Balayage linéaire de ω partant de la fréquence correspondant à la vitesse la plus probable du jet antiparallèle.
- 1 seul faisceau laser. Pas de séparation des fonctions de refroidissement et de détection. On observe la fluorescence induite sur les 2 jets par le laser de refroidissement.

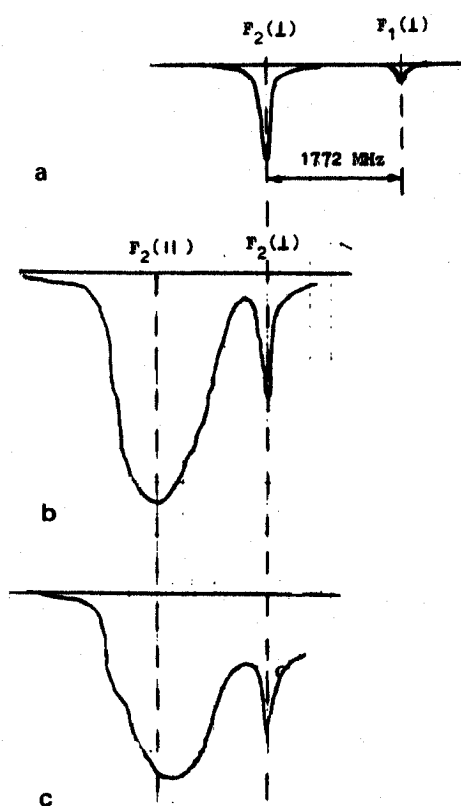


Fig. 15 [extraite de l'article de revue (19)] III-3

- a - les 2 composantes hyperfines de D_2 partant de $F_1=1$ et de $F_2=2$ et détectées sur le jet atomique $\perp$ au laser.
- b - Distribution de vitesses non déformée détectée sur la composante hyperfine partant de $F_2=2$ pour le jet atomique antiparallèle au laser ($F_2(11)$). Le signal $F_2(1)$ sert de référence et donne la vitesse nulle.
- c - Effet d'un balayage en fréquence ($dv/dt = 370 \text{ MHz/ms}$) du laser. Déplacement du maximum vers les faibles vitesses. Augmentation de la densité d'atomes aux faibles vitesses.

Expériences plus récentes sur Na [(20) (21)]

- Pompage optique en σ^+ sur D_2 comme dans l'expérience précédente, mais avec en plus un champ magnétique uniforme parallèle au jet ($B_d = 640 \text{ gauss}$) qui diminue les effets de dépolarisation.
- Ici, 2 faisceaux laser, l'un pour refroidir, l'autre pour analyser.

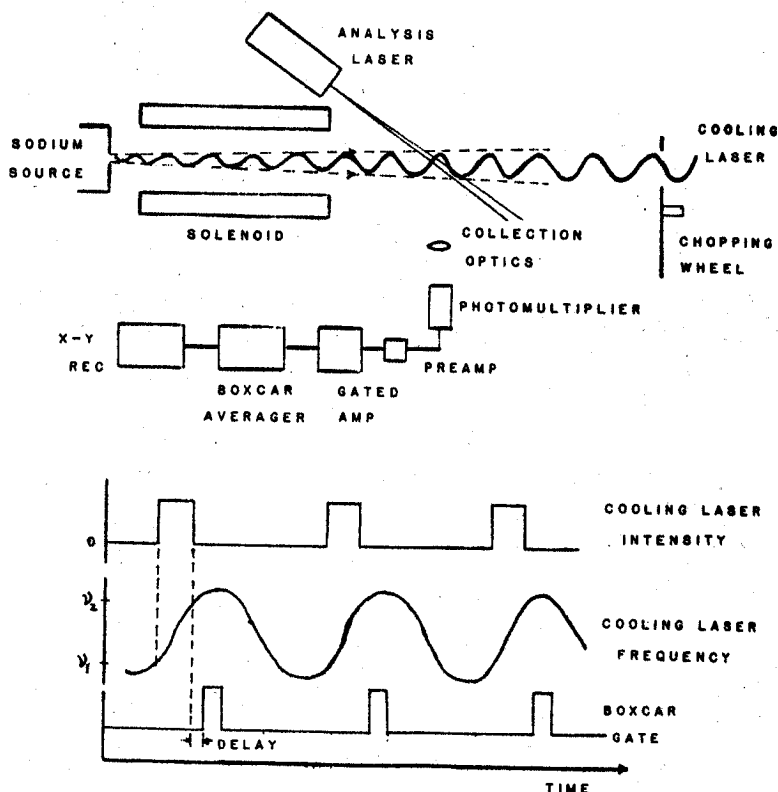
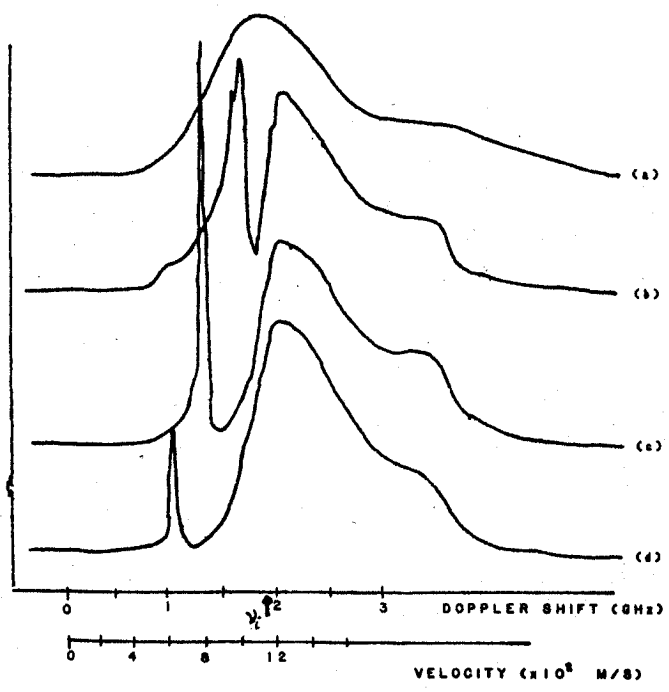


Fig. 16 [Extraite de (20)]

Montage expérimental et séquence temporelle

Pour plus de détails sur le balayage en fréquence du laser voir (22).

Fig. 17 [extrait de (20)]



Velocity distribution of the atomic beam for the case of (a) cooling laser blocked, (b) cooling laser on but not scanned, (c) cooling laser scanned for 480 MHz, and (d) cooling laser scanned for 750 MHz.

$\frac{dy}{dt} = 0$ v fixe
(Expérience analogue à celle décrite au § C-2. Comparer avec la figure 8 page II-5)

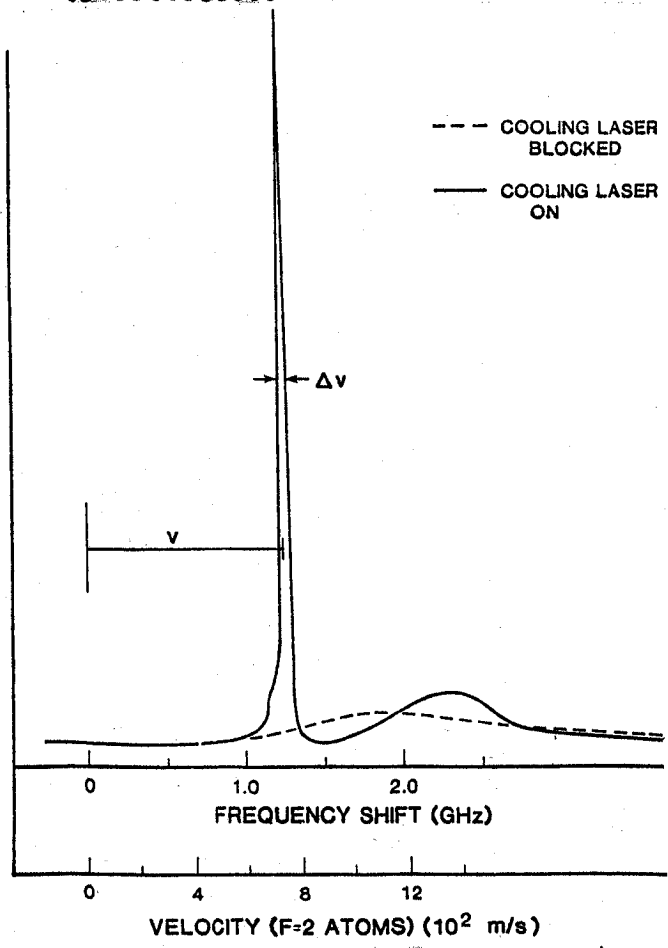
$\frac{dy}{dt} = 0,64 \text{ GHz/msec}$

$\frac{dy}{dt} = 1 \text{ GHz/msec}$

Les auteurs n'ont pas pu encore descendre au dessous de 600 m/s pour une raison non encore comprise

5 Applications possibles

a) Monochromatisation d'un jet atomique



Dramatically modified atomic beam velocity distribution. Dotted line represents the unmodified distribution and the solid line, the distribution after being changed by the cooling laser. The cooling laser was scanned 890 MHz.

Le regroupement des vitesses des atomes d'un jet en un pic très étroit permet d'obtenir un jet monochromatique très intense. Au lieu de filtrer (avec un sélecteur mécanique par exemple) les atomes ayant une vitesse donnée, et de perdre ainsi tous les autres, qui sont beaucoup plus nombreux, on utilise ici tous les atomes.

Exemple de résultats sur la Fig. 18

Fig. 18 [extrait de (21)]

$$\frac{dy}{dt} = 1,18 \text{ GHz/msec}$$

$$v = 720 \text{ m/s}$$

$$\Delta v = 15 \text{ m/s}$$

$$\frac{\Delta v}{v} = 2\%$$

Densité du jet dans le pic 20 fois supérieure à celle du maximum du jet thermique non refroidi

b) Obtention d'atomes très lents

III.5

- Normalement, dans un jet thermique, il y a très peu d'atomes très lents (moins que ne le prévoit la distribution de Maxwell)
- La méthode du § C3 a permis d'obtenir des atomes très lents ($v = 40 \text{ m/s}$) avec une densité estimée à 10^5 atomes/cm^3 dans un intervalle de vitesse correspondant à la largeur naturelle
- Importance pour 2 types d'applications

(i) Spectroscopie à ultra haute résolution

Augmentation du temps d'observation (par exemple, temps de passage entre 2 boules de Ramsey, jet "fontaine")

Élimination de l'effet Doppler du 2^{ème} ordre

(ii) "Alimentation" de pièges radiatifs

La profondeur des puits radiatifs est très faible (voir § D suivant), et l'atome doit avoir une vitesse initiale très faible si on veut le piéger dans un tel puit

D - Propriétés importantes de la force dipolaire $\vec{F}_2$

$$\vec{F}_2 = - \frac{\hbar(\omega - \omega_0)}{4} \frac{\vec{\nabla} \omega_1^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\omega_1^2}{2}} \quad (3.5)$$

1 - Caractéristiques

Direction : celle du gradient de l'intensité lumineuse I ($\propto \omega_1^2$). Dans un faisceau gaussien, les gradients d'intensité les plus importants sont dans le plan focal et transversaux (perpendiculaires à l'axe de propagation)

Variations avec le désaccord $\delta = \omega - \omega_0$

Courbe de dispersion, nulle à résonance, changeant de signe avec $\omega - \omega_0$ (partie "réactive" χ' de la susceptibilité)

$\omega > \omega_0$ atome poussé hors des régions de I élevée

$\omega < \omega_0$ " " vers les " " "

Largeur de la courbe de dispersion : $\sqrt{\Gamma^2 + 2\omega_1^2}$

Comportement quand $I \rightarrow \infty$

Pour une fréquence de Rabi ω_1 donnée (avec $\omega_1 \gg \Gamma$), le maximum de la courbe de dispersion se situe vers $|\omega - \omega_0| = \omega_1$, et $|\vec{F}_2|$ vaut alors

$$|\vec{F}_2| \sim \hbar \left| \frac{\vec{\nabla} \omega_1^2}{\omega_1} \right| \sim \hbar |\vec{\nabla} \omega_1| \sim \frac{\hbar \omega_1}{L} \quad (3.6)$$

où L est la distance caractéristique de variation de I (rayon focal ou "waist" w_0 pour une onde progressive, longueur d'onde pour une onde stationnaire). Si, pour une même configuration géométrique (L fixée), I , et donc ω_1 , augmentent, $|\vec{F}_2|$ augmente indéfiniment. A la différence de $\vec{F}_1$ qui tend vers une limite finie, $\hbar k \Gamma/2$, quand $I \rightarrow \infty$, il n'y a pas de "saturation" pour $\vec{F}_2$

Comparons $|\vec{F}_2|$ et $|\vec{F}_1|$ limite

$$\frac{|\vec{F}_2|}{|\vec{F}_1|_{\text{lim}}} \approx \frac{\hbar \omega_1}{L} \frac{1}{\hbar k \Gamma} \approx \frac{\omega_1}{\Gamma} \frac{\lambda}{L} \quad (3.7)$$

III-6

λ/L est inférieur à 1, on de l'ordre de 1 (pour une onde stationnaire), mais ω_1/Γ peut être très grand devant 1,

$\vec{F}_2$ dérive d'un potentiel U

$$\vec{F}_2 = -\vec{\nabla} U \quad \text{avec} \quad U = \frac{\hbar(\omega - \omega_0)}{2} \text{Log} \left[1 + \frac{\frac{\omega_1^2}{2}}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \right] \quad (3.8)$$

qu'on peut réécrire

$$U = \frac{\hbar \delta}{2} \text{Log} (1 + s) \quad (3.9)$$

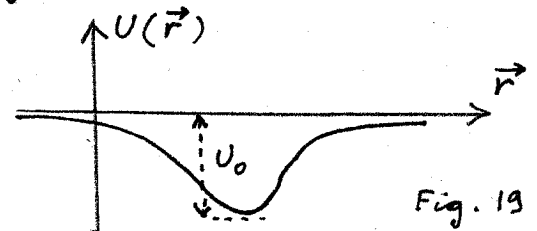
où

$$\delta = \omega - \omega_0 \quad s = \frac{\frac{\omega_1^2}{2}}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{paramètre de saturation}) \quad (3.10)$$

2 - Ordres de grandeur des paramètres relatifs au potentiel U

Puits de potentiel

Supposons $\delta < 0$ ($\omega < \omega_0$)
 U est alors un "puits de potentiel"
 dont la profondeur est déterminée
 par la valeur maximale, ω_1^{max} , de ω_1 ,



$$\text{Profondeur } U_0 \quad U_0 = -\frac{\hbar \delta}{2} \text{Log} (1 + s_{\text{max}}) \quad (3.11)$$

$$s_{\text{max}} = \frac{(\omega_1^{\text{max}})^2/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \approx (\omega_1^{\text{max}})^2/2\delta^2 \quad (3.12)$$

car nous allons voir que le δ optimal est de l'ordre de ω_1^{max} , lui-même en général grand devant Γ

Optimisation du désaccord $\delta = \omega - \omega_0$

Pour une intensité laser donnée (ω_1^{max} fixé), $(\delta)_{\text{optimal}}$ est donné par

$$\frac{\partial}{\partial \delta} U_0 = 0 = \frac{\partial}{\partial \delta} \left[-\frac{\hbar \delta}{2} \text{Log} (1 + s_{\text{max}}) \right] \quad (3.13)$$

où s_{max} est donné par (3.12). A partir de (3.13) on obtient

$$(\delta_{\text{max}})_{\text{optimal}} = 4 \quad (3.14)$$

d'où, d'après (3.12)

$$(\delta)_{\text{optimal}} = -\frac{|\omega_1^{\text{max}}|}{2\sqrt{2}} \quad (3.15)$$

et, d'après (3.11)

$$(U_0)_{\text{optimal}} = \frac{\hbar |\omega_1^{\text{max}}|}{4\sqrt{2}} \text{Log} 5 = 0,285 |\hbar \omega_1^{\text{max}}| \quad (3.16)$$

Ordre de grandeur de la profondeur des puits

$$|\omega_1^{\text{max}}| = |d \mathcal{E}_0^{\text{max}}| / \hbar \quad (3.17)$$

$|\mathcal{E}_0^{\text{max}}|$ amplitude maximale du champ électrique de l'onde laser

$|d|$ Moment dipolaire de transition $\langle e | \mathcal{D} | f \rangle$

- L'amplitude $|\vec{E}_0^{\max}|$ dépend de la puissance et de la géométrie du laser. Pour une onde laser gaussienne, progressive, de rayon focal w_0 et de puissance P , on trouve

$$P = \frac{\pi w_0^2}{4} \epsilon_0 c (\vec{E}_0^{\max})^2 \quad (3.18)$$

- Le moment dipolaire d apparaît dans l'expression de la largeur naturelle Γ , qui est aussi la probabilité d'émission spontanée par unité de temps. Pour un atome à 2 niveaux, de fréquence propre ω_0 , correspondant à la longueur d'onde lumineuse $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$, la règle d'or de Fermi donne

$$\Gamma = \frac{d^2 \omega_0^3}{3\pi \epsilon_0 \hbar c^3} \quad (3.19)$$

- A partir de (3.18) et (3.19), on peut exprimer la fréquence de Rabi maximale $|\omega_1^{\max}| / 2\pi$ en fonction de P, w_0, Γ

$$\frac{|\omega_1^{\max}|}{2\pi} = \left[\frac{3}{2\pi^3} \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{\lambda_0^3}{\hbar c w_0^2} P \right]^{1/2} \quad (3.20)$$

- Application numérique pour Na

$$\lambda_0 = 5890 \text{ \AA} = 5,89 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

$$\frac{\Gamma}{2\pi} = 10 \text{ MHz} = 10^7 \text{ s}^{-1}$$

Prendons un faisceau laser

$$P = 1 \text{ W}$$

$$w_0 = 30 \mu = 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

$$(3.20) \text{ donne alors } \frac{|\omega_1^{\max}|}{2\pi} = 2,35 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} = 23,5 \text{ GHz}$$

On déduit alors de (3.16)

$$(U_0)_{\text{optimal}} = 4,44 \cdot 10^{-24} \text{ J}$$

En unités de température, c-à-d en posant $(U_0)_{\text{optimal}} = k_B T$ on trouve

$$T = 0,32 \text{ K} = 320 \text{ mK}$$

Pour quelle vitesse v l'énergie cinétique d'un atome de sodium est-elle égale à $(U_0)_{\text{optimal}}$? $\frac{1}{2} M v^2 = (U_0)_{\text{optimal}}$

Comme $M(\text{sodium}) = 3,84 \cdot 10^{-26} \text{ Kg}$, on trouve

$$v = 15,2 \text{ m/s}$$

Si la force $\vec{F}_2$ était la seule à agir (et qu'on puisse ignorer la force de pression de radiation $\vec{F}_1$ qui pousse l'atome le long de la direction de propagation de l'onde progressive), seuls les atomes de vitesse inférieure à 15,2 m/s pourraient rester dans le puits. En fait, il faudrait en plus un mécanisme de refroidissement pour compenser l'échauffement dû aux fluctuations des forces radiatives. Nous reviendrons ultérieurement sur tous ces points.

3 - Applications possibles de $\vec{F}_2$

- Modification des trajectoires d'atomes neutres. Focalisation de jets atomiques (voir § E suivant).
- Pièges radiatifs pour atomes neutres. Non encore réalisés.

III. 8

$\vec{F}_2$ Dans le plan focal, la force dipolaire dirigée suivant le gradient de I

-
- Diagram illustrating the Davisson-Germer experiment setup. The setup includes an Atomic Source, a Mirror with Hole ($\phi = 230\mu$), an Atomic Beam, a 200 μ aperture, a Detector, and Light from a Laser. The distance between the Atomic Source and the Detector is 55 cm.

Schematic diagram of experimental setup.
Note the scale differences between the longitudinal and transverse directions.

Fig. 2.1

DETECTOR CURRENT

5.8

b

RESOLUTION

50 μ

65 μ

a

c

DETECTOR POSITION

Montre l'effet focalisant ou défocalisant des forces dipolaires suivant le signe du désaccord δ .

La qualité de la focalisation est limitée en fait par l'éclairement transversal du jet dû aux fluctuations des forces radiatives. [voir (24) et (25)]

Atomic beam current measured by detector as a function of its transverse position; a, no light; b, laser tuned ~ 1 GHz below resonance for focusing; c, laser tuned ~ 1 GHz above resonance for defocusing. Peak beam current is approximately 5×10^8 atoms/sec

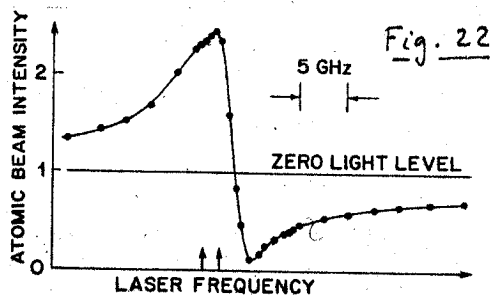


Fig. 22 extrait de (23)

Les variations ^(avec δ) de l'intensité
du jet atomique sur l'axe commun
au jet et au laser reflètent celle
de la forme dipolaire F_2

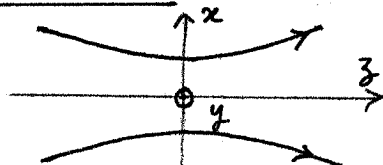
On observe bien une forme de dispersion

The on-axis atomic-beam intensity as a function of laser frequency. The arrows mark the frequencies of the two resonance transitions $3^2S_{1/2}(F=2, 1) \rightarrow 3^2P_{3/2}$ and are separated by approximately 1.77 GHz. The shift of the curve zero crossing relative to these frequencies is consistent with the longitudinal Doppler shifts of the atoms.

(17) V.S. Letokhov, V.G. Minogin, B.D. Pavlik, Opt. Comm. 19, 72 (1976)
 " " " " Sov. Phys. JETP 45, 698 (1978)
 (18) V.I. Balykin, V.S. Letokhov, V.I. Mishin, JETP Lett. 29, 560 (1979)
 " " " " " " Sov. Phys. JETP 51, 692 (1980)
 (19) V.S. Letokhov, V.G. Minogin, Physics Reports, 73, 1 (1981)

- (20) J.V. Prodan, W.D. Phillips in Laser cooled and trapped atoms III-9
Ed. by W.D. Phillips N.B.S. Special publication 653, p.137 (juin 1983)
- (21) W.D. Phillips, J.V. Prodan Proceedings of the 5th international conference
on Coherence and Quantum Optics (Rochester juin 1983) à paraitre
- (22) W.D. Phillips Appl. Opt. 20, 3826 (1981)
- (23) J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin, D.B. Pearson
Phys. Rev. Lett. 41, 1361 (1978)
- (24) Mêmes auteurs que (23) in Laser Spectroscopy IV Rottach Egerm (1979)
H. Walther and K. Rothe eds Springer Verlag 1979, p.49
- (25) Mêmes auteurs que (23) Optics Letters 5, 111 (1980)

APPENDICE : Onde laser gaussienne progressive, se propageant le long de Oz et polarisée suivant Ox



- Dans le plan focal ($z=0$)

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_0 e^{-\rho^2/w_0^2} \cos \omega t \quad (A.1)$$

$$\rho^2 = x^2 + y^2 \quad w_0 = \text{rayon focal ("beam waist")}$$

E_0 amplitude maximale de $\vec{E}$

- Sur l'axe Oz ($x=y=0$)

$$\vec{E} = \vec{e}_x \frac{E_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}} \cos(\omega t - kz + \phi) \quad (A.2)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad \text{longueur de divergence de Rayleigh} \quad (A.3)$$

$$\phi = \text{Arctg} \frac{z}{z_R} \quad (A.4) \quad \text{Pour Na, si } w_0 = 30 \mu \quad z_R = 4,8 \text{ mm}$$

- Puissance P = énergie passant à travers le plan focal / unité de temps

$$P = \epsilon_0 c^2 \int_{\text{Plan focal}} \overline{\vec{E} \times \vec{B}} \cdot \vec{e}_z dS = \epsilon_0 c E_0^2 \cos^2 \omega t \int_0^\infty 2\pi \rho e^{-2\rho^2/w_0^2} d\rho = \pi \frac{w_0^2}{4} \epsilon_0 c E_0^2 \quad (A.5)$$

- Période d'oscillation au fond des puits dans les directions $\perp$ à Oz

Si l'on se déplace dans le plan focal à partir de 0, d'une quantité petite $\vec{\rho} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y$, la force $\vec{F}_2$ est une force de rappel (si $\delta < 0$) proportionnelle à $\vec{\rho}$. En effet (3.5) peut s'écrire

$$\vec{F}_2 = -\hbar \delta \frac{\delta}{1+\delta} \vec{\alpha} \quad \vec{\alpha} = \frac{\vec{\nabla} \omega_1}{\omega_1} \quad (A.6)$$

Nous avons choisi $\delta = 4$ et $\delta = -|\omega_1^{\text{max}}|/2\sqrt{2}$ [voir (3.14) et (3.15)]

$$\text{Comme, d'après (A.1), } \omega_1(\vec{\rho}) = \omega_1^{\text{max}} e^{-\rho^2/w_0^2} \quad (A.7)$$

$$\vec{\alpha} = \left(\frac{\vec{\nabla} \omega_1}{\omega_1} \right)_{\vec{\rho} \sim \vec{0}} = -\frac{2\vec{\rho}}{w_0^2} \quad (A.8)$$

$$\text{de sorte que } \vec{F}_2 \approx \hbar \delta \frac{\delta}{5} \frac{\vec{\rho}}{w_0^2} \quad \text{pour } \vec{\rho} \sim \vec{0} \quad (A.9)$$

On en déduit la période des oscillations dans le plan focal

$$T = \frac{2\pi}{\Omega} \quad \text{avec } \Omega^2 = \frac{8\hbar |\delta|}{5w_0^2 m} = \frac{4\hbar |\omega_1^{\text{max}}|}{5\sqrt{2} M w_0^2} \quad (A.10)$$

Pour Na, avec $w_0 = 30 \mu$, $m = 3,84 \cdot 10^{-26} \text{ Kg}$, $|\omega_1^{\text{max}}|/2\pi = 23,5 \text{ GHz}$, on trouve $T = 1,24 \cdot 10^{-5} \text{ sec} = 12,4 \mu\text{sec}$. On vérifie bien que le temps d'évolution des variables externes (T) est plus long que celui des variables internes ($\tau_R = P^{-1} = 16 \text{ ns}$)