

A. Considérations générales

① Comparaison avec les ions

- Le piégeage des atomes neutres est plus difficile que celui des ions
Pas de charge globale sur laquelle puissent agir des champs électriques et magnétiques.
- Nécessité d'utiliser des couplages faisant intervenir des moments dipolaires magnétiques ou électriques, permanents ou induits.
Couplages beaucoup plus faibles
Puits de potentiel beaucoup moins profonds que les pièges de Penning ou de Paul utilisés pour les ions.
- Nécessité d'un refroidissement préalable des atomes pour que leur énergie cinétique soit inférieure à la profondeur des puits
Le développement des pièges pour atomes neutres a été grandement stimulé par le développement de méthodes de plus en plus efficaces de refroidissement laser.
- Les forces de piégeage pour atomes neutres font intervenir les degrés de liberté internes (dipôle électrique ou magnétique). Les niveaux d'énergie internes sont donc déplacés d'une quantité qui varie d'un point à l'autre de l'espace.
Difficultés pour la spectroscopie de haute résolution, pour le refroidissement laser in situ des atomes piégés.
- Par contre, pas de charge d'espace comme pour les ions.
Possibilité d'atteindre des densités d'atomes neutres piégés beaucoup plus élevées que celles des ions.
Intérêt pour l'étude des collisions entre atomes ultrafroids, pour le développement de nouvelles méthodes de refroidissement utilisant les collisions (refroidissement évaporatif), pour la recherche d'effets de dégénérescence quantique.

② Pourquoi des pièges non dissipatifs ?

- Pour éviter des processus de relaxation, comme l'émission spontanée de photons, qui réduisent la longueur de cohérence spatiale des atomes piégés, qui élargissent les niveaux d'énergie, qui communiquent aux atomes un recul aléatoire qui peut les faire sortir du piège.
- Pour pouvoir considérer que le mouvement des atomes dans le piège est, à une bonne approximation, décrit par un Hamiltonien.
Possibilité d'introduire des niveaux d'énergie bien définis pour le centre de masse de l'atome, avec des largeurs petites devant leurs séparations.
- Les pièges dissipatifs, comme le piège magnéto-optique (M.O.T), jouent cependant un rôle très important pour, dans une première étape, capturer le plus grand nombre possible d'atomes à partir d'un jet ralenti, et les prérefroidir. Les pièges dissipatifs sont en général plus profonds. Ils permettent d'adapter l'énergie cinétique des atomes à la profondeur des pièges non dissipatifs qu'on applique ensuite dans une deuxième étape.

(3) Forces de piégeage

Dipôles magnétiques

- Atome ou molécule paramagnétique, c'est à dire ayant un moment magnétique permanent, interagissant avec un gradient de champ magnétique statique.
- Exemple : énergie $E_M(B)$ d'un sous-niveau Zeeman $|M\rangle$ d'un atome dans un champ magnétique \vec{B} inhomogène

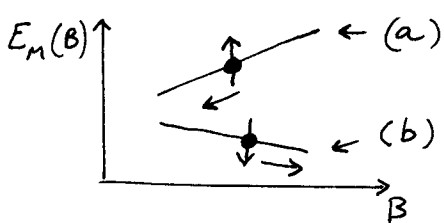


Fig. 1

$$\text{Force: } \vec{F}_M = -\vec{\nabla} E_M(\vec{B}) \quad (2.1)$$

Ce sont ces forces qui sont à l'origine de l'effet Stern et Gerlach bien connu

- Problème : D'un point à l'autre, \vec{B} change non seulement en module, mais en direction. Les états propres de l'hamiltonien Zeeman varient donc dans l'espace. Faut-il tenir compte des gradients des fonctions d'onde ?

Si l'atome se déplace suffisamment lentement pour que la vitesse de rotation du champ qu'il "voit" dans son référentiel soit très inférieure à la fréquence de précession de Larmor autour de ce champ, le spin reste aligné sur le champ. L'atome en mouvement suit adiabatiquement le niveau dans lequel il se trouve initialement. On peut alors ignorer les variations spatiales des fonctions d'onde. Seules comptent les variations de $E_M(\vec{B})$, c'est à dire les variations spatiales du module $B = |\vec{B}|$ de \vec{B} .

Par contre, si l'atome se déplace trop vite pour que la vitesse de rotation du champ "vu" puisse être négligé, des transitions non adiabatiques se produisent entre sous-niveaux Zeeman différents ("transitions de Majorana"). L'atome peut passer d'un niveau piégeant à un niveau non piégeant et être expulsé hors du piège.

- Revenons à une situation où l'approximation adiabatique est valable. Si l'atome se trouve sur un niveau de type (a) sur la Fig. 1, c'est à dire un niveau dont l'énergie croît quand B croît, il est attiré vers les champs faibles ("low-field seeker"). Pour piéger un tel atome avec des champs magnétiques statiques, il faut réaliser une configuration de champs présentant un minimum de B en un point. Nous verrons plus loin que de telles configurations existent.

Par contre, si l'atome est sur un niveau de type (b), dont l'énergie décroît quand B croît, il est attiré vers les champs forts ("high-field seeker"). Pour le piéger, il faudrait un maximum de B. Nous verrons plus loin (théorème de Wigner étudié au § 4 [1]) qu'il est impossible pour un champ électrique ou magnétique statique d'avoir un module présentant un maximum dans une région sans charges ni courants.

Dipôles électriques

Dipôles induits par un champ statique

- Sauf en cas de dégénérescence de 2 niveaux de parités opposées, l'effet Stark produit par un champ électrique statique E est quadratique

en E et non linéaire, comme c'est le cas pour l'effet Zeeman.

- L'effet Stark de l'état fondamental d'un atome est négatif (Vous les dénominateurs d'énergie sont négatifs dans l'expression du déplacement au 2^{im} ordre de la théorie des perturbations). L'atome est donc attiré vers les champs E forts. Pour piéger un atome dans l'état fondamental par un gradient de champ électrique statique, il faudrait donc un maximum de E, ce qui est exclu par le théorème de Wirng.
- Par contre, l'effet Stark d'un niveau excité peut être positif. Il peut être même linéaire en E quand des niveaux de parités opposées sont suffisamment proches, ce qui est en particulier le cas pour de états de Rydberg. L'instabilité des états excités due à l'émission spontanée de photons est cependant un inconvénient, même si les durées de vie de certains états peuvent être très longues (voir Ref. [2]).

Dipôles induits par un champ oscillant

- Le déplacement des niveaux est alors appelé "effet Stark dynamique", ou déplacement lumineux quand le champ oscillant est un champ optique de fréquence voisine de celle d'une transition atomique.
- Le théorème de Wirng ne s'applique pas à un champ oscillant. L'amplitude d'un tel champ peut être maximale en un point de l'espace. C'est ce qui se passe au foyer d'un faisceau laser par exemple.
- Les forces correspondant aux gradients d'intensité du champ sont parfois appelés "forces dipolaires". Elles s'interprètent simplement en termes d'atome habillé (voir Ref [3] et Fig. 2).

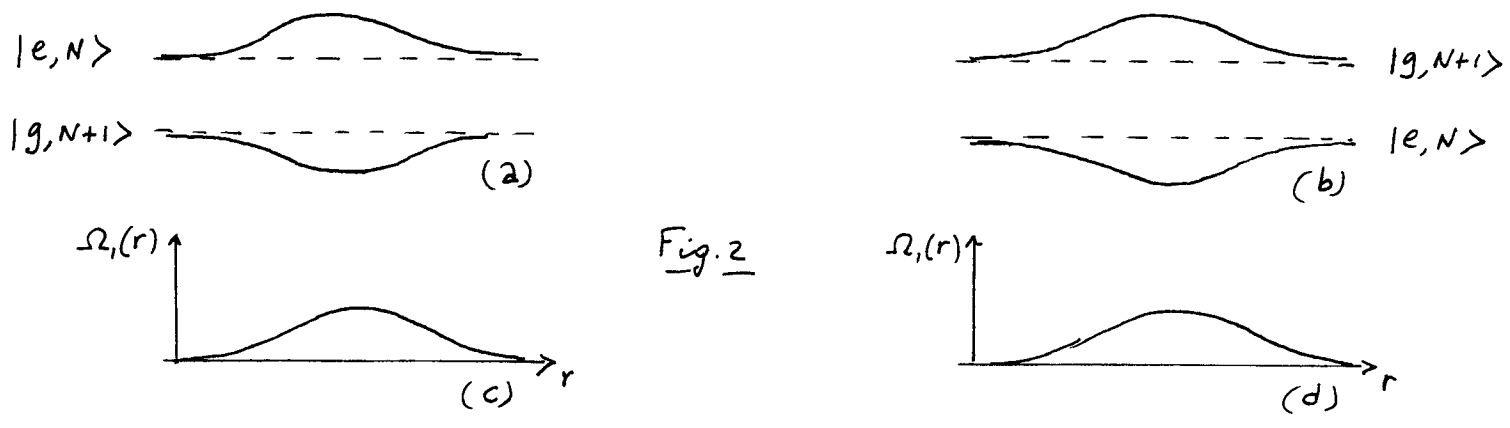


Fig. 2

Les figures 2a et 2b donnent en traits tiretés les énergies des états non couplés $|g, N+1\rangle$ et $|e, N\rangle$ du système "atome + photons laser", séparés de $\hbar\delta = \hbar(\omega_L - \omega_A)$, où δ est le désaccord entre la fréquence laser ω_L et la fréquence atomique ω_A . La figure 2a correspond à $\delta < 0$, la figure 2b à $\delta > 0$.

Ces 2 états sont couplés par l'interaction atome-laser V_{AL}

$$\langle e, N | V_{AL} | g, N+1 \rangle = \frac{\hbar \Omega_1}{2} \tag{2.2}$$

Ω_1 est la fréquence de Rabi caractérisant l'interaction atome champ. Sous l'effet de ce couplage, les états couplés, ou encore "habillés", se repoussent d'autant plus que Ω_1 est plus grand. Pour une fréquence de Rabi $\Omega_1(r)$ dépendant de r, comme c'est le cas le long d'une trajectoire traversant un faisceau laser (voir Figures 2c et 2d), les niveaux habillés ont l'allure représentée par les traits pleins des figures 2a et 2b.

Le déplacement de l'état habillé qui se raccorde à l'état $|g, N+1\rangle$ hors du faisceau laser (quand $\Omega_1 = 0$) est donné, quand $|\Omega_1| \ll |\delta|$, par la théorie de perturbations du 2^{ème} ordre. Il représente le déplacement lumineux δE_g de l'état fondamental g

$$\delta E_g = \frac{\hbar \Omega_1^2(\vec{r})}{4\delta} \quad (2.3)$$

Il est négatif pour $\delta < 0$, positif pour $\delta > 0$. On peut donc piéger un atome dans l'état fondamental au foyer d'une onde laser désaccordée vers le rouge.

- Dans ce qui précède, on a ignoré l'instabilité radiative de l'état excité qui a une largeur Γ . Le couplage V_{AL} contenant l'état stable $|g, N+1\rangle$ par l'état instable $|e, N\rangle$ et confère à l'état habillé qui se raccorde à $|g, N+1\rangle$ une partie de l'instabilité radiative de e . Pour trouver la largeur naturelle Γ_g de l'état fondamental, il faut ajouter une partie imaginaire $-i\hbar\Gamma/2$ à l'énergie de l'état $|e, N\rangle$, diagonaliser l'hamiltonien effectif

$$H_{\text{eff}} = \hbar \begin{pmatrix} \delta & \Omega_1/2 \\ \Omega_1/2 & -i\frac{\Gamma}{2} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

qui décrit l'évolution réduite à l'intérieur de la multiplicité $\{|e, N\rangle, |g, N+1\rangle\}$ et calculer la partie imaginaire, $-i\hbar\Gamma_g/2$, de la valeur propre qui se raccorde à l'énergie de l'état $|g, N+1\rangle$ quand $\Omega_1 \rightarrow 0$. On trouve ainsi, à la limite perturbative ($|\Omega_1| \ll |\delta|$)

$$\Gamma_g = \Gamma \frac{\Omega_1^2(\vec{r})}{4\delta^2} \quad (2.5)$$

En comparant (2.3) et (2.5), on déduit

$$\frac{|\delta E_g|}{\hbar\Gamma_g} = \frac{\Gamma}{|\delta|} \quad (2.6)$$

Quand on augmente le désaccord $|\delta|$, l'élargissement radiatif devient donc négligeable devant le déplacement lumineux. Quand on augmente le désaccord par 10, tout en augmentant par 10 la puissance ($\propto \Omega_1^2$) du laser, on garde la même profondeur de puits, tout en diminuant par 10 la largeur des niveaux.

Pour $|\delta|$ suffisamment grand, et à condition de disposer de suffisamment d'intensité, un piège laser pourra donc être considéré comme non dissipatif. De manière plus précise, si l'on veut garder les atomes piégés pendant un temps T , il faut réaliser $\Gamma_g T \ll 1$ pour pouvoir négliger toute émission spontanée pendant le temps de piégeage T .

- Ordre de grandeur des profondeurs des puits (pour $\delta < 0$)

Pour Ω_1 fixé, la profondeur des puits dépend de δ . La profondeur maximale est obtenue pour $\delta \simeq -|\Omega_1|$ et est de l'ordre de $\hbar\Omega_1$,

Pour un faisceau laser de 1 watt, focalisé sur un rayon focal (waist) de $10\mu\text{m}$, on trouve une profondeur maximale U_0 qui, exprimée en degrés K, est de l'ordre de 1°K : $U_0/k_B \sim 1^\circ\text{K}$.

4) Le théorème de Wing [1]

- Equations de Maxwell

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.7)$$

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \vec{J} \end{cases} \quad (2.8)$$

- Dans une région sans charges, ni courants ($\rho=0, \vec{J}=\vec{0}$) et pour des champs statiques ($\partial \vec{E} / \partial t = \vec{0}, \partial \vec{B} / \partial t = \vec{0}$), on a donc

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{0} \end{cases} \quad (2.9) \qquad \begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{0} \end{cases} \quad (2.10)$$

- De l'identité $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{V}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \Delta \vec{V}$ (2.11)

on déduit alors

$$\Delta \vec{E} = \vec{0} \quad (2.12)$$

$$\Delta \vec{B} = \vec{0} \quad (2.13)$$

- Montrons que le module d'un tel champ ne peut pas avoir de maximum en un point. Supposons qu'un tel maximum existe pour \vec{B} en $\vec{r} = \vec{0}$ (le raisonnement est le même pour \vec{E}).

Soit \vec{B}_0 la valeur de \vec{B} en $\vec{r} = \vec{0}$. Soit \vec{r} un point voisin de $\vec{0}$.

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_0 + \delta \vec{B}(\vec{r}) \quad (2.14)$$

$$\delta \vec{B}(\vec{0}) = \vec{0} \quad (2.15)$$

L'équation (2.13) entraîne que

$$\Delta \delta \vec{B}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (2.16)$$

- Prenons l'axe z suivant \vec{B}_0

$$\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z \quad \text{avec } B_0 > 0 \quad (2.17)$$

et calculons $\vec{B}^2(\vec{r})$

$$\begin{aligned} \vec{B}^2(\vec{r}) &= \vec{B}_0^2 + 2 \vec{B}_0 \cdot \delta \vec{B}(\vec{r}) + \delta \vec{B}^2(\vec{r}) \\ &= B_0^2 + 2 B_0 \delta B_z(\vec{r}) + \delta \vec{B}^2(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Le dernier terme de la 2^{ème} ligne de (2.18) est positif. Le module de $\vec{B}(\vec{r})$ ne peut être maximal en $\vec{r} = \vec{0}$ que si $\vec{B}^2(\vec{r}) < B_0^2$, c-à-d si le 2^{ème} terme de la 2^{ème} ligne de (2.18) est négatif sur tous les points d'une sphère de centre $\vec{0}$. Comme $B_0 > 0$, $\delta B_z(\vec{r})$ doit être négatif en tous les points d'une telle sphère. Nous allons montrer que ceci est incompatible avec (2.16)

- les fonctions $\varphi_{lm}(\vec{r}) = r^l Y_l^m(\theta, \varphi)$ forment une base de fonctions satisfaisant $\Delta \varphi_{lm}(\vec{r}) = 0$. Pour le voir, il suffit d'utiliser l'expression du Laplacien en coordonnées sphériques

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r - \frac{\vec{L}^2}{\hbar^2} \quad (2.19)$$

où \vec{L} est l'opérateur moment cinétique orbital, et le fait que les harmoniques sphériques sont des fonctions propres de \vec{L}^2 de valeur propre $l(l+1)\hbar^2$. On obtient alors $\Delta r^l Y_l^m(\theta, \varphi) = 0$.

II-6

- Comme $\Delta \delta B_3(\vec{r}) = 0$, on peut développer $\delta B_3(\vec{r})$ sur les $r^l Y_l^m(\theta, \varphi)$

$$\delta B_3(\vec{r}) = \sum_l \sum_m c_{lm} r^l Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (2.20)$$

avec $c_{00} = 0$ puisque $\delta B_3(\vec{0}) = 0$ d'après (2.15)

Comme $\int d\Omega Y_l^m(\theta, \varphi) = 0$ si $l \neq 0$, on en déduit que

$$\int_{|\vec{r}|=r} d\Omega \delta B_3(\vec{r}) = 0 \quad (2.21)$$

La valeur moyenne de $\delta B_3(\vec{r})$ sur une sphère de centre 0 est donc nulle. Il s'ensuit que $\delta B_3(\vec{r})$ ne peut pas être négatif en tous les points d'une telle sphère.

Ceci démontre le théorème de Wint, à savoir que le module d'un champ statique électrique ou magnétique ne peut pas avoir de maximum dans une région sans charge ni courant.

Par contre, nous verrons plus loin sur des exemples précis que des minima du module de \vec{E} ou \vec{B} peuvent exister.

5) Les contraintes imposées par le théorème de Wint

- Impossibilité de piéger un atome dans l'état fondamental au moyen de champs statiques.

L'énergie de l'état fondamental décroît quand on augmente le champ statique, électrique ou magnétique, dans lequel il est plongé (cas (b) de la Fig. 1). Pour le piéger, il faudrait un maximum de $|\vec{E}|$ ou $|\vec{B}|$, ce qui est impossible.

- Caractère exothermique des collisions inélastiques entre atomes piégés dans un champ statique.

Lors d'une collision inélastique entre 2 atomes piégés, les atomes peuvent retourner à l'état fondamental en gagnant de l'énergie cinétique, ce qui les fait en général sortir du piège.

S'ils pouvaient être piégés dans l'état fondamental, les collisions inélastiques seraient endothermiques et leur probabilité serait considérablement réduite si l'énergie cinétique des atomes entrant en collision était trop faible pour permettre à l'un des atomes de passer dans un niveau d'énergie supérieure.

6) Revue de quelques types de pièges non dissipatifs.

Dans les parties B et C de ce chapitre, nous étudierons en détail les pièges magnéto-statiques les plus couramment utilisés dans les expériences récentes réalisés sur l'Hydrogène et sur les atomes alcalins. Auparavant, nous passons rapidement en revue dans ce paragraphe les autres types de pièges non dissipatifs, en particulier ceux qui ne sont pas soumis aux contraintes du théorème de Wint.

Pièges laser

- Nous en avons indiqué plus haut le principe à la fin du § 3. Ces pièges reposent sur l'existence de gradients spatiaux de niveaux habillés, résultant eux-mêmes de variations spatiales de la fréquence de Rabi associée à un champ laser inhomogène. Ces pièges peuvent s'appliquer à des atomes dans l'état fondamental.

- Premier piège laser [4] sur des atomes de sodium

- Utilise un seul faisceau laser suffisamment focalisé et désaccordé pour que les forces dipolaires piègeantes l'emportent sur la pression de radiation expulsante.

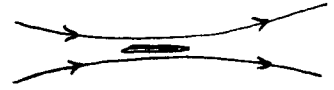


Fig. 3

- Alternance de phases de piégeage et de refroidissement, suivant la suggestion de [5] pour compenser l'échauffement dû aux fluctuations des forces dipolaires.
- Forme très allongée du piège

- Utilisation de désaccords plus grands (65 nm au lieu de 1.5 nm) et de puissances plus élevées [6]

Pièges appelés "FORT" (Far Off Resonance optical Traps)

- Pièges dipolaires croisés. Utilisation de faisceaux laser se croisant au voisinage de leurs foyers. La zone de piégeage se situe à l'intersection des 2 faisceaux et a une forme plus "ronde".

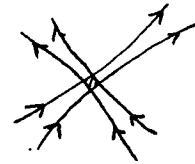


Fig. 4

Expériences réalisées à Stanford [7] et Paris [8].

Pièges microondes

- Toute l'analyse de la fin du § 3 porte sur des transitions dipolaires électriques. Elle s'applique également à des transitions dipolaires magnétiques, comme celle qui relie 2 niveaux hyperfins d'un état fondamental atomique. On peut ici aussi introduire des niveaux habillés dont la position varie dans l'espace si le champ microonde, et par suite la fréquence de Rabi associée, sont inhomogènes spatialement.

- Comme un champ laser, un champ microonde peut avoir un maximum en un point et il a été proposé de piéger des atomes dans le niveau hyperfin le plus bas en les faisant interagir avec le champ microonde inhomogène à l'intérieur d'une cavité [9].

Des pièges microondes de ce type ont été réalisés sur des alcalins [10].

Pièges magnétodynamiques

- Le principe est le même que celui des pièges de Paul pour les ions

- Partons d'un potentiel statique quadripolaire présentant une symétrie axiale

$$\Phi = A \left(z^2 - \frac{\rho^2}{2} \right) \quad \text{avec } \rho^2 = x^2 + y^2 \quad (2.22)$$

et modulons un tel potentiel à la fréquence Ω . On obtient

$$\Phi(t) = A \cos \Omega t \left(z^2 - \frac{\rho^2}{2} \right) \quad (2.23)$$

Quand $\cos \Omega t$ est positif, le potentiel est piègeant sur Oz , expulsant sur Ox et Oy . Une demi-période plus tard, il est expulsant sur Oz et piègeant sur Ox et Oy .

En étudiant le mouvement d'une particule dans un tel potentiel, on trouve que, pour toute une série de valeurs de A et Ω , l'atome reste confiné dans une région finie. A un micromouvement de fréquence Ω , se superpose un mouvement plus lent. On obtient ainsi un piège "magnétodynamique" avec une profondeur plus faible que celle des pièges magnétostatiques étudiés plus loin.

Notons que le micromouvement intervenant dans un tel piège est un mouvement du centre de masse de l'atome. Dans les pièges laser et microonde étudiés plus haut, il y a également un micromouvement, mais il est relatif à une variable interne, le dipôle électrique ou magnétique qui oscille sous l'effet du champ laser ou microonde.

De tels pièges magnétodynamiques ont été proposés pour piéger des atomes d'Hydrogène dans l'état de spin \downarrow [11]. Ils ont été réalisés sur des atomes de Césium [12].

Cavités gravitationnelles

Combinaison de la force de pesanteur et de la répulsion produite par une onde lumineuse non résonnante désaccordée vers le bleu.

"Trampoline" atomique sur l'onde évanescente à la surface d'un miroir parabolique [13]

La forme parabolique du miroir stabilise le mouvement transversal de l'atome [14] alors que ce mouvement est instable sur un miroir plan [15][16].

Récente observation d'effets ondulatoires lors de la réflexion de l'onde de de Broglie sur le miroir pour atomes [17][18].

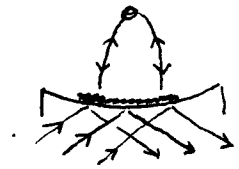


Fig. 5

Autre configuration possible [19]
Nappes de lumière (avec $\delta > 0$) se croisant

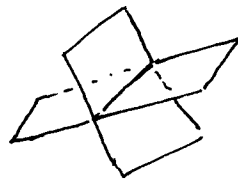
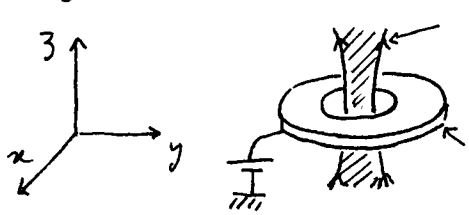


Fig. 6

Piège électrooptique [20]



Laser désaccordé vers le rouge
Electrode en forme d'anneau

Fig. 7

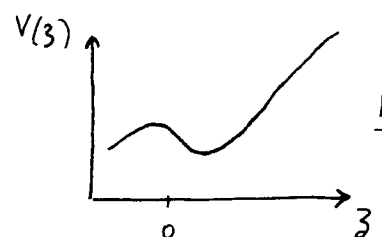


Fig. 8

Le long de l'axe Oz , le champ électrique, nul au milieu de l'électrode, présente un maximum. L'effet Stark correspondant, négatif, fait apparaître un puits de potentiel et compense la gravité.

L'effet Stark (statique) ne peut confiner latéralement (Règne de Wigner). Le confinement transverse est assuré par un faisceau laser focalisé et désaccordé vers le rouge.

Avantages

- Le faisceau laser n'a pas à compenser la gravité et peut être plus large.
- Piège plus gros et de forme plus sphérique.
- Peut piéger un atome dans l'état fondamental.

References

- 1 - W. Wang, in "Laser cooled and trapped atoms", ed. by W. Phillips Natl. Bur. Stand. (U.S.) Special Public. 653 (1983), p. 74
W. Wang, Progr. Quant. Electr. 8, 181 (1984)
Voir aussi la généralisation du théorème de Wang par W. Ketterle et D. Pritchard, Appl. Phys. B54, 403 (1992)
- 2 - W. Wang, Phys. Rev. Lett. 45, 631 (1980)
- 3 - J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J.O.S.A. B2, 1707 (1985)
- 4 - S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, Phys. Rev. Lett. 57, 314 (1986)
- 5 - J. Dalibard, S. Reynaud, C. Cohen-Tannoudji, Opt. Commun. 47, 395 (1983)
- 6 - C. Miller, R. Chie, D. Heinzen, Phys. Rev. A47, R4567 (1994)
- 7 - C. Adams, H. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, S. Chu
Phys. Rev. Lett. 74, 3577 (1995)
- 8 - A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, C. Salomon, à paraître dans
Optics and Photonics Series, Ultracold Atoms and BEC at EPEC'96
- 9 - C. Agosta, I. Silvera, H. Stoeff, B. Verhaar, Phys. Rev. Lett. 62, 2361 (1989)
- 10 - R. Spreuw, C. Gerz, L. Goldner, W. Phillips, S. Rolston, C. Westbrook,
M. Reynolds, I. Silvera, Phys. Rev. Lett. 72, 3162 (1994)
- 11 - R. Lovelace, C. Mechanism, T. Tammila, D. Lee.
Nature, 318, 30 (1985)
- 12 - E. Cornell, C. Monroe, C. Wieman, Phys. Rev. Lett. 67, 2439 (1991)
- 13 - C. Amminoff, A. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji
Phys. Rev. Lett. 71, 3083 (1993)
- 14 - H. Wallis, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Appl. Phys. B54, 407 (1992)
- 15 - M. Kasevich, D. Weiss, S. Chu, Opt. Lett. 15, 607 (1990)
- 16 - V. Balykin, V. Letokhov, Y. Ovchinnikov, A. Sidorov, Phys. Rev. Lett. 60, 2137 (1988)
- 17 - A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, J. Dalibard,
Phys. Rev. Lett. 74, 4972 (1995)
- 18 - P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, J. Dalibard
Phys. Rev. Lett. 77, 4 (1996)
- 19 - N. Davidson, H. Lee, C. Adams, M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. 74, 1311 (1995)
- 20 - P. Lemonde, O. Moril, E. Peik, J. Reichel, H. Perrin, W. Hänsel,
C. Salomon, Europhys. Lett. 32, 555 (1995)