

Introduction

Peut-on contrôler l'équilibre thermodynamique d'un échantillon de matière par une lumière bien choisie? Depuis les articles fondateurs d'Einstein (1917) et de Kastler (1950), cette question a accompagné le développement de la physique atomique et de l'optique quantique. À partir des années 1970, le développement des sources laser accordables est venu lui donner un renouveau avec notamment les propositions de refroidissement de gaz d'atomes neutres ou d'ions par Hänsch & Schawlow (1975) et Wine-land & Dehmelt (1975). Les réponses qui ont été apportées sont allées bien au delà des prévisions initiales les plus optimistes. Le refroidissement de particules atomiques par laser permet d'abaisser la température d'un gaz depuis la température ambiante (300 K) jusqu'à un domaine compris entre le millikelvin et le microkelvin, voire même en dessous dans certains cas particuliers (figure 1).

Les atomes froids sont omniprésents dans les expériences de métrologie du temps et des fréquences, ainsi que dans la plupart des mesures de haute précision en physique atomique. Le refroidissement radiatif a également ouvert la voie à la production de gaz quantiques comme les condensats de Bose-Einstein, dans lesquels un grand nombre de particules s'accumulent dans un seul état microscopique. Il permet en effet de s'approcher de la limite où la longueur d'onde thermique des particules du gaz, $\lambda_T \sim h/M\bar{v}$, où h est la constante de Planck, M la masse d'un atome et \bar{v} la vitesse d'agitation thermique résiduelle, devient comparable à la distance entre particules. Notons toutefois que le refroidissement radiatif ne permet en général pas d'atteindre directement le seuil de condensation. Il est secondé par une phase de refroidissement par évaporation, qui permet d'abaisser la température d'encore un ou deux ordres de grandeur (figure 1).

Le refroidissement radiatif a été appliqué à de nombreuses espèces atomiques, plus d'une trentaine à ce jour (figure 2). Le seul élément déter-

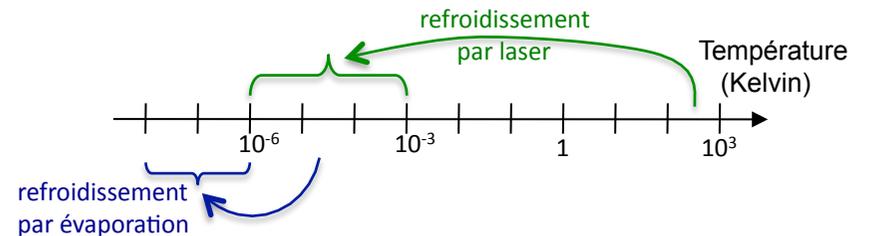


FIGURE 1. Échelle de température indiquant le gain apporté par le refroidissement de gaz d'atomes par laser, ainsi que le gain supplémentaire obtenu grâce au refroidissement par évaporation.

minant est de disposer de sources laser continues suffisamment fiables, intenses (et relativement bon marché) pour exciter de manière résonante une transition atomique. Le but de ce cours est de présenter l'évolution des principales idées à la base du refroidissement radiatif, et de discuter leurs performances et leurs limites. Nous ne chercherons pas à décrire ici toutes les méthodes qui ont été proposées, mais nous nous concentrerons sur quelques principes importants :

- L'effet Doppler, qui permet d'obtenir une réponse de l'atome à l'onde lumineuse qui dépend de la vitesse atomique.
- Le mécanisme Sisyphe, qui oblige l'atome à escalader plus de collines de potentiel qu'il n'en descend.
- L'utilisation d'états noirs, qui consiste à cacher les atomes dans l'obscurité, c'est-à-dire à les accumuler dans des états où ils sont effectivement découplés de la lumière.

En préliminaire, il est probablement utile de préciser ce que nous en-

CLASSIFICATION PÉRIODIQUE DES ÉLÉMENTS CHIMIQUES

1	1A	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	H	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar
2	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	Kr	Xe
3	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	Kr	Xe
4	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	Kr	Xe
5	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	Kr	Xe
6	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	Kr	Xe
7	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	Kr	Xe

FIGURE 2. Espèces atomiques ayant été refroidies par laser (ou en passe de l'être pour les cercles pointillés) [le tableau périodique a été obtenu sur wikipedia].

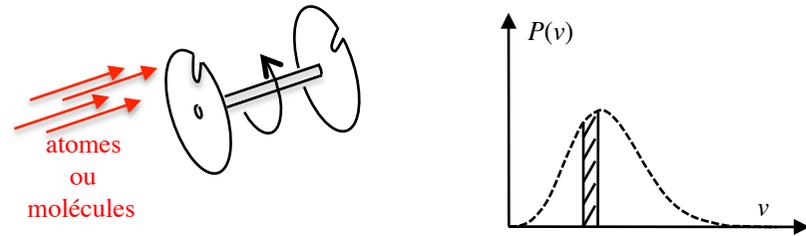


FIGURE 3. Sélection en vitesse d'un jet atomique ou moléculaire, au moins d'un système de roues dentées tournantes. Il n'y a pas d'augmentation de la densité d'une classe de vitesse donnée.

tendrons par *refroidissement*, une notion parfois subtile qui peut concerner un filtrage, un abaissement de température ou encore une augmentation de densité dans l'espace des phases.

Donnons deux exemples pour fixer les idées. Partant d'un jet atomique avec une distribution en vitesse de grande largeur Δv , on peut filtrer une tranche de largeur $\delta v \ll \Delta v$ par un système de roues dentées (figure 3). On n'a pas refroidi le gaz à proprement parler mais on l'a séparé en deux parties, l'une constituée de la tranche de vitesse désirée qui a été transmise par la roue dentée, l'autre qui s'est collée sur les parois de cette roue. Ce filtrage est très différent de l'accumulation de tous les atomes du jet dans la tranche δv , comme cela est fait dans les expériences de ralentissement par pression de radiation. Le gain en brillance peut être de plusieurs ordres de grandeur dans le deuxième cas.

Un deuxième exemple va nous permettre de distinguer *abaissement de température* et *augmentation de la densité dans l'espace des phases*. Considérons une assemblée de particules de masse M dans un piège harmonique 1D de pulsation ω , à l'équilibre thermodynamique à température T :

$$\frac{1}{2}M\omega^2\Delta x^2 = \frac{1}{2}M\Delta v^2 = \frac{1}{2}k_B T, \tag{1}$$

où Δx et $\Delta v = \omega \Delta x$ sont les écart-types des distributions en position et en vitesse. Supposons qu'on « ouvre » ce piège en modifiant sa pulsation. Cette ouverture, si elle se fait suffisamment lentement, maintient l'équilibre thermique avec une température T' qui se déduit de T via le théorème

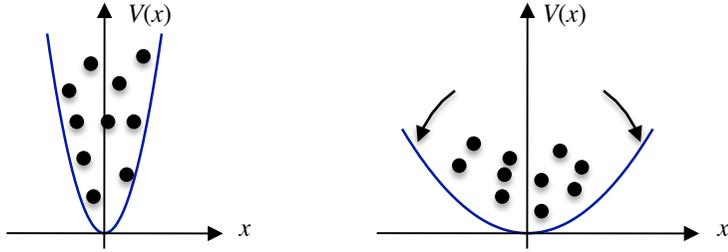


FIGURE 4. Ouverture adiabatique d'un piège harmonique, la pulsation passant de ω à $\omega' < \omega$.

adiabatique :

$$\frac{T'}{\omega'} = \frac{T}{\omega} \Rightarrow T' = T \frac{\omega'}{\omega} < T. \quad (2)$$

On a donc bien un refroidissement. On trouve pour les nouvelles largeurs en position et en vitesse :

$$\Delta x' = \Delta x \left(\frac{\omega}{\omega'} \right)^{1/2}, \quad \Delta v' = \Delta v \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^{1/2} \quad (3)$$

On a donc divisé la largeur de la distribution en vitesse par le facteur $(\omega/\omega')^{1/2}$, et multiplié la largeur de la distribution en position par le même facteur. La densité dans l'espace des phases, proportionnelle à $(\Delta x \Delta v)^{-1}$, est inchangée dans ce processus : on a simplement échangé une bonne connaissance de la position et une mauvaise connaissance de la vitesse par son inverse.¹

Sur ce deuxième exemple, on voit qu'un refroidissement n'entraîne pas forcément une augmentation de la densité dans l'espace des phases, ni – pour parler en termes quantiques – une augmentation de la population d'un état quantique individuel. Or cette augmentation est essentielle pour de nombreuses expériences de refroidissement d'atomes par laser, puisqu'un des buts de ces expériences est de se rapprocher, voire d'atteindre le seuil de dégénérescence quantique et la condensation de Bose–Einstein.

1. Les opticiens reconnaîtront dans ce qui précède l'action d'une lentille sur un faisceau lumineux, la conservation de la densité dans l'espace des phases devenant la conservation de l'étendue optique.

En fait, pour un système de N particules indépendantes, on peut facilement montrer que cette augmentation ne peut jamais être obtenue lors d'une évolution hamiltonienne du gaz. Le raisonnement est simple (Ketterle & Pritchard 1992); partons de l'opérateur densité $\hat{\rho}$ à une particule caractérisant l'état du gaz. Cet opérateur peut être diagonalisé et ses valeurs propres π_1, π_2, \dots , toutes réelles positives ou nulles avec $\sum_j \pi_j = 1$, nous donnent les probabilités d'occupation des différents états quantiques. Supposons que l'évolution du gaz de particules entre t_i et t_f soit régie par l'hamiltonien

$$\hat{H}(t) = \sum_{n=1}^N \hat{H}^{(n)}(t), \quad (4)$$

où $\hat{H}^{(n)}$ est l'hamiltonien de la $n^{\text{ème}}$ particule. À l'instant t_f , l'opérateur densité à une particule sera simplement

$$\hat{\rho}(t_f) = \hat{U}(t_i \rightarrow t_f) \hat{\rho}(t_i) \hat{U}^\dagger(t_i \rightarrow t_f), \quad (5)$$

où l'opérateur d'évolution à une particule $\hat{U}(t_i \rightarrow t_f)$ se calcule à partir de $\hat{H}^{(n)}$. Il est inutile ici de disposer de l'expression explicite de \hat{U} . Le seul point important est que cet opérateur est unitaire : les valeurs propres de $\hat{\rho}(t_f)$ sont toujours identiques aux valeurs propres de $\hat{\rho}(t_i)$. On ne peut donc pas espérer accumuler des particules dans un état donné via un processus purement hamiltonien (comme l'ouverture du piège de la figure 4) quand ces particules sont indépendantes. On peut tout au plus échanger les populations entre deux états différents, l'exemple le plus simple étant le pulse π de la résonance magnétique.

L'examen des hypothèses nécessaires pour arriver à cette conclusion quelque peu négative nous donne la démarche à suivre pour progresser :

(i) Nous avons considéré un processus hamiltonien ; le système n'est pas nécessairement isolé puisque \hat{H} peut dépendre du temps, mais nous avons fait l'hypothèse que notre assemblée de N particules n'était pas couplée à un autre système quantique qui pourrait jouer le rôle de réservoir. Or, c'est précisément ce qui va se produire dans le refroidissement d'atomes par laser. L'atome est couplé à l'ensemble des modes du champ électromagnétique, notamment via les processus d'émission spontanée : l'évolution de la matrice densité réduite de l'atome n'est donc pas hamiltonienne et on peut très bien augmenter une de ses valeurs propres au détriment des autres.

(ii) Nous avons considéré un système de particules indépendantes. Si les particules interagissent entre elles, alors il est possible de changer l'occupation des niveaux d'énergie à une particule par une variation appropriée de l'hamiltonien $\hat{H}(t)$. Il est en particulier possible de produire un condensat de Bose-Einstein en modifiant uniquement le potentiel confinant les N particules, sans introduire de couplage avec un système quantique extérieur, ni évaporer de particules. L'entropie totale du gaz est inchangée (voire augmentée si le processus est irréversible) mais le nombre de particules occupant le niveau fondamental du piège peut néanmoins croître de manière spectaculaire lors de cette transformation. Nous en verrons un exemple plus loin.

Le déroulement du cours sera le suivant.

- Le chapitre 1 sera consacré à la démarche suivie par Einstein dans ses articles fondateurs (Einstein 1916; Einstein 1917). Il y montre comment le mouvement d'atomes couplés au rayonnement électromagnétique est analogue au mouvement brownien, et pourquoi on obtient ainsi une thermalisation des atomes grâce à l'effet Doppler.
- Le deuxième chapitre sera lui aussi consacré au refroidissement Doppler, mais avec des lasers ; nous y décrirons également son équivalent dans l'espace des positions, le piège magnéto-optique, et nous rencontrerons la première signature d'une interaction effective atome-atome créée par la lumière.
- Dans le troisième chapitre, nous étudierons la possibilité de manipuler des atomes à raie étroite et nous verrons apparaître la possibilité d'accumuler les atomes dans des classes de vitesses peu couplées à la lumière.
- Cette notion d'accumulation d'atomes « dans l'obscurité » sera approfondie au chapitre 4, avec l'utilisation d'états noirs et la discussion des lois statistiques très particulières (lois de Lévy) qui peuvent apparaître.
- Le chapitre 5 sera consacré à l'effet Sisyphé, qui est à l'œuvre dans la plupart des expériences de refroidissement et conduit très simplement à des distributions en vitesse limitées seulement par le recul associé à un seul photon. Nous nous intéresserons en particulier aux développements récents concernant les « mélasses grises », qui permettent d'étendre le concept de refroidissement Sisyphé à des espèces

atomiques non concernées jusqu'ici.

- Enfin le chapitre 6 sera consacré au refroidissement par bande latérale, et nous donnera l'occasion de faire le point sur la densité dans l'espace des phases maximale qu'on peut espérer atteindre dans ce type d'expérience de refroidissement radiatif.

Insistons encore une fois sur le fait que notre but n'est pas de faire une revue exhaustive des tous les dispositifs qui ont été proposés ou étudiés depuis les articles initiaux de Hänsch & Schawlow (1975) et de Wineland & Dehmelt (1975). C'est plutôt de dégager les principes des mécanismes actuellement utilisés et de les illustrer avec des expériences récentes (en espérant ainsi stimuler l'exploration de nouvelles voies...)

Références

- Einstein, Albert (1916), « Strahlungs-emission und absorption nach der quantentheorie », in *Deutsche Physikalische Gesellschaft* 18, pp. 318–323.
- Einstein, Albert (1917), « Zur Quantentheorie der Strahlung [traduction française par F. Balibar, B. Jech et O. Darrigol] », in *Physikalische Zeitschrift* 18, p. 121.
- Hänsch, T. W. & A. L. Schawlow (1975), « Cooling of gases by laser radiation », in *Optics Comm.* 13, p. 68.
- Kastler, Alfred (1950), « Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique », in *J. phys. radium* 11.6, pp. 255–265.
- Ketterle, W. & D. E. Pritchard (1992), « Atom Cooling By Time-Dependent Potentials », in *Phys. Rev. A* 46, pp. 4051–4054.
- Wineland, D. J. & H. Dehmelt (1975), « Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on TI^+ mono-ion oscillator III », in *Bulletin of the American Physical Society* 20, p. 637.