

# Les gaz de fermions ultra-froids

Après l'observation en 1995 des premiers condensats de Bose-Einstein gazeux, la physique des atomes ultrafroids s'est tout récemment ouverte à l'étude de gaz de fermions dans le régime quantique. En présence d'interactions attractives, les fermions acquièrent un comportement bosonique qui conduit à l'observation du phénomène de condensation de Bose-Einstein à basse température. La possibilité d'ajuster la force des interactions dans les systèmes d'atomes froids permet d'établir un lien profond entre condensation de Bose-Einstein et supraconductivité.

## Introduction

La mécanique quantique influence les propriétés macroscopiques d'un système à N-corps lorsque les fonctions d'ondes des particules commencent à se recouvrir, c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde de de Broglie  $\Lambda_{\text{th}} = h/\sqrt{2\pi mk_{\text{B}}T}$  associée à l'agitation thermique devient de l'ordre de la distance interparticule. Ce régime, dit aussi de dégénérescence quantique, se manifeste pour une densité  $n$  du système satisfaisant la condition  $n\Lambda_{\text{th}}^3 \lesssim 1$ . On distingue alors deux cas très différents, suivant que le moment cinétique intrinsèque (ou spin) des particules du gaz est, en unité de  $\hbar = h/2\pi$ , entier ou demi-entier. Dans le cas des particules de spin entier (les bosons), le passage dans le régime quantique s'accompagne d'une transition de phase vers un état superfluide où toutes les particules s'accumulent dans l'état fondamental (figure 1.a). C'est la *condensation de Bose-Einstein*, conséquence de l'effet d'*amplification bosonique* qui pousse les bosons à tous occuper un même état. Pour les gaz piégés, la Condensation de Bose-Einstein a été observée pour la première fois en 1995 par les équipes de E. Cornell et C. Wieman au JILA et de W. Ketterle au MIT et a constitué un thème d'étude important depuis (voir *Images de la Physique 2000*). Pour des particules de spin demi-entier (des fermions) sans interactions, l'état fondamental du système est déterminé par le principe de Pauli qui interdit à deux particules fermioniques d'occuper le même état quantique (figure 1.b). Il suffit donc de remplir un à un les états d'énergie du piège avec exactement un atome par niveau et par état de spin, et ceci jusqu'à épuisement du nombre d'atomes disponibles. L'on parle alors de mer de Fermi et l'énergie correspondant au dernier état peuplé est baptisée énergie de Fermi, notée

$E_{\text{F}} = \hbar^2 k_{\text{F}}^2 / 2m$ . Dans le cas d'un système homogène, le vecteur d'onde de Fermi  $k_{\text{F}}$  est inversement proportionnel à la distance moyenne  $d$  entre particules, c'est-à-dire  $k_{\text{F}} \propto n^{1/3}$ . Cette dépendance explicite de l'énergie avec la densité traduit simplement le fait que plus le nombre d'atomes piégés est grand, plus l'énergie de Fermi est élevée. Les phénomènes quantiques se manifesteront naturellement si la température de l'échantillon est plus basse que  $T_{\text{F}} = E_{\text{F}}/k_{\text{B}}$  mais, à la différence des bosons, le passage du comportement classique au comportement quantique ne s'accompagne d'aucune transition de phase. La manifestation la plus spectaculaire de l'entrée dans le régime quantique est l'existence d'une pression résiduelle à température nulle, dite pression de Fermi : au contraire d'un gaz parfait « classique » pour lequel l'équation des gaz parfaits  $p = nk_{\text{B}}T$  donne une pression  $p$  nulle à température nulle, la pression d'un gaz de fermions est non nulle même à  $T = 0$ . La pression de Fermi est une simple conséquence du principe d'exclusion qui empêche deux fermions de même spin de se trouver au même endroit et s'oppose donc à toute tentative de compression du gaz.

L'ajout des interactions enrichit le panorama des effets physiques observables dans les fluides quantiques. Ainsi, dans le cas des électrons dans les solides, la présence d'interactions attractives propagée par les phonons provoque à basse température l'apparition d'une phase supraconductrice également présente dans les noyaux atomiques ou les étoiles à neutrons. Bien que les superfluides fermioniques soient au cœur d'une immense variété de systèmes physiques, la compréhension de leur propriété n'est encore que très partielle et constitue l'un des enjeux majeurs de la physique contemporaine.

Article proposé par :

Frédéric Chévy, [chevy@lkb.ens.fr](mailto:chevy@lkb.ens.fr)

Christophe Salomon, [Christophe.Salomon@lkb.ens.fr](mailto:Christophe.Salomon@lkb.ens.fr)

Laboratoire Kastler-Brossel, CNRS/ENS

Ont également participé à ce travail T. Bourdel, J. Cubizolles, L. Khaykovich, S. Kokkelmans, F. Schreck et J. Zhang.

Encadré 1

**Piégeage d'atomes neutres**

**Le piège magnéto-optique**

L'exploration de la physique des atomes ultra-froids a été rendue possible le développement dans les années 80 des techniques de piégeages et de refroidissement d'atomes par laser, travaux couronnés par le prix Nobel 1997 attribué à S. Chu, C. Cohen-Tannoudji et W. Phillips. Le piège magnéto-optique, qui utilise une combinaison de champs magnétiques et de lasers accordés proche d'une résonance atomique, permet de refroidir des vapeurs d'atomes depuis la température ambiante jusqu'à des températures de l'ordre de la dizaine de microkelvin.

Le principe de ce dispositif a été décrit dans Images de la physique 1990 et repose sur la pression de radiation exercée par un faisceau lumineux sur un atome. Cette force qui résulte simplement de l'effet de recul subi par un atome lorsqu'il absorbe un photon (figure a) est d'autant plus efficace que la fréquence du faisceau laser est proche de celle d'une transition atomique. Si l'on envoie sur un atome deux faisceaux contre-propageants avec des fréquences légèrement inférieures à la fréquence de résonance atomique (en pratique quelques MHz) la combinaison de la pression de radiation et de l'effet Doppler, qui rapproche de résonance le faisceau se propageant en sens opposé à l'atome, provoque une force totale opposée à la vitesse de l'atome (figure b). Cette force de friction induite par la lumière est équivalente à un refroidissement qui peut être complété par un effet de piégeage en ajoutant un gradient de champ magnétique.

Ce type de piège ne permet cependant pas d'atteindre des températures arbitrairement basses. En effet, les fluctuations de la force de pression de radiation induite par l'émission spontanée aléatoire de photons provoque un chauffage qui s'oppose au refroidissement Doppler. La température la plus basse accessible par ce procédé est la température de recul, correspondant à l'énergie  $\hbar^2 k^2 / 2m$  acquise par un atome de masse  $m$  émettant un photon de vecteur d'onde  $k$ .

**Piégeage magnétique**

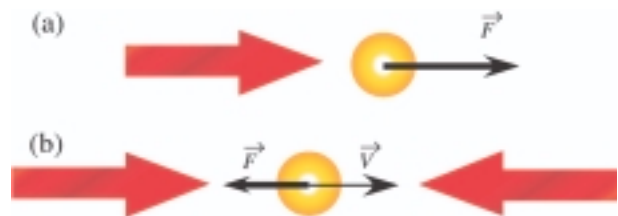
De manière générale, on montre en mécanique quantique que toute particule possède un moment magnétique  $\vec{\mu}$  proportionnel à son spin. De l'existence de ce moment magnétique, il résulte une énergie potentielle d'interaction dipolaire magnétique  $E_p = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$  entre un atome et un champ magnétique  $\vec{B}$ . Si le moment magnétique est de sens opposé au champ magnétique, l'énergie potentielle  $\mu B$  permet de piéger les atomes au voisinage d'un minimum de  $B^a$ . Une évaporation est possible dans un piège magnétique si l'on ajoute une onde

a. On pourrait imaginer un piégeage au voisinage d'un maximum de  $B$  en prenant  $\mu$  et  $B$  parallèles. Cependant, les lois de l'électromagnétisme interdisent l'existence d'un tel maximum dans le vide.

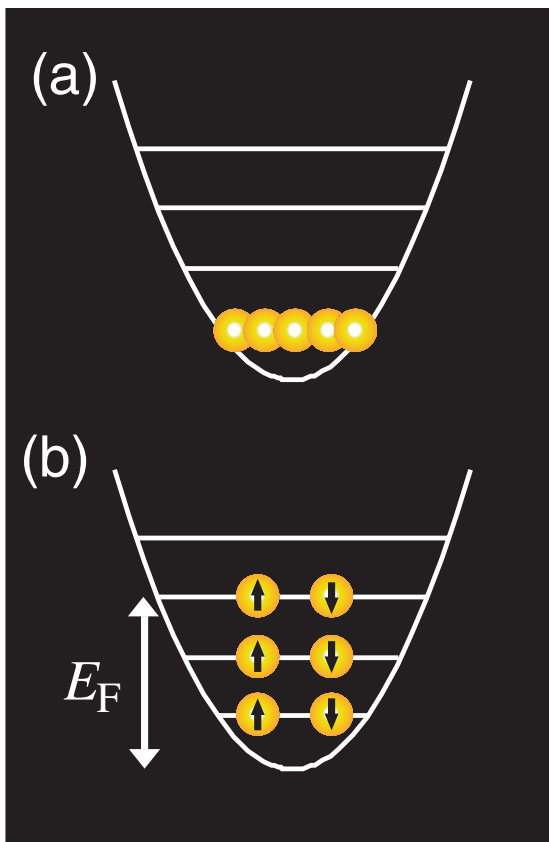
radio-fréquence de fréquence  $\nu_{rf}$ . Lorsque  $h\nu_{rf} = 2\mu B$ , le champ radio-fréquence peut basculer le moment magnétique atomique de l'état anti-parallèle jusqu'à l'état parallèle ce qui provoque l'expulsion de l'atome sous l'effet de la force magnétique qui a changé de sens.

**Piégeage dipolaire**

Le piège dipolaire consiste à utiliser un faisceau laser très désaccordé afin de limiter au maximum les transitions atomiques vers un état excité et donc l'émission spontanée qui était la principale source de chauffage dans le piège magnéto-optique. Lorsque l'on s'éloigne de résonance, la force de pression de radiation devient de plus en plus faible et laisse place à une force de type dipolaire électrique. On sait en effet qu'un atome possède une polarisabilité électrique  $\alpha$  et son énergie d'interaction  $E_p$  avec un champ électrique  $\vec{E}$  se met sous la forme  $E_p = -\alpha E^2/2$ . On montre que le signe de  $\alpha$  est uniquement déterminé par le désaccord de l'onde lumineuse avec la transition atomique : lorsque la fréquence optique est inférieure à la fréquence de transition atomique,  $\alpha$  est positif et négatif sinon. Un faisceau laser focalisé et accordé en dessous de résonance réalise donc un piège pour atomes, puisque dans une telle configuration l'énergie potentielle est minimale au point d'intensité lumineuse maximale, c'est-à-dire au foyer du laser.



**Figure** - Principe du refroidissement Doppler et du piège magnéto-optique. (a) Un faisceau lumineux provoque sur un atome une force de pression de radiation dans la direction de propagation du faisceau et maximale à résonance. (b) Lorsqu'un atome se déplace à une vitesse  $\vec{V}$  au sein de deux faisceaux contre-propageants, l'effet Doppler décale la fréquence lumineuse vue par l'atome : le faisceau se propageant dans le même sens que l'atome voit sa fréquence apparente diminuer alors que celui se propageant en sens opposé voit sa fréquence augmenter. Si la fréquence des deux lasers était choisie légèrement inférieure à la fréquence de résonance atomique, on constate que le faisceau contre propageant sera rapproché de résonance, ce qui lui permet d'exercer une force de pression de radiation plus importante et donc un effet de freinage.



**Figure 1** - Etat fondamental d'un gaz de bosons et de fermions piégés. (a) Condensat de Bose-Einstein où tous les atomes occupent l'état fondamental du piège. (b) Mer de Fermi : pour un gaz de fermions sans interaction, l'état fondamental est obtenu en remplissant un à un les niveaux d'énergies les plus bas jusqu'à une énergie maximum, dite énergie de Fermi. Dans le cas de particules de spin 1/2, chaque état peut contenir deux particules correspondant aux états « spin en haut » et « spin en bas ».

## Refroidissement par évaporation et refroidissement sympathique

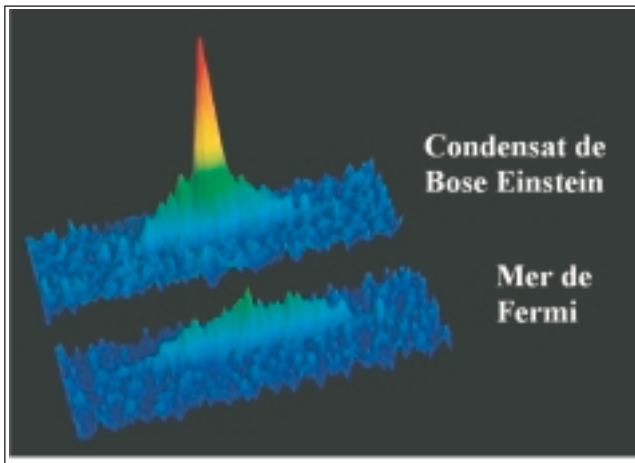
A température ambiante, le paramètre de dégénérescence  $n\Lambda_{\text{th}}^3$  d'une vapeur est de l'ordre de quelques  $10^{-18}$ . Les techniques de refroidissement par laser (encadré 1) développées au cours des années 80 permettent de parcourir la plus grande partie du chemin séparant du régime de dégénérescence quantique, jusqu'à des densités dans l'espace des phases typiques de l'ordre de  $10^{-6}$ . Pour parcourir les six ordres de grandeurs nous séparant de la dégénérescence quantique, la seule méthode connue à ce jour est le refroidissement par évaporation forcée dont le principe a été décrit dans *Image de la physique 2000*. Pour résumer, il s'agit de confiner les atomes dans un piège tronqué à une énergie de coupure  $E_c$ , ce qui permet d'éliminer les atomes les plus énergétiques du gaz. Si après une collision entre deux atomes l'un des partenaires acquiert une énergie supérieure  $E_c$ , celui-ci est évacué hors du piège. Ceci diminue l'énergie moyenne des atomes restant piégés et provoque le refroidissement du gaz. Cependant, plus la température du

gaz est basse, plus la probabilité d'obtenir un atome d'énergie  $E_c$  après un choc diminue, ce qui provoque un ralentissement notable du refroidissement dès que la température devient égale à une fraction de l'énergie de coupure. Afin de maintenir le rythme de l'évaporation, on force l'évaporation en abaissant progressivement  $E_c$  de façon à garder le rapport  $E_c/k_B T$  constant (typiquement entre 5 et 10).

Historiquement, le refroidissement par évaporation a été développé pour des bosons piégés magnétiquement en les polarisant de façon à garder leur moment magnétique de sens opposé à la direction du champ magnétique (encadré 1). Cette particularité, additionnée au rôle central joué par les collisions dans le processus d'évaporation, empêche d'utiliser cette technique pour le refroidissement d'atomes fermioniques de spin 1/2. En effet, d'après la proportionnalité existant entre spin et moment magnétique, des atomes de même moment magnétique sont aussi dans un même état de spin. Le principe de Pauli, qui interdit à deux fermions de se trouver dans le même état quantique, empêche deux atomes de cette famille de se trouver proche l'un de l'autre, ce qui provoque une forte diminution du taux de collisions par rapport à ce que l'on obtiendrait avec un gaz de bosons. Afin de pouvoir obtenir un gaz de fermions dégénérés, nous avons adapté la technique de refroidissement par évaporation en développant une méthode de refroidissement appelée *refroidissement sympathique*, qui consiste à piéger magnétiquement un mélange de bosons et de fermions polarisés. On évapore comme précédemment les bosons qui servent alors de réfrigérant aux fermions.

## Gaz de Fermi dégénéré

Les expériences réalisées à l'ENS utilisent des atomes de lithium pour lequel il existe à la fois un isotope fermionique ( ${}^6\text{Li}$ ) et bosonique ( ${}^7\text{Li}$ ) stables. La première partie de notre séquence expérimentale consiste à utiliser un piège magnéto-optique afin de refroidir jusqu'à 1 mK une vapeur de lithium issue d'un four à 550 °C et contenant les deux isotopes. Le mélange de quelques  $10^6$  atomes de  ${}^6\text{Li}$  et  $10^9$  atomes de  ${}^7\text{Li}$  est ensuite transféré dans un piège magnétique où nous débutons le refroidissement en évaporant le  ${}^7\text{Li}$ . Le bon déroulement de la séquence est surveillé en mesurant le nombre d'atomes et la température par *temps de vol*. Cette technique consiste à éteindre brusquement le potentiel de piégeage pour ensuite laisser le nuage s'étendre balistiquement pendant environ 1 ms. A l'issue de cette phase d'expansion, nous mesurons l'absorption d'un faisceau résonnant avec une transition atomique, ce qui nous permet d'obtenir simplement le profil de densité atomique. Dans le cas d'atomes en interactions faibles, la densité atomique mesurée après temps de vol est une image de la distribution de vitesse dans le piège. En effet, un atome détecté à une distance  $d$  du centre du piège après un temps de vol  $\tau$  devait posséder une vitesse  $v = d/\tau$  au moment de l'extinction du potentiel de confinement. Cette propriété nous permet d'utiliser le temps de vol comme thermomètre, puisque



**Figure 2** - Images d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de  ${}^7\text{Li}$ , immergé dans une mer de Fermi d'atomes de  ${}^6\text{Li}$  confinés dans un piège magnétique. Le condensat (pic central étroit) comporte  $1 \times 10^4$  atomes et le piédestal large correspond aux atomes non condensés. L'extension axiale plus importante du nuage de fermions ( $2.5 \times 10^4$  atomes) reflète la pression de Fermi s'opposant au potentiel de confinement.

la largeur du nuage est directement reliée à la température (on sait par exemple que pour un gaz parfait classique,  $\langle v^2 \rangle = 3k_B T/m$ )<sup>1</sup>.

Après quelques dizaines de secondes d'évaporation, nous atteignons le régime de dégénérescence quantique pour les deux isotopes. Les profils de densité des gaz de  ${}^6\text{Li}$  et de  ${}^7\text{Li}$  obtenus par absorption dans le piège sont représentés sur la figure 2. La flagrante différence de taille entre les deux nuages est une conséquence directe de la différence de statistiques quantiques des deux isotopes. Dans le cas du condensat de Bose-Einstein de  ${}^7\text{Li}$  les atomes se trouvent condensés au centre du piège et forment un pic de densité très étroit superposé à une distribution plus large correspondant aux atomes non condensés. Dans le cas des fermions, l'élargissement de la distribution de position des atomes est une simple conséquence de la pression de Fermi qui s'oppose à la compression imposée par le potentiel de confinement. Pour ces conditions expérimentales, la température  $T = 1,6 \mu\text{K}$  correspond à  $T = 0,87T_C = 0,57T_F$  ( $T_C$  désigne ici la température de condensation de Bose-Einstein), ce qui nous place près du seuil d'apparition des effets quantiques. Lorsque l'évaporation est poursuivie plus avant, les meilleurs degrés de dégénérescence obtenus correspondent à  $T \lesssim 0,2 T_F$ .

## L'état fondamental d'un gaz de Fermi en interaction

Si l'on considère le cas de fermions en interactions attractives (ce qui est toujours le cas pour des atomes dont

les interactions à longue distance sont de type Van der Waals), on sait que pour un potentiel suffisamment profond, il existe un état lié correspondant à un dimère de deux atomes. Lorsque la température est plus basse qu'une certaine valeur  $T_c^*$  de l'ordre de l'énergie de liaison de ces molécules, on s'attend donc à observer un appariement des atomes. Or, dans le cas d'une expérience sur des fermions de spin demi-entier, leur association fournit un composé de spin entier, donc un boson. A suffisamment basse température, on atteint la température de  $T_C$  de condensation de Bose-Einstein et il apparaît une phase superfluide.

Si l'on diminue suffisamment la force des interactions attractives, le potentiel d'interaction devient si peu profond qu'il ne contient plus aucun état lié (dans le cas d'un potentiel de profondeur  $V_0$  et de rayon  $R$ , ceci se produit lorsque  $V_0 \lesssim \hbar^2/mR^2$ ) : puisque les molécules n'existent plus au delà de ce seuil, la condensation de Bose-Einstein n'est bien entendue plus possible et on s'attend donc naïvement à la disparition de la superfluidité. Cette affirmation est cependant fautive, comme le prouve la supraconductivité des métaux à basse température. La théorie BCS (pour Bardeen-Cooper et Schrieffer) montre que l'état supraconducteur d'un système de fermions en interactions faiblement attractives résulte lui aussi d'un appariement de particules. Ces « paires de Cooper » sont cependant radicalement différentes des molécules discutées précédemment puisque l'appariement ne résulte pas simplement de l'interaction des deux particules constitutives de la paire, mais implique la mer de Fermi dans son ensemble. Ce caractère collectif se manifeste de deux façons : tout d'abord, contrairement aux dimères « classiques » qui correspondent à deux particules physiquement proches l'une de l'autre, les paires de Cooper sont associées à un appariement dans l'espace des impulsions et si l'une des particules de la paire possède une quantité de mouvement  $\vec{p}$ , l'autre partenaire possède automatiquement une quantité de mouvement  $-\vec{p}$ . Ensuite, l'énergie de liaison de la paire,  $\Delta$  dépend explicitement de la densité de particules. En effet, si l'on introduit la longueur de diffusion  $a$  caractérisant les interactions interparticules à basse énergie (encadré 2), on montre que la limite de faible interaction correspond à  $a \rightarrow 0^-$  et que l'on a  $\Delta \propto E_F \exp(-1/k_F|a|)$ , qui dépend de la densité via  $E_F$  et  $k_F$ . Une des conséquences fondamentale de cette origine collective est que, contrairement aux molécules discutées plus haut qui préexistaient à l'apparition de la superfluidité, l'ordre quantique naît à la même température  $T_C = T_c^* \sim \Delta/k_B$  que les paires de Cooper.

L'état fondamental d'un gaz de fermions en interaction attractive étant qualitativement très différent dans les régimes de fortes et faibles attractions, on est naturellement amené à s'interroger sur la nature de la transition entre ces deux régimes et sur la transformation des paires de Cooper en molécules. C'est le problème dit de la transition CBE-BCS dont les premières études théoriques, ont été réalisées par T. Leggett, P. Nozières et S. Schmitt-Rink. Dans leurs

1. Notons que cette technique est destructive puisque l'absorption d'un faisceau résonnant crée un chauffage tel que le gaz ne survit pas à la prise d'image. Elle oblige donc à recréer un gaz d'atomes froids à la prise de chaque point expérimental.

## Notion de longueur de diffusion

Tout comme en physique classique, l'étude d'une collision entre deux particules quantiques de masse  $m$  peut être remplacée par celle de la diffusion d'une particule fictive de masse réduite  $\mu = m/2$  évoluant dans un potentiel statique. De manière analogue à la diffusion de la lumière par un atome, la fonction d'onde  $\psi$  décrivant la diffusion de la particule fictive est la somme d'une onde plane incidente et d'une onde diffusée. A longue distance du point de collision, l'onde diffusée est une onde sphérique, de sorte que l'on peut écrire pour une particule fictive de quantité de mouvement  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$  avant le choc

$$\psi(\vec{r}) = e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} + \frac{f(\vec{k})}{r} e^{ikr},$$

où  $r$  et  $\vec{k} = k \vec{r} / r$  désignent respectivement la distance au point d'impact et la direction dans laquelle la particule est diffusée. Dans le cas d'une collision élastique où l'énergie cinétique totale des deux particules est conservée les modules des vecteurs d'ondes sont identiques pour l'onde incidente et l'onde diffusée.

L'amplitude de diffusion  $f$  est homogène à une longueur et caractérise complètement les propriétés de diffusion. D'après l'interprétation probabiliste de la fonction d'onde,  $|f(\vec{k})|^2$  est

proportionnel à la probabilité d'être diffusé dans la direction  $\vec{k}$ . Bien souvent dans les expériences d'atomes froids, la température des atomes, et donc leur énergie cinétique  $\hbar^2 k^2 / 2m$

est tellement basse que l'on peut remplacer  $f(\vec{k})$  par sa valeur en  $k = 0$ . On pose alors conventionnellement  $f(0) = -a$ , où  $a$  est appelé longueur de diffusion.  $a$  peut être aussi bien positif que négatif et physiquement sa valeur absolue représente la « taille » effective de l'atome puisqu'en intégrant  $|f|^2$  sur toutes les directions de l'espace, on trouve que la section efficace de diffusion élastique à basse énergie vaut simplement  $4\pi a^2$ .

Il est notable que, dans la limite de basse énergie, l'amplitude de diffusion ne soit caractérisée que par cette seule longueur de diffusion. En particulier, si l'on considère deux systèmes de particules interagissant par des potentiels différents mais possédant la même longueur de diffusion, on s'attend à ce que la physique à basse température soit la même pour les deux systèmes. Dans la description des nuages d'atomes ultra froids, ceci permet de remplacer le potentiel d'interaction interatomique réel (de type Lennard Jones comprenant une partie attractive à longue portée et une partie répulsive à courte portée) par un potentiel plus simple et de même longueur de diffusion sans que les prédictions théoriques ne soient modifiées.

travaux, ceux-ci ont montré que cette transition se faisait probablement sans accident ni transition de phase, mais jusqu'à l'observation des premières résonances de Feshbach dans les atomes ultra-froids, aucun système physique ne permettait d'explorer expérimentalement l'intégralité du diagramme de phase décrivant un gaz de fermions en interactions.

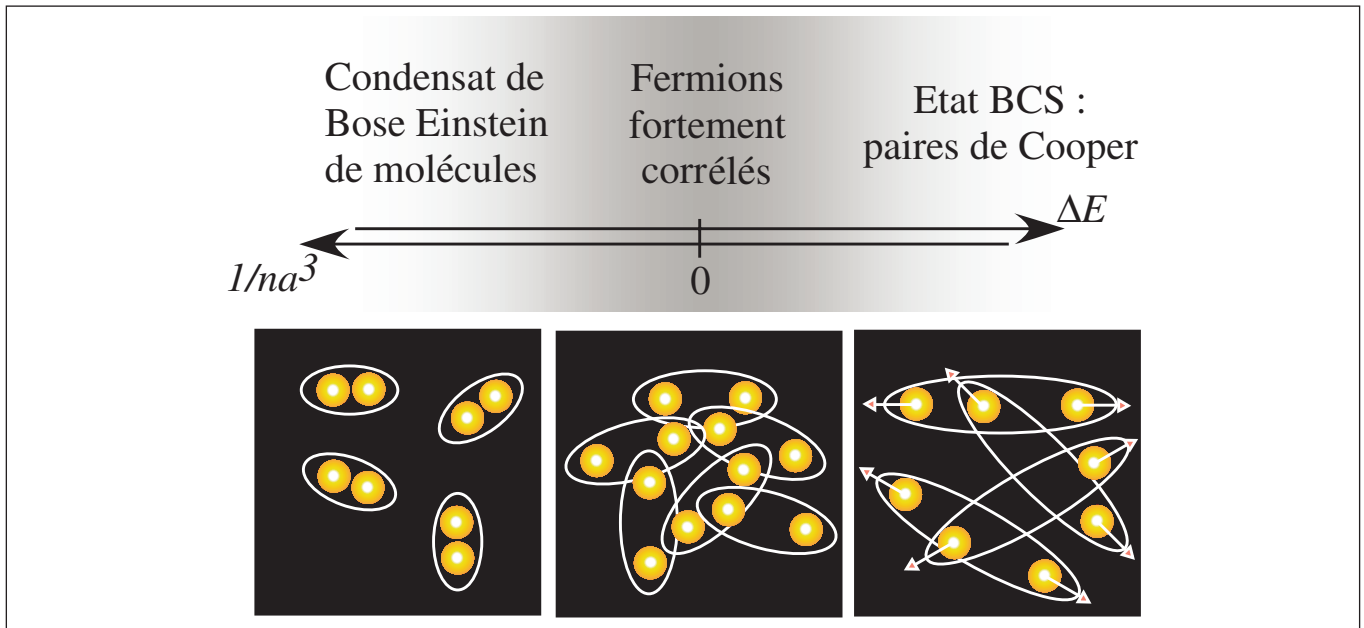
La résonance de Feshbach décrite dans l'encart 3 correspond à un déplacement d'un état lié diatomique d'énergie  $\Delta E$  à l'aide d'un champ magnétique (figure 3). Dans la région  $\Delta E < 0$ ,  $a$  est positif et la résonance de Feshbach est associée à un état moléculaire stable. Ce régime correspond au gaz de fermions en interaction forte dans lequel l'état fondamental est décrit par un condensat de Bose-Einstein de molécules. La région  $\Delta E > 0$  correspond quant à elle à une longueur de diffusion négative et l'état fondamental dans ce domaine de paramètre est bien décrit par un état de type BCS. Pour finir, la transition CBE-BCS se situe autour de la résonance de Feshbach  $\Delta E = 0$  pour laquelle  $a$  diverge. La largeur de cette région de transition peut être obtenue par un argument simple. En effet, on sait que, près de la résonance à  $\Delta E < 0$ , la taille des molécules est de l'ordre de la longueur de diffusion  $a$ . Le gaz de particule ne peut être décrit par un gaz de molécules ponctuelles uniquement si la taille des molécules reste très petite devant la distance interparticules  $d$ . Puisque la densité  $n$  de particules

est de l'ordre de  $1/d^3$ , cette condition est vérifiée si le produit  $na^3$  reste petit devant 1. Au contraire, lorsque  $na^3$  devient grand, les molécules sont si étendues qu'elles se recouvrent les unes les autres et leurs constituants internes fermioniques commencent à se manifester. On parle dans ce cas d'un régime de *fermions fortement corrélés*, ou régime *unitaire*, dans lequel il n'est plus possible d'isoler un constituant élémentaire du gaz (molécule ou atome) réellement pertinent.

Bien que le régime unitaire soit théoriquement très difficile d'accès du fait des fortes corrélations entre particules, on montre que dans le régime où  $n|a|^3 \gg 1$  l'énergie de Fermi est la seule énergie pertinente du problème. Dans ces conditions, le potentiel chimique du gaz peut s'écrire

$$\mu = (1 + \beta)E_F,$$

où le nombre  $\beta$  est universel et ne dépend pas de la nature exacte du système fermionique étudié (quarks, neutrons, atomes froids...). Son évaluation par des moyens théoriques ou expérimentaux est donc d'une importance capitale pour la compréhension des systèmes de fermions en interactions fortes. De récents calculs Monte Carlo réalisés dans le groupe de V. R. Pandharipande ont montré que  $\beta \sim -0.56$ , résultat qui restait à être confirmé expérimentalement.



**Figure 3** - Diagramme de phase de l'état fondamental d'un gaz de fermions au voisinage d'une résonance de Feshbach en fonction de l'écart  $\Delta E$  entre l'énergie de l'état entrant de collision et l'état moléculaire. De gauche à droite : pour  $\Delta E < 0$ , il existe un état moléculaire stable dans lequel les atomes s'apparient dès que  $k_B T \lesssim |\Delta E|$ . Composés de deux fermions, les dimères ainsi formés sont des bosons. Lorsqu'on poursuit le refroidissement, les molécules subissent une condensation de Bose-Einstein amenant le gaz dans un état superfluide. Pour  $\Delta E > 0$ , l'état lié à deux corps disparaît. Un appariement est néanmoins possible à très basse température sous la forme de paires dans l'espace des impulsions mettant en jeu la mer de Fermi dans son ensemble. Entre ces deux régimes, la région  $\Delta E \sim 0$  et  $n|a|^3 \gtrsim 1$  correspond à une situation de fermions fortement corrélés dans laquelle les paires se chevauchent et la notion de molécule ou d'atomes individuels perd sa pertinence.

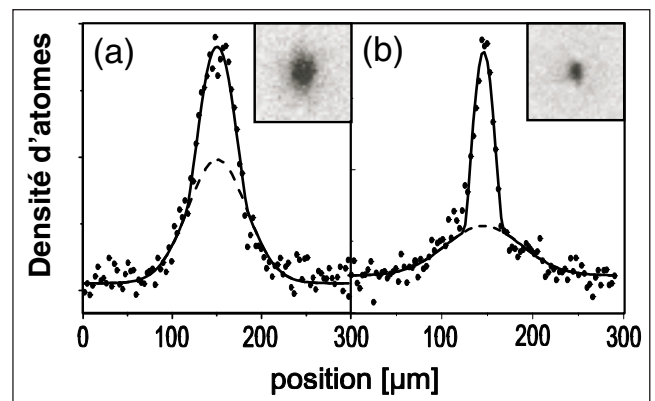
### Etude expérimentale de la transition CBE-BCS

Les atomes de  ${}^6\text{Li}$  piégés magnétiquement sont polarisés et ne peuvent donc interagir entre eux. Pour pouvoir espérer sonder la transition CBE-BCS, il est donc nécessaire de travailler avec un mélange de plusieurs états de spin. Après la phase de refroidissement sympathique décrite dans la première partie, et nous permettant d'atteindre le régime de dégénérescence quantique, nous transférons les atomes dans un piège dipolaire réalisé par l'intersection de deux faisceaux lasers. A l'aide d'une impulsion radio-fréquence, nous plaçons ensuite les atomes dans une superposition des états de spin haut et de spin bas de façon à permettre l'apparition d'interactions entre fermions de spins opposés. En diminuant la puissance du laser de piégeage, on évapore les atomes les plus chauds et la température du nuage s'abaisse.

La résonance de Feshbach que nous utilisons est située à un champ  $B_F = 834 \text{ G}$  (encadré 3) et la région de stabilité des molécules est caractérisée par les champs magnétiques inférieurs à  $B_F$ . Si l'on se place dans cette région, on commence à former des molécules lorsque la température devient de l'ordre de  $T_c^*$ .

Si l'on forme un nuage quasi-pur de dimères et que l'on diminue encore la température, on atteint le régime de condensation de Bose-Einstein de molécules. Le condensat

est détecté par temps de vol : on coupe brusquement le piège et on laisse le nuage de molécules s'étendre. A la fin de l'expansion, nous augmentons le champ magnétique de façon à franchir la résonance de Feshbach et à rompre les liaisons entre atomes, ainsi qu'on l'a vu précédemment. Ce procédé nous permet d'observer directement le profil densité de molécules représenté sur la figure 4.a et de le comparer à un condensat de  ${}^7\text{Li}$  obtenu dans le même piège 4.b.



**Figure 4** - (a) Condensat de Bose-Einstein de molécules  ${}^6\text{Li}_2$ . (b) Condensat de Bose-Einstein de  ${}^7\text{Li}$ . Les deux profils présentent une double structure somme d'une fraction condensée et non condensée (ligne tiretée). En insert les profils bidimensionnels elliptiques sont caractéristiques d'une expansion superfluide. La différence de largeur est essentiellement due à l'écart de longueur de diffusion dans les deux systèmes.

### Encadré 3

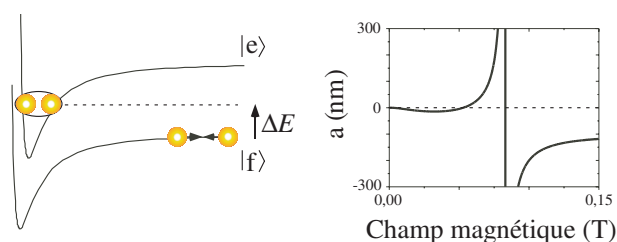
## Résonance de Feshbach et états moléculaires

Un atout majeur des atomes ultra-froids provient de la possibilité de manipuler les interactions interatomiques (et donc la longueur de diffusion) à l'aide d'un simple champ magnétique, en mettant à profit le phénomène dit de résonance de Feshbach. Pour comprendre cette résonance, il est nécessaire de prendre en compte la structure interne des atomes, c'est-à-dire la possibilité qu'un des atomes passe dans un état excité durant la collision. Considérons la diffusion de deux atomes initialement dans leur état fondamental  $|f\rangle$ . Cette diffusion est décrite par un potentiel d'interaction  $V_f$  du type de celui représenté sur la figure. Si lors de la collision un des atomes peut passer dans un état excité  $|e\rangle$ , les deux atomes n'interagissent plus par le potentiel  $V_f$  défini ci-dessus, mais par un potentiel  $V_e$  décalé en énergie. Lors des collisions à faible énergie que l'on rencontre en physique des atomes ultra-froids, l'énergie cinétique des atomes est insuffisante pour faire passer les atomes de l'état  $|f\rangle$  à l'état  $|e\rangle$ . Cependant, il peut se produire qu'un état lié du puits de potentiel  $V_e$  devienne quasi-résonnant avec l'énergie des atomes incidents. Dans ce cas, les atomes peuvent d'après les inégalités de Heisenberg passer un temps  $\tau \sim \hbar/\Delta E$  dans cet état. Lorsqu'ils se trouvent dans l'état lié, les atomes sont localisés plus près l'un de l'autre ce qui augmente considérablement leur interaction. La théorie de la diffusion quantique montre que proche de la condition de résonance  $\Delta E = 0$ , la longueur de diffusion est donnée par  $a \propto -1/\Delta E$  et diverge donc en changeant de signe lorsque  $\Delta E$  s'annule : c'est la résonance de Feshbach.

En pratique, la position relative des états  $|f\rangle$  et  $|e\rangle$  est modifiée par l'ajout d'un champ magnétique externe. En effet, dans le cas du lithium et d'autres atomes tels que le potassium, les moments magnétiques de l'état fondamental et de l'état excité sont différents ce qui permet de décaler magnétiquement les courbes  $V_e$  et  $V_f$  l'une par rapport à l'autre. Dans le cas de l'isotope fermionique  ${}^6\text{Li}$  du lithium, la variation de la lon-

gueur de diffusion est représentée sur la figure et nous utilisons dans nos expériences la résonance de Feshbach localisée au voisinage de 0,083 T.

Une des propriétés frappantes de la résonance de Feshbach est l'existence, pour  $\Delta E < 0$ , d'un état lié du potentiel  $V_e$  énergétiquement plus stable que des atomes libres dans l'état  $|f\rangle$ . En comparaison des molécules usuelles, ces dimères obtenus près d'une résonance de Feshbach ont une très grande extension spatiale et une très faible énergie. En effet, comme nous l'avons vu plus haut, la longueur de diffusion a caractérisé complètement la physique de basse énergie. Au voisinage de la résonance de Feshbach où l'énergie de liaison  $\Delta E$  est très faible, une analyse dimensionnelle simple nous indique que la taille de l'état moléculaire est de l'ordre de  $a$  et son énergie de liaison vaut  $\Delta E \sim -\hbar^2/ma^2$ . Pour une longueur de diffusion typique de 100 nm, ceci correspond à une énergie de  $10^{-10}$  eV, à comparer aux énergies de liaisons chimiques habituelles de l'ordre d'une fraction d'électron volt.



**Figure** - A gauche : principe de la résonance de Feshbach. On déplace un état lié de l'état  $|e\rangle$  à l'aide d'un champ magnétique. Lorsque l'énergie  $\Delta E$  de cet état devient résonnante avec celle des atomes incidents, la longueur de diffusion diverge. A droite : longueur de diffusion entre deux atomes de  ${}^6\text{Li}$  de spins opposés en fonction du champ magnétique. La résonance de Feshbach est localisée au voisinage de 0.0834 T.

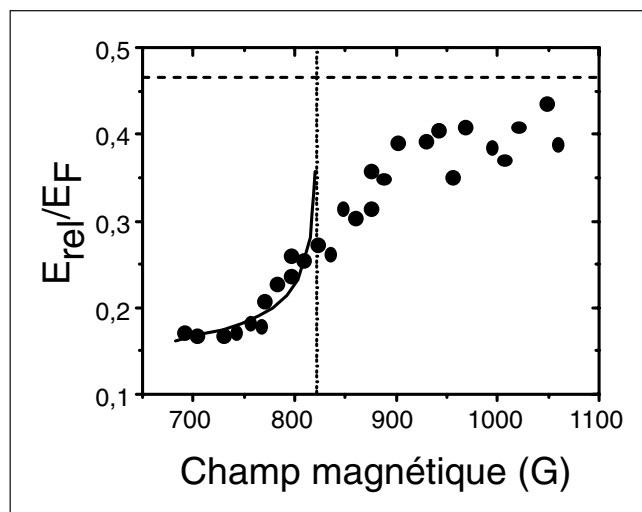
Au-delà de la différence de largeur due à la différence de longueur de diffusion des deux systèmes, les profils partagent deux caractéristiques prouvant l'observation de la condensation de Bose-Einstein des molécules : la double structure, somme des parties condensées et non condensées, et le profil elliptique signalant une expansion superfluide.

Pour explorer le régime fortement corrélé CBE-BCS, nous partons d'un condensat de molécules obtenu à un champ de 700 G. On augmente alors le champ magnétique jusqu'à une valeur  $B$  pour laquelle on image le nuage.

En mesurant le rayon du nuage après temps de vol, nous avons accès à une quantité baptisée « énergie relâchée ». En effet, lorsque l'on ouvre le piège, le nuage explose et une partie de l'énergie d'interaction entre particules est transformée en énergie cinétique. Ce transfert est très rapide et on estime qu'au bout d'une fraction de milliseconde, toute

l'énergie est convertie sous forme cinétique. Plus l'énergie relâchée dans ces premiers instants sera grande, plus le nuage explosera vite. Après un temps de vol donné, on s'attend donc à ce que le nuage soit d'autant plus étendu que l'énergie sera grande.

Le graphe de l'énergie relâchée en fonction du champ magnétique est représentée sur la figure 5. On constate que, de même que pour les profils de densité, aucun accident ne semble marquer le passage à la résonance. On peut comparer ce graphe aux théories limites du condensat de molécules (ligne pleine) et du gaz de Fermi en interaction faible (ligne tiretée) pour lesquelles ont trouvé un accord relativement bon. Dans le régime de condensation de molécules, la mesure de l'énergie relâchée nous donne accès à la longueur de diffusion  $a_{\text{nm}}$  associée aux collisions entre molécules. Expérimentalement, on trouve  $a_{\text{nm}} \sim 0,6a$ , ainsi que le prédisent les calculs réalisés par D. Petrov et G. Shlyapnikov.



**Figure 5** - Énergie relâchée dans la région de la transition CBE-BCS. Dans le domaine de condensation de molécules, les données expérimentales coïncident avec les prédictions de la théorie de la condensation de Bose-Einstein (ligne pleine). A grand champ, on approche le comportement d'un gaz de Fermi sans interaction (ligne tiretée). A la résonance (ligne pointillée) la valeur de  $E_{\text{rel}}$  donne accès au paramètre  $\beta$  caractérisant le comportement unitaire.

A résonance, on peut montrer que si l'on suppose que les paires sont toutes brisées par l'ouverture du piège, l'énergie relâchée est donnée par  $E_{\text{rel}} = \sqrt{1 + \beta} E_{\text{rel}}^0$ , où  $E_{\text{rel}}^0$  est l'énergie relâchée par un gaz de Fermi sans interaction et  $\beta$  est le paramètre sans dimension caractérisant le régime unitaire (cf. encadré 2). Nos données expérimentales nous donnent  $\beta \sim -0.68 \pm 0.13$  ce qui est relativement proche de la valeur  $\beta \sim -0.56$  prédite théoriquement.

## Perspectives

Les résultats que nous avons présentés ici ne constituent qu'une facette des études effectuées ces derniers mois sur ces gaz de Fermi en interaction et d'autres données importantes ont été prises en Europe et aux USA. Les équipes de R. Grimm à l'université d'Innsbruck et de J. Thomas à Duke

ont étudié les modes d'excitation des condensats de fermions dans la zone de transition CBE-BCS. Plus récemment, le groupe d'Innsbruck a réalisé l'observation de paires liées dans la région  $a < 0$ . Ces observations sont complétées par les résultats des équipes de D. Jin à JILA et W. Ketterle à MIT qui ont montré que la distributions de vitesse de ces paires étaient très piquées autour de  $k = 0$ , indiquant la présence d'un condensat de paires de fermions.

De l'ensemble de ces études il ressort aujourd'hui qu'une phase superfluide existe très probablement au voisinage de la résonance de Feshbach. L'étude de la région BCS achèverait de clore l'exploration du diagramme de phase proposé par T. Leggett, P. Nozières et S. Schmitt-Rink. L'étude de la superfluidité dans cette région se heurte cependant au fait que les paires de Cooper sont localisées sur une bande de largeur  $\Delta$  autour de la surface de Fermi. Loin de la résonance,  $\Delta$  tend vers 0 et le nombre de paires diminue. Le condensat BCS ressemble donc beaucoup à une mer de Fermi pour ce qui est de ses propriétés de volume, telles que l'énergie relâchée. Pour étudier directement la superfluidité du système, les propositions théoriques ne manquent pas. On peut songer à mettre en rotation le gaz de Fermi, une méthode qui s'est avérée très fructueuse pour produire des tourbillons quantifiés dans les condensats de bosons ou encore à étudier par des méthodes d'interférence l'ordre à longue portée existant dans l'échantillon.

Au-delà de ces études sur la superfluidité, les gaz de Fermi ouvrent un nouveau point de vue sur certains phénomènes observés en matière condensée. On peut ainsi citer l'étude des mélanges bosons-fermions dont on a vu un exemple avec le condensat de  $^7\text{Li}$  immergé dans la mer de Fermi de  $^6\text{Li}$ , qui est l'analogue microscopique des mélanges  $^3\text{He}/^4\text{He}$  utilisés par exemple en cryogénie dans les réfrigérateurs à dilution. Une autre possibilité serait de placer ces fermions dans des réseaux optiques, des potentiels périodiques obtenus par piégeage dipolaire dans une figure d'interférence lumineuse. Cette configuration permettrait par exemple d'étudier les mécanismes de transition métal-isolant induite par le désordre ou les interactions dont certains aspects sont encore mal compris dans les systèmes bidimensionnels.

## Pour en savoir plus

- ASPECT (A.), SALOMON (C.), « Atomes refroidis par laser, vers le microKelvin », *Images de la Physique*, p. 74, (1990).
- COURTOIS (J.Y.), GRYNBERG (G.), « Cristallisation d'atomes dans un réseau de lumière », *Images de la physique*, p. 88, (1994).
- DALIBARD (J.), « Les condensats de Bose-Einstein en phase gazeuse », *Images de la physique*, p. 22, (2000).
- BOURDEL (T.), KHAYKOVICH (L.), CUBIZOLLES (J.), ZHANG (J.), CHEVY (F.), TEICHMANN (M.), TARRUELL (L.), KOKKELMANS (S.), SALOMON (C.), « Experimental Study of the BEC-BCS Crossover Region in Lithium 6 », *Phys. Rev. Lett.*, 93, p. 050401, (2004).