

# Simulation quantique avec des atomes froids

## Comment manipuler et sonder des systèmes quantiques à l'échelle de l'atome individuel

Tarik Yefsah<sup>(1)</sup> (tarik.yefsah@lkb.ens.fr) et Clément Sayrin<sup>(2)</sup> (clement.sayrin@lkb.ens.fr)

Laboratoire Kastler Brossel (ENS-PSL, Collège de France, CNRS, Sorbonne Université)

(1) 24 rue Lhomond, 75005 Paris (2) 11, place Marcelin Berthelot, 75005 Paris

**Les systèmes physiques à grand nombre de particules, d'une importance capitale en physique, sont incroyablement complexes. Leur comportement, en effet, « ne doit pas être compris à travers une simple extrapolation des propriétés de quelques particules. Au contraire, à chaque niveau de complexité, des propriétés entièrement nouvelles émergent (...) » (P.W. Anderson [1]).**

**L'avènement des technologies quantiques, et tout particulièrement de la simulation quantique, permet aujourd'hui d'aborder d'une façon nouvelle et prometteuse la physique de ces systèmes à  $N$  corps en interaction. Nous présentons ici l'apport des dispositifs à atomes froids, à travers deux exemples d'expériences aujourd'hui en construction au Laboratoire Kastler Brossel.**

La compréhension de la matière, des objets, et plus généralement des systèmes physiques qui nous entourent, peut se révéler ardue. C'est le cas des *systèmes à  $N$  corps* en interaction : le comportement de ces assemblées de particules qui interagissent entre elles ne se déduit pas facilement de celui de ses constituants élémentaires. Ces systèmes sont multiples, des noyaux atomiques aux naines blanches, en passant par les supraconducteurs, et, pour beaucoup d'entre eux, comprendre leur comportement est d'un intérêt majeur, scientifique comme technologique.

Notre compréhension du monde physique repose sur nos observations. Les mesures, hélas, peuvent être délicates sur ces systèmes à  $N$  corps. Par exemple, il est pour ainsi dire

impossible d'observer le comportement ou l'état de chacune des particules qui composent un solide, et l'on doit se contenter de mesures d'ensemble (densité, résistivité électrique...). Parfois, c'est le système lui-même qui est difficilement accessible (trop petit, trop loin...).

S'il est alors possible de se reposer sur des études numériques, le calcul est d'autant plus complexe que le nombre de particules,  $N$ , est élevé. Et cette complexité devient dramatique lorsque le système est quantique. Dans ce cas, chaque particule peut occuper plusieurs états simultanément, alors qu'elle ne pourrait en occuper qu'un et un seul dans le monde classique. Lorsque  $N$  augmente, si le nombre d'états possibles pour l'ensemble des particules croît linéairement dans le

cas classique, il bondit de manière exponentielle dans le cas quantique. À tel point que, même avec des particules ne pouvant occuper que deux états, les limites des supercalculateurs sont atteintes pour  $N$  de quelques dizaines seulement.

L'un des exemples les plus emblématiques de tels systèmes est celui des matériaux supraconducteurs, dont la résistance électrique s'annule en dessous d'une certaine température critique [2] (fig. 1a). Ils offrent la perspective de transporter de l'énergie électrique sans la moindre perte. Malheureusement, pour les supraconducteurs connus à ce jour, ce comportement remarquable ne se révèle qu'à très basse température (en dessous de  $-120^{\circ}\text{C}$ ), un véritable obstacle à leur utilisation au quotidien



et à grande échelle. L'enjeu est donc de comprendre les ingrédients qui régissent la température de transition vers cet état supraconducteur. Or les matériaux supraconducteurs sont extrêmement complexes, de par leur structure cristalline et la nature des interactions entre électrons. Ces derniers interagissent non seulement par répulsion coulombienne, mais aussi *via* des mécanismes qui ne sont que partiellement compris. L'on fait ainsi face à une double difficulté : un grand nombre de particules en interaction et des mécanismes que nous ne savons pas décrire précisément.

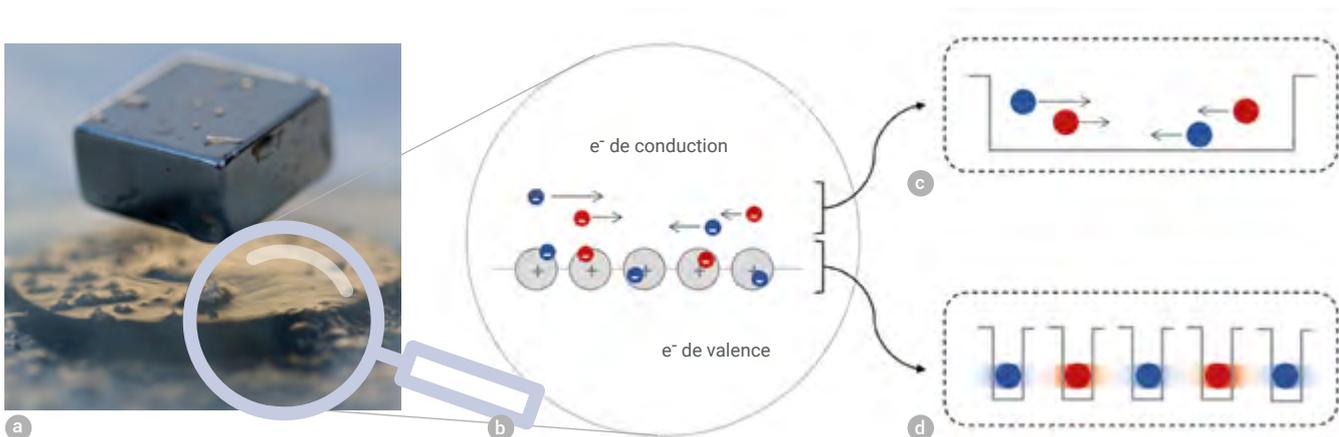
### La simulation quantique

La simulation quantique, dont le principe fut énoncé par Richard Feynman au début des années 1980 [3], permet de résoudre ce problème : elle consiste à émuler le système d'intérêt, difficilement accessible ou mesurable, par un autre système quantique dont les constituants élémentaires peuvent être facilement manipulés et observés. On dispose alors d'un simulateur qui se comporte exactement comme le système original, mais sur lequel le physicien a un contrôle total. >>>



**Au cœur de l'expérience de simulation quantique avec des atomes de Rydberg circulaires.** Un cube en saphir, très bon conducteur thermique et isolant électrique, porte la lentille de très courte focale (en haut de l'image) qui permet de produire les pinces optiques. Les atomes entrent dans le cube creux de 5 cm de côté par le côté droit, et sont piégés dans les pinces en son centre, dans l'axe de la lentille (voir figure 4, p. 14). Plusieurs autres ouvertures dans le cube offrent les accès optiques nécessaires pour, notamment, le refroidissement laser des atomes au sein même du cube. Des électrodes (pièces cuivrées) contrôlent le champ électrique au niveau des atomes et sont reliées aux connecteurs (bas) par les câbles visibles sur l'image. L'ensemble est placé dans une enceinte à ultravide, fermée par la bride métallique qui supporte le cube.

© Julien BOBROFF / CNRS Photothèque



**1. Au cœur des systèmes complexes, comme les matériaux supraconducteurs, se cache une physique d'électrons dont le comportement peut être simulé par un gaz d'atomes ultra-froids.**

- (a) Un matériau peut devenir supraconducteur lorsqu'il est refroidi à très basse température. La supraconductivité se révèle parfois par le phénomène de lévitation magnétique, ici illustrée par la lévitation d'un aimant placé au-dessus d'une pastille de supraconducteur de type YBaCuO refroidie dans de l'azote liquide à  $-196^{\circ}\text{C}$ . (Image réalisée dans le cadre de recherches menées par le Laboratoire de physique des solides d'Orsay.) La loupe joue ici le rôle d'un appareil fictif qui permettrait de voir les constituants microscopiques à l'intérieur du matériau.
- (b) Les propriétés du matériau sont gouvernées par le comportement collectif de ses électrons, électrons de conduction libres de se mouvoir dans le solide, ou électrons de valence, rattachés aux ions positifs de la maille cristalline. Les électrons peuvent occuper deux états quantiques de *spin* différents, symbolisés par deux couleurs.
- (c, d) Des atomes, contraints à occuper deux états différents, simulent dans leur interaction les électrons d'un solide. Libres de se déplacer dans une boîte, ils s'apparentent aux électrons de conduction (c) ; fixés sur un réseau, ils miment les électrons de valence (d).

>>>

De nombreux dispositifs expérimentaux permettent aujourd'hui de réaliser des simulateurs quantiques : c'est notamment le cas des dispositifs à atomes froids. Les progrès scientifiques et technologiques des dernières décennies permettent de refroidir les atomes à des températures très basses, de quelques dizaines de nK ( $10^{-9}$  K) — atomes ultra-froids — à quelques dizaines de  $\mu$ K ( $10^{-6}$  K) [4], préalable clé pour révéler leur comportement quantique. Ces progrès rendent aussi possible la manipulation et l'observation d'atomes individuels. Les atomes froids constituent alors une matière idéale en vue de l'élaboration de simulateurs quantiques : on construit grâce à eux une assemblée, ordonnée ou non, de particules toutes identiques dont les interactions peuvent prendre de multiples formes. En particulier, elles peuvent être rendues similaires à celles des électrons dans les solides. Un gaz d'atomes libres de se déplacer simule alors les électrons de conduction qui se meuvent librement dans le solide, tandis que des atomes ordonnés sur un réseau simulent les électrons

de valence, rattachés aux ions du réseau cristallin (fig. 1b et c).

Deux dispositifs en construction au Laboratoire Kastler Brossel (LKB) illustrent la diversité des simulateurs quantiques créés à partir d'atomes refroidis et piégés par laser : l'un manipule un gaz d'atomes fermioniques ultrafroids libres de se déplacer dans une boîte optique, l'autre des atomes dits de Rydberg maintenus sur les sites d'un réseau optique. Ces deux dispositifs permettent d'étudier deux aspects distincts de la physique de la matière condensée : la physique des électrons de conduction pour le premier et celle des électrons de valence pour le second. Mais si ces deux simulateurs quantiques se distinguent par l'organisation des atomes ou par les interactions entre atomes (à courte ou longue portée), ils sont voisins dans leur approche incrémentale : le premier en augmentant progressivement la complexité de la dynamique du système, le second en ajoutant les constituants du simulateur élément par élément.

## Gaz de Fermi en interaction forte

### Gaz de Fermi atomiques

Le comportement collectif des électrons est intimement lié à leur nature fermionique (encadré 1). C'est pourquoi tout un pan de la simulation quantique avec les atomes froids s'attache à l'étude de ces gaz, appelés gaz de Fermi en interaction. De nos jours, de nombreux laboratoires produisent des gaz d'atomes fermioniques, le plus souvent avec des atomes de lithium 6 ( ${}^6\text{Li}$ ) ou de potassium 40 ( ${}^{40}\text{K}$ ). Le choix de ces isotopes d'alcalins n'est pas fortuit : en plus d'être des fermions, ils peuvent être refroidis à des températures de l'ordre de 10 nK. C'est à ces températures que la nature bosonique ou fermionique des atomes se révèle.

Ces simulateurs quantiques ouvrent un nouvel angle d'attaque dans la compréhension des gaz de Fermi, en permettant d'aborder le problème par une approche incrémentale. Il ne s'agit plus de chercher à simuler d'emblée tous les aspects de la physique d'un système à  $N$  corps en interaction, comme un supraconducteur, mais de partir d'une situation bien contrôlée et de monter progressivement en complexité, une difficulté à la fois.

### Un petit ingrédient, un immense défi

Prenons l'exemple du gaz de Fermi à deux composants, c'est-à-dire composé d'un mélange de fermions de  $spin \uparrow$  et de  $spin \downarrow$ , qui évolue librement dans l'espace. En l'absence d'interactions, le comportement d'un tel système de fermions ne pose pas de difficulté formelle : il se déduit de celui d'une seule particule. On peut facilement en calculer l'énergie totale et même déterminer analytiquement son équation d'état (une relation entre les différentes quantités thermodynamiques du système). Il en est de même des fonctions de corrélations spatiales, comme la probabilité de trouver une particule en un point en fonction de la position des autres. De façon générale, les propriétés d'un gaz de fermions idéal (*i.e.* sans interactions) sont prédites sans grande difficulté, par calcul analytique ou numérique. En revanche, dès lors que l'on introduit des interactions suffisamment fortes entre les

## LES BOSONS ET LES FERMIONS

Encadré 1

Lorsqu'une particule entre dans le monde quantique, son comportement, qui acquiert un caractère ondulatoire, est régi par un ensemble de postulats, dont l'équation de Schrödinger. Lorsque l'on considère non pas une seule particule mais un ensemble de particules identiques (même masse, même *spin*, même charge électrique...) et indiscernables, le comportement de l'ensemble dépend de la nature des particules, qui ne peut être que de deux types : les « bosons » (de *spin* entier) et les « fermions » (de *spin* demi-entier). Cette classification s'accompagne de règles « organisationnelles » : les bosons peuvent tous occuper un même état quantique, tandis que des fermions identiques sont contraints d'occuper des états distincts. C'est le principe d'exclusion de Pauli.

Le photon et le boson de Higgs sont parmi les bosons les plus connus. Les électrons et les quarks appartiennent à la famille des fermions. Mais cette classification n'est pas restreinte aux particules élémentaires et s'étend aux particules composites : les ensembles comportant un nombre impair de fermions sont des fermions, tous les autres sont des bosons. Les protons et les neutrons, composés de trois quarks, sont des fermions. L'atome d'hydrogène composé d'un proton et d'un électron est un boson. Les atomes alcalins, classés dans la première colonne du tableau périodique, ont un seul électron de valence : un alcalin de nombre de masse pair ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{40}\text{K}$ ) est donc un fermion ; s'il est impair ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{39}\text{K}$ ,  ${}^{85}\text{Rb}$ ), c'est un boson.

Pour révéler les propriétés fermioniques ou bosoniques des atomes, il faut les rendre indiscernables. La distance entre atomes doit alors être plus faible que leur « taille », la longueur d'onde de de Broglie, inversement proportionnelle à  $T^{1/2}$ , où  $T$  est leur température. Cela n'est possible qu'en utilisant des atomes *ultra-froids* refroidis à des températures de quelques dizaines de nK. On parle alors de gaz quantiques.

particules, le gaz de Fermi à deux composants représente un défi conceptuel et calculatoire majeur [5].

### Un simulateur quantique à la rescousse

C'est dans ce cadre que se positionne l'une des nouvelles expériences du LKB, qui s'intéresse aux gaz de Fermi à deux composants avec interactions ajustables. Ce nouveau simulateur quantique permet d'étudier des gaz froids de  ${}^6\text{Li}$  de plusieurs milliers d'atomes évoluant librement dans un piège à fond plat — une sorte de stade à atomes —, et composés d'un mélange d'atomes dans deux niveaux d'énergie distincts, ce qui peut être identifié à un mélange de fermions de  $spin \uparrow$  et de  $spin \downarrow$  (encadré 2).

Les interactions entre des atomes de  ${}^6\text{Li}$  préparés dans ces états sont de type van der Waals. Leur portée typique est très petite ( $\sim 10 \text{ nm}$ ) devant la longueur d'onde de de Broglie des atomes ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ). Cet écart d'échelle donne lieu à deux simplifications dans la description des interactions. D'une part, tout se passe comme si les atomes n'interagissaient que lorsqu'ils se « touchent ». Seules les interactions entre un  $spin \uparrow$  et un  $spin \downarrow$  sont alors autorisées, le principe de Pauli excluant que deux atomes dans le même état se rencontrent en un même point. D'autre part, les particules ne ressentent pas les détails du potentiel d'interaction, ce qui permet de quantifier l'intensité des interactions par un seul paramètre, la longueur de diffusion  $a$ . Sa valeur dépend du détail des niveaux d'énergie interne des atomes :  $a \rightarrow 0$  correspond à une interaction faible (gaz idéal), et  $a \rightarrow \infty$  à une interaction maximale. En appliquant un champ magnétique externe, qui agit sur les niveaux d'énergie des atomes, on peut contrôler à souhait la valeur de  $a$ .

La nouvelle expérience explore, entre autres, le régime d'interaction résonante, où  $a \rightarrow \infty$ , qui suscite un intérêt considérable depuis une vingtaine d'années. Une des raisons qui motivent cet intérêt est le lien avec les supraconducteurs, puisque ces systèmes donnent lieu à l'émergence d'un état superfluide où les atomes froids peuvent se déplacer sans dissipation — l'analogue direct de la supraconductivité pour des particules électriquement neutres.

>>>

## DES ATOMES QUI SE COMPORTENT COMME DES ÉLECTRONS

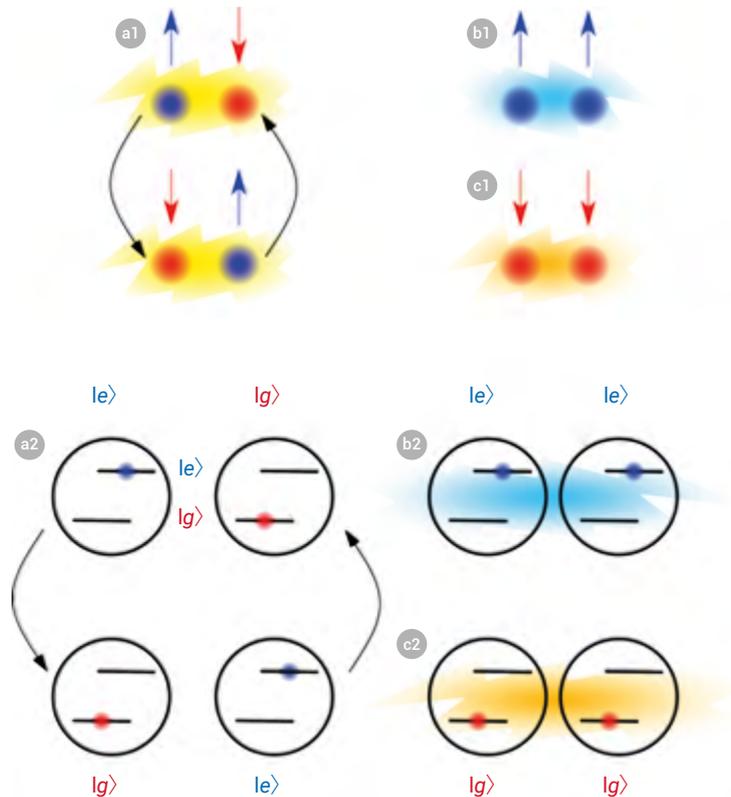
Encadré 2

La physique sous-jacente à la matière condensée est souvent celle des électrons. Ces particules élémentaires ont un  $spin$  de valeur  $1/2$  (demi-entier comme pour tous les fermions). Cela veut dire que la mesure du  $spin$  de l'électron dans une direction ne peut donner que deux valeurs,  $+1/2$  ou  $-1/2$ , que l'on traduit souvent par un  $spin$  pointant vers le bas ( $\downarrow$ ,  $-1/2$ ) ou vers le haut ( $\uparrow$ ,  $+1/2$ ). Pour faire en sorte que les atomes du simulateur se comportent comme un  $spin 1/2$ , on utilise deux de ses niveaux d'énergie distincts, qu'on note  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$ . Il peut s'agir de deux niveaux fondamentaux ou de deux niveaux de Rydberg, par exemple. Un atome dans l'état  $|g\rangle$  représente alors un  $spin \downarrow$ , et un atome dans l'état  $|e\rangle$  un  $spin \uparrow$ .

Il faut enfin faire en sorte que deux atomes placés côte-à-côte, dans  $|g\rangle$  ou  $|e\rangle$ , interagissent comme le feraient deux électrons. Deux mécanismes sont à reproduire :

- une interaction couplée à un échange, ou "flip-flop" :  $\uparrow\downarrow \leftrightarrow \downarrow\uparrow$  ;
- une interaction sans échange :  $\uparrow\uparrow \leftrightarrow \uparrow\uparrow$  ou  $\downarrow\downarrow \leftrightarrow \downarrow\downarrow$  ou  $\uparrow\downarrow \leftrightarrow \uparrow\downarrow$

Les interactions de type van der Waals entre deux atomes, dans des niveaux fondamentaux ou des niveaux de Rydberg, permettent de reproduire certains de ces mécanismes. La figure E1 illustre le cas des atomes de Rydberg.



E1. Les interactions  $spin-spin$  entre électrons sont émuloées par des interactions de van der Waals entre atomes dans deux niveaux  $|g\rangle$  ou  $|e\rangle$ .

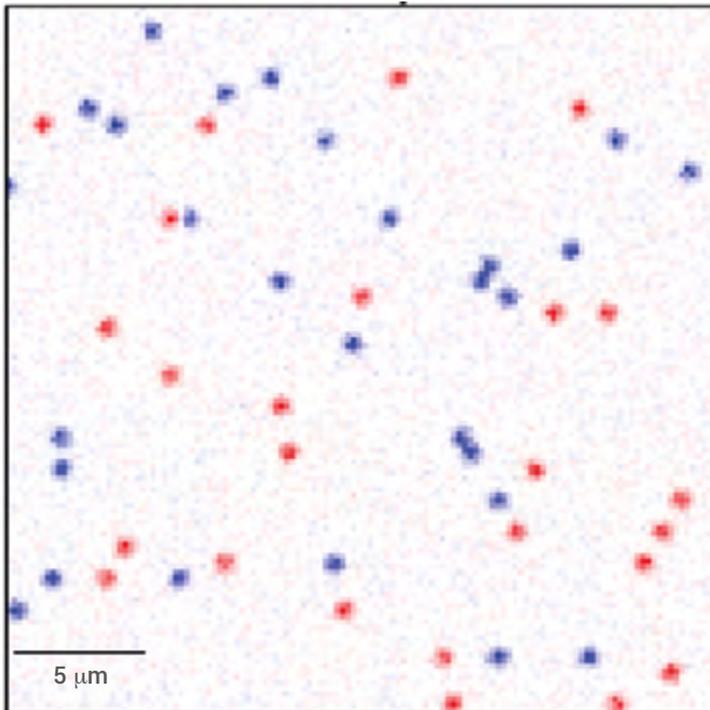
Interaction entre deux électrons :

(a1) Les deux électrons échangent régulièrement leurs états de  $spin$ , l'un passant de  $\uparrow$  (bleu) vers  $\downarrow$  (rouge) et l'autre de  $\downarrow$  à  $\uparrow$ .

(b1, c1) Les deux électrons interagissent sans modification de leur état de  $spin$  : ils ont tous deux un  $spin \uparrow$  (b1) ou tous deux un  $spin \downarrow$  (c1).

Interaction entre deux atomes :

Les interactions sont identiques à celles entre deux électrons : un atome dans l'état  $|e\rangle$  (niveau haut) simulant un électron de  $spin \uparrow$  et un atome dans l'état  $|g\rangle$  (niveau bas) un électron de  $spin \downarrow$ . Les figures a2, b2 et c2 correspondent respectivement aux figures a1, b1 et c1. Les sphères de couleur indiquent l'état dans lequel se trouve l'atome.



2. Imagerie à l'échelle de l'atome unique résolue en *spin*. Les deux couleurs correspondent aux deux états de *spin* ( $\uparrow$  ou  $\downarrow$ ) que peuvent occuper les atomes. Cette image, créée par ordinateur, donne un avant-gout de ce qu'il sera possible de mesurer sur la nouvelle expérience du LKB dédiée aux gaz de Fermi en interaction forte.

>>>

À ce jour, la plupart des simulateurs quantiques consacrés aux gaz de Fermi se concentrent sur leurs propriétés globales. Un résultat marquant en ce sens est l'observation du point de transition vers l'état superfluide et la détermination précise de la température de transition [6]. Le nouveau simulateur quantique du LKB s'attache, lui, à comprendre les gaz de Fermi au niveau microscopique.

### Observer un gaz de Fermi à l'échelle de l'atome unique

Dans cette optique, nous développons un dispositif de détection original permettant de prendre une photographie du système à l'échelle de l'atome unique. Cette méthode d'imagerie consiste d'abord à figer la position des atomes en branchant instantanément un réseau optique (encadré 3), formant un potentiel spatialement périodique très profond qui piège les atomes en ses nœuds. Le pas du réseau ( $\sim 0,7 \mu\text{m}$ ) étant bien inférieur à la distance moyenne entre particules ( $\sim 2 \mu\text{m}$ ), chaque atome occupe un site distinct. Les atomes sont alors exposés à une lumière laser de fréquence telle qu'ils l'absorbent puis la réémettent et ce, de façon différenciée pour chaque *spin*. La lumière ainsi diffusée est collectée par un objectif de microscope de haute résolution et projetée sur une caméra, ce qui permet de localiser les atomes individuellement tout en identifiant leur *spin* (fig. 2).

En prenant des photographies de la distribution spatiale des particules — quelque chose d'impossible pour les électrons dans les solides —, il sera possible de relier l'état du système (superfluide ou normal, selon la température des atomes et la valeur de  $a$ ) à l'organisation des atomes et d'élucider le lien entre le comportement microscopique de chaque particule et le comportement collectif global du système.

### Atomes de Rydberg circulaires

#### Un simulateur assemblé pièce par pièce

Une toute autre physique peut être étudiée en plaçant les atomes sur un réseau ordonné, suivant une géométrie qui reproduit au mieux le système

## ➔ RÉSEAUX ET PINCES OPTIQUES

encadré 3

Selon le choix de la longueur d'onde  $\lambda$  d'un faisceau lumineux, les atomes illuminés sont attirés vers les maxima ou les minima d'intensité lumineuse. On peut ainsi créer des barrières lumineuses que les atomes ne peuvent pas franchir, ou au contraire des puits de lumière vers lesquels les atomes se précipitent. C'est le principe de base du piégeage optique des atomes, utilisé dans les deux expériences du LKB.

La première expérience utilise un réseau optique pour épingler les atomes. Le réseau optique est produit par une onde stationnaire à trois dimensions, résultant de l'interférence de faisceaux laser de même longueur d'onde ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ). Pour ce choix de  $\lambda$ , les atomes de  $^6\text{Li}$  sont attirés par la lumière. Ils sont alors piégés aux maxima d'intensité du piège, c'est-à-dire dans les zones d'interférences constructives régulièrement espacées d'une fraction de  $\lambda$ .

La technique employée par la seconde expérience autorise la réalisation de pièges de géométrie quasi arbitraire, mais avec une distance entre sites supérieure à quelques microns. Toujours dans le cas où les atomes sont attirés par la lumière, un faisceau laser focalisé attire les atomes vers la région où sa taille est minimale. Avec des lentilles de très courte focale, cette région peut être de l'ordre du micron seulement. On réalise alors une « pince optique » [7] : les atomes piégés sont très bien localisés dans l'espace et peuvent être déplacés simplement en déplaçant la pince. En outre, les pinces sont si étroites qu'un seul atome peut s'y maintenir. En plaçant les pinces optiques de façon ordonnée, il est possible de préparer un réseau d'atomes de forme arbitraire, à 2D (fig. 3a) ou 3D (fig. 3b).

Si les atomes sont repoussés par la lumière, comme c'est le cas des atomes de Rydberg [12], les pinces optiques doivent présenter un zéro d'intensité au milieu d'une « bouteille de lumière » (fig. 3c) [13].

d'intérêt. Une grande flexibilité est obtenue en utilisant, à nouveau, des pièges optiques pour les atomes, mais d'une nature radicalement différente du cas précédent. Chaque atome est maintenant manipulé par une « pince optique » [7], c'est-à-dire un faisceau optique très focalisé (rayon de l'ordre du micron), qui maintient un et un seul atome dans une position bien précise (encadré 3). La disposition des atomes dans le simulateur peut alors être choisie arbitrairement [8, 9] : il suffit de déplacer les pinces optiques (fig. 3). La construction incrémentale du simulateur quantique est, sur le principe, distincte de la partie précédente : elle consiste à faire croître la complexité du simulateur quantique, non plus en ajoutant un à un les mécanismes d'évolution du système, mais plutôt en augmentant son nombre de constituants.

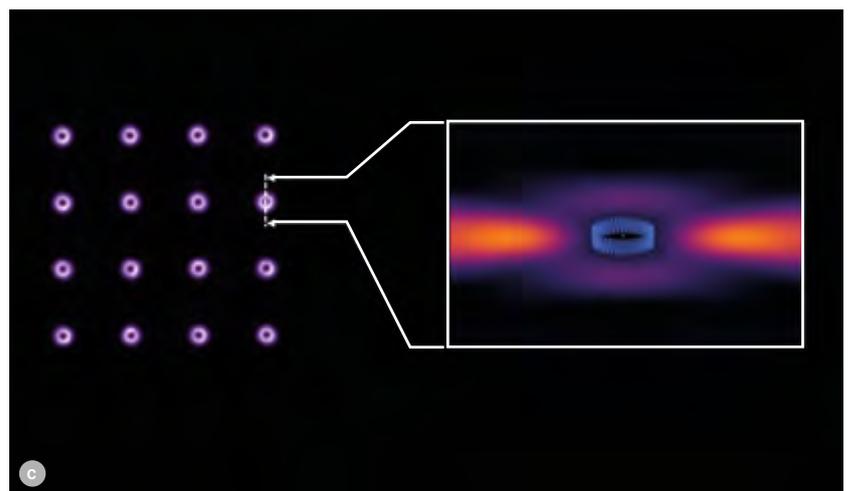
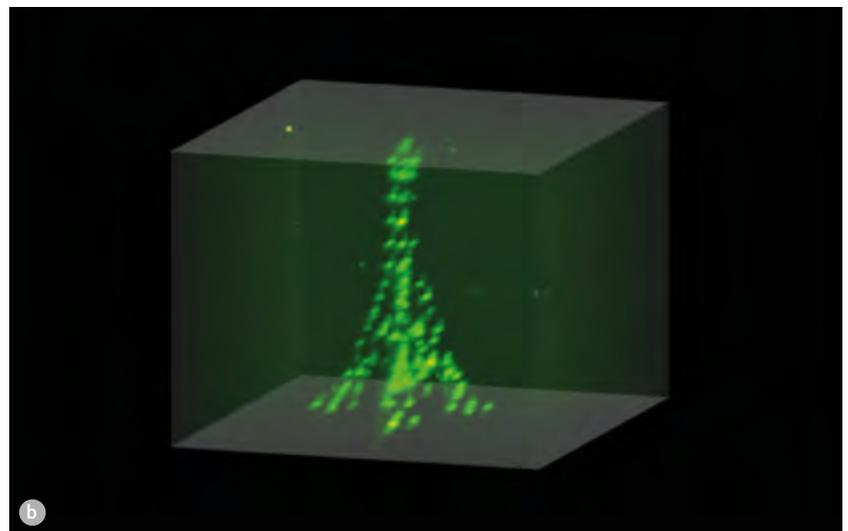
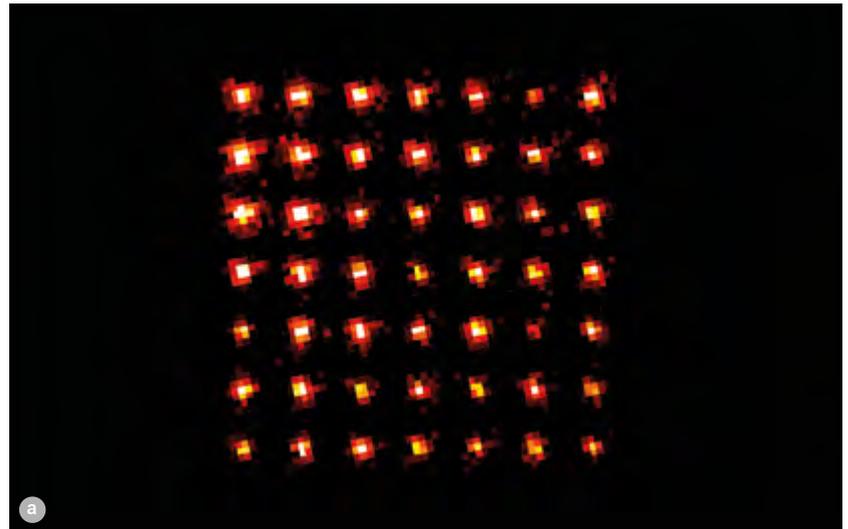
Ces simulateurs sont bien adaptés à l'émulation de systèmes de *spins* sur réseau, chaque atome du réseau optique correspondant à un *spin* du réseau cristallin (encadré 2). En contrôlant la force et la nature précise des interactions entre ces *spins*, il est alors possible de simuler de nombreux systèmes de la matière condensée.

Si la construction de ces simulateurs est en soi plus complexe que dans le cas précédent — il faut maintenant un piège par atome ! — elle apporte un avantage certain : les atomes étant éloignés les uns des autres (de quelques microns typiquement), il est possible non seulement de les observer mais aussi de les manipuler individuellement en utilisant simplement une lentille d'ouverture numérique limitée, celle-là même qui permet de focaliser les pinces optiques (fig. 4). L'état quantique complet de chaque atome dans le simulateur peut dès lors être contrôlé, une gageure pour des systèmes continus, et une connaissance parfaite de l'état du système obtenue.

### Des atomes qui interagissent même à distance

Dans cette configuration, les atomes sont toujours éloignés les uns des autres et il est impossible pour un atome de sauter d'une pince optique à une autre. L'interaction entre atomes, indispensable au fonctionnement du simulateur quantique, ne peut donc se faire qu'à distance. Les *atomes de*

>>>



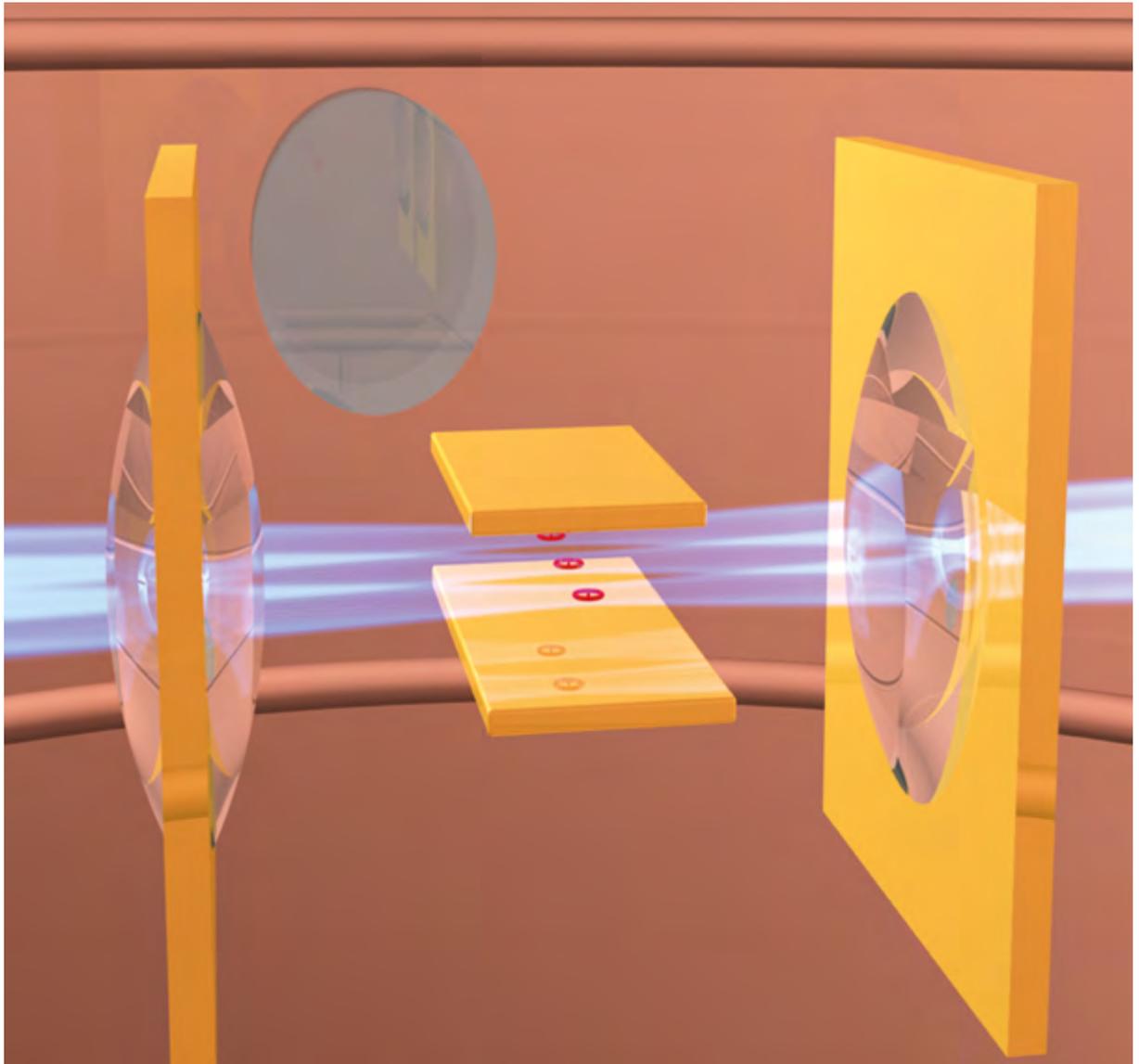
### 3. Piégeage d'atomes froids par des réseaux ou des pinces optiques.

(a, b) Réseau d'atomes ordonnés grâce à des pinces optiques. Chaque point lumineux indique la présence d'un et un seul atome sur le site du réseau.

Des formes 2D (a) ou 3D (b) peuvent être préparées arbitrairement.

(Image (b) issue de [9]).

(c) Réseau de pinces optiques en forme de bouteille et vue en coupe (à droite) d'un des faisceaux. Un atome de Rydberg circulaire (tore bleu) est piégé dans le zéro d'intensité lumineuse.



**4. Simulation quantique avec des atomes de Rydberg.** Des atomes de Rydberg circulaires (en rouge) sont piégés dans des pinces optiques (faisceaux bleus) entre deux lentilles de focalisation. Maintenus entre deux plaques conductrices (en jaune), les atomes ont un temps de vie notablement augmenté, autorisant des simulations quantiques sur des temps très longs. (Voir la photo du dispositif expérimental, p. 9)

>>>

*Rydberg* sont particulièrement bien adaptés à ce problème. Lorsqu'un électron de valence d'un atome (de rubidium dans les expériences du LKB) est excité vers des niveaux d'énergie très élevés, correspondant à un nombre quantique principal  $n \gg 1$ , on dit qu'il est placé dans un niveau de Rydberg, d'après le nom du physicien suédois du début du XX<sup>e</sup> siècle. Dans un tel état, l'orbite de l'électron est  $n^2$  fois plus grande que dans son état fondamental. Pour  $n = 50$ , cela représente un atome de 250 nm de diamètre, presque aussi gros qu'une bactérie ! L'électron excité est alors tellement loin du noyau

atomique (de charge  $+Ze$ ) et des  $(Z-1)$  autres électrons de l'atome qu'il ne ressent qu'un noyau de charge  $+e$ , c'est-à-dire un noyau d'hydrogène, et ce quelle que soit la structure exacte de l'atome en question. On dit qu'un atome, excité dans un tel état, est un atome *hydrogénoïde* ou un atome de Rydberg.

Classiquement, deux charges opposées constituent un dipôle électrique, de moment dipolaire d'autant plus grand que la distance entre les deux charges est grande. Cela explique que les interactions dipôle-dipôle entre

deux atomes de Rydberg sont notablement plus fortes que lorsque les atomes sont maintenus dans leur état fondamental. Si l'on encode les états  $\uparrow$  et  $\downarrow$  d'un *spin*  $1/2$  sur deux niveaux de Rydberg (encadré 3), le "flip-flop" entre deux atomes voisins, même éloignés de quelques microns, peut se faire sur des temps caractéristiques aussi courts que des fractions de microseconde. Ce temps est de quelques fractions de seconde pour les simulateurs quantiques utilisant des atomes alcalins sur réseau maintenus dans leur état fondamental.

Les atomes de Rydberg présentent d'autres propriétés remarquables, et en particulier un temps de vie particulièrement long. Alors qu'un atome peu excité ( $n < 10$ ) se désexcite en quelques dizaines de nanosecondes, il faut quelques centaines de microsecondes à un atome de Rydberg. L'association entre longs temps de vie et courts temps d'interaction rend alors ces systèmes extrêmement bien adaptés à la réalisation de simulations quantiques : il est possible d'observer plusieurs cycles d'interaction avant que la simulation ne s'arrête par la désexcitation d'un atome de Rydberg.

### Un niveau de Rydberg remarquable

Plusieurs groupes de par le monde, et en particulier celui d'Antoine Browaeys et Thierry Lahaye à l'Institut d'Optique (Palaiseau), réalisent d'ores et déjà des simulations quantiques avec des atomes de Rydberg [10]. Dans ces expériences, le moment orbital de l'électron, ou encore les nombres quantiques orbital  $\ell$  et magnétique  $m$  sont faibles.

Le groupe *Électrodynamique quantique en cavité* du LKB cherche au contraire à exploiter les propriétés uniques des atomes de Rydberg dits *circulaires* [9], soit les niveaux de moment orbital maximal ( $\ell = |m| = n-1$ ), notés  $|nC\rangle$ . Dans ces niveaux, la fonction d'onde de l'électron est un tore de rayon  $n^2 a_0$ , où  $a_0 \approx 0,05$  nm est le rayon de Bohr, correspondant à une orbite circulaire similaire à celle du modèle semi-classique de l'atome de Bohr (cercles rouges piégés dans les pinces optiques de la figure 4).

À très basse température, le temps de vie de ces niveaux se compte en dizaines de millisecondes pour  $n \sim 50$ , soit un gain de deux ordres de grandeur par rapport aux niveaux de Rydberg de bas  $\ell$ . Ce long temps de vie s'explique par le fait qu'un atome dans le niveau  $|nC\rangle$  ne peut se désexciter que d'une seule façon : en passant au niveau de Rydberg circulaire  $|(n-1)C\rangle$  par l'émission d'un photon micro-onde. Et ce dernier est significativement plus difficile à émettre que les photons optiques, tels que ceux émis par les niveaux de bas moment orbital.

En utilisant une structure adéquate, il est même possible d'augmenter plus encore ce temps de vie. En plaçant l'atome entre deux plaques conductrices séparées de moins de  $\lambda/2$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde du photon émis ( $\lambda = 5$  mm pour  $n = 50$ ), les conditions aux limites sur le champ électrique imposées par les plaques interdit l'existence d'un mode électromagnétique dans lequel l'atome pourrait émettre un photon. L'atome ne peut plus se désexciter. En pratique, il devrait être possible d'augmenter le temps de vie des atomes de Rydberg circulaires, au sein d'une telle structure, jusqu'à plusieurs dizaines de secondes [11].

En piégeant les atomes de Rydberg circulaires dans des pinces optiques adaptées [13], des simulations quantiques sur plusieurs milliers ou dizaines de milliers de cycles d'interaction seraient possibles, autorisant alors l'étude de phénomènes ou de dynamiques extrêmement lentes, souvent hors d'atteinte des simulateurs quantiques existants, et bien loin des capacités des supercalculateurs actuels.

### Conclusion

Ces dispositifs de nouvelle génération développés au LKB ne sont que deux exemples parmi de nombreux simulateurs quantiques qui s'appuient sur une variété de supports, bien au-delà du seul cadre des atomes froids. Toutefois, ces deux exemples illustrent la stratégie de nombreux physiciens expérimentateurs qui, pour relever le défi que représente la complexité des phénomènes quantiques collectifs, façonnent des systèmes physiques quantiques en avançant par petits paliers de difficulté.

Les simulateurs quantiques ont déjà démontré leur capacité à résoudre des problèmes réputés difficiles voire insolubles [6, 10]. Ils sont aussi prometteurs au-delà du contexte purement scientifique, si bien que de nombreuses *start-up* s'appuyant sur ces méthodes ont émergé au niveau international. La plupart des pays industrialisés ont ainsi érigé la simulation quantique, aux côtés des autres technologies quantiques, comme un enjeu scientifique et stratégique prioritaire. ■



- 1• P.W. Anderson, "More is different: Broken symmetry and the nature of the hierarchical structure of science", *Science* **177** (1972) 393-396.
- 2• K. van der Beek, « Supraconducteurs : la mécanique quantique à grande échelle », *Reflets de la physique* **27** (2012) 6-11.  
A. Sacuto, « La supraconductivité à haute température dans les oxydes de cuivre : où en est-on ? », *Reflets de la physique* **70** (2021) 4-17.
- 3• R.P. Feynman, "Simulating physics with computers", *Int. J. Theor. Phys.* **21** (1982) 467-488.
- 4• M. Leduc et P. Lemonde, « Atomes froids : réseaux optiques et horloges », *Reflets de la physique* **21** (2010) 46-51.
- 5• W. Zwerger (éditeur), *The BCS-BEC Crossover and the Unitary Fermi Gas* (Lecture Notes in Physics), Springer, New-York (2011).
- 6• M.J.H. Ku *et al.*, "Revealing the Superfluid Lambda Transition in the Universal Thermodynamics of a Unitary Fermi Gas", *Science* **335** (2012) 563-567.
- 7• A. Browaeys, « Des pinces optiques pour piéger des atomes un par un... », *Reflets de la physique* **47-48** (2016).
- 8• D. Barredo *et al.*, "An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays", *Science* **354** (2016) 1021-1023.
- 9• D. Barredo *et al.*, "Synthetic three-dimensional atomic structures assembled atom by atom", *Nature* **561** (2018) 79-82.
- 10• A. Browaeys et T. Lahaye, "Many-body physics with individually controlled Rydberg atoms", *Nat. Phys.* **16** (2020) 132-142.
- 11• T.L. Nguyen *et al.*, "Towards Quantum Simulation with Circular Rydberg Atoms", *Phys. Rev. X* **8** (2018) 011032.
- 12• R.G. Cortiñas *et al.*, "Laser Trapping of Circular Rydberg Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **124** (2020) 123201.
- 13• D. Barredo *et al.*, "Three-Dimensional Trapping of Individual Rydberg Atoms in Ponderomotive Bottle Beam Traps", *Phys. Rev. Lett.* **124** (2020) 023201.