

Localisation d'Anderson d'atomes ultrafroids



Les gaz quantiques ultrafroids permettent aujourd'hui de réaliser des systèmes modèles, à la fois très bien contrôlés expérimentalement, et calculables sur le plan théorique. A l'aide d'un désordre contrôlé, réalisé avec des tavelures optiques, ils ont permis en 2008 l'observation directe de la localisation d'Anderson d'une onde de matière. Le remarquable accord entre les données expérimentales et les prédictions théoriques ouvre des perspectives sans précédent pour réaliser des simulateurs quantiques dans des situations plus délicates à traiter théoriquement.

Dès ses origines, la théorie quantique a connu deux succès majeurs : la physique atomique et la physique de la matière condensée. Ainsi, la première a permis d'expliquer la structure des atomes et la seconde celle des métaux. Des questions restent pourtant ouvertes et de nombreux phénomènes sont encore aujourd'hui mal compris. Par exemple, pourquoi certains matériaux sont-ils des isolants ? Cette question, simple en apparence, s'avère en fait particulièrement ardue et l'étude des transitions métal-isolant a suscité de nombreux travaux, tant théoriques qu'expérimentaux. Du point de vue théorique, on distingue trois types d'isolants fondamentaux : i) les isolants de bandes qui résultent de l'absence de canal de diffusion pour les électrons à certaines énergies, ii) les isolants de Mott dans lesquels les électrons, interagissant fortement entre eux par répulsion coulombienne, empêchent mutuellement leurs mouvements, et iii) les isolants d'Anderson qui résultent de la localisation forte des électrons par interférence destructive de chemins de diffusion multiple sur les imperfections du solide (voir l'article « La localisation forte d'Anderson » dans ce volume). Du point de vue expérimental, malheureusement, l'observation directe de ces différents types d'isolants est pratiquement impossible dans les systèmes usuels de la matière condensée car structure de bandes, interactions et désordre jouent généralement des rôles imbriqués. Par ailleurs, des phénomènes parasites – tels que l'interaction avec les phonons thermiques – viennent souvent perturber forte-

ment ces systèmes. Enfin, les paramètres pertinents sont généralement mal contrôlés, rendant difficiles les tests quantitatifs de la théorie. A cela s'ajoute le fait que les mesures sont limitées à des grandeurs macroscopiques telles que la conductivité, tandis que la détermination de la décroissance exponentielle du profil spatial, emblématique de la localisation d'Anderson, reste inaccessible.

Comment alors faire le lien entre les modèles théoriques et la réalité expérimentale ? De manière remarquable, la rencontre de la physique atomique et de la physique de la matière condensée ouvre aujourd'hui des perspectives sans précédent. Dans les années 1980, des progrès spectaculaires ont été réalisés dans les techniques de refroidissement et de piégeage des atomes, ce qui a ouvert la voie à la réalisation des premiers condensats de Bose-Einstein et de gaz de Fermi dégénérés dans la deuxième moitié des années 1990 (voir les articles « La condensation de Bose-Einstein en phase gazeuse », *Images de la physique* 2000, et « Les gaz de fermions ultrafroids », *Images de la physique* 2005). Ces techniques sont aujourd'hui extrêmement bien maîtrisées et la physique des atomes ultrafroids a atteint au début des années 2000 une nouvelle frontière en établissant un lien avec la matière condensée. On peut ainsi réaliser des systèmes décrits exactement par des modèles suffisamment simples pour être traités par des approches théoriques, souvent proches des modèles introduits en physique de la matière condensée. De plus, ces systèmes sont remarquablement bien contrôlés et

Article proposé par :

Alain Aspect, alain.aspect@institutoptique.fr

Philippe Bouyer, philippe.bouyer@institutoptique.fr

Vincent Josse, vincent.josse@institutoptique.fr

Laurent Sanchez-Palencia, lsp@institutoptique.fr

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS / Univ. Paris-Sud, Palaiseau



mesurables par des techniques originales et complémentaires des outils traditionnels de la physique de la matière condensée, par exemple par la mesure directe des fonctions d'onde. Dans ce contexte, la physique des atomes ultrafroids a déjà obtenu plusieurs succès spectaculaires, avec, par exemple, l'observation d'isolants de Mott (équipes de T. Hänsch, J. Bloch et T. Esslinger) et de la superfluidité fermionique (équipe de W. Ketterle). D'autres travaux se focalisent sur les gaz en basse dimension et ont permis l'observation de gaz de bosons 1D (dits de Tonks-Girardeau) qui ont la propriété remarquable d'être d'autant plus fortement corrélés qu'ils sont plus dilués (équipe de D. Weiss), et de la transition de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless correspondant à une forme de superfluidité bosonique liée non pas à la condensation de Bose-Einstein mais à la prolifération de paires vortex-antivortex dans des gaz de bosons 2D (équipe CNRS de J. Dalibard).

Une nouvelle étape a été franchie en 2008 avec la première observation directe de la localisation d'Anderson d'une onde de matière à l'aide d'atomes ultrafroids à l'Institut d'Optique de Palaiseau ainsi qu'au LENS de Florence. Dans cet article, nous décrivons l'expérience de l'Institut d'Optique. Nous verrons notamment que les atomes ultrafroids, loin de se cantonner à la seule réalisation de systèmes modèles, offrent de nouvelles approches mais aussi des perspectives tout à fait originales.

Une onde de matière dans un désordre optique

À l'Institut d'Optique, nous nous sommes attaqués à la localisation d'Anderson à une dimension, c'est-à-dire dans la situation où elle est la plus forte et la mieux comprise (voir *encadré 1*). Pour ce faire, il nous a fallu relever un certain nombre de défis : i) réaliser un guide atomique unidimensionnel, ii) créer une onde de matière et induire un transport avec une énergie contrôlable, iii) annuler les interactions, et iv) créer un désordre contrôlé. Dans ces conditions, nous avons pu non seulement observer la localisation d'une manière directe, mais aussi démontrer un accord quantitatif avec les prédictions théoriques.

Dans l'expérience, nous utilisons un faisceau laser horizontal suffisamment désaccordé sur le rouge de la transition atomique. La force dipolaire induite par l'interaction du laser avec les atomes contraint ces derniers à rester confinés au voisinage du maximum d'intensité, c'est à dire au centre du faisceau laser. On réalise ainsi un guide atomique unidimensionnel : les atomes sont confinés transversalement, mais sont libres de se déplacer le long de l'axe du faisceau (voir *figure 1*).

L'onde de matière est créée à partir d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de rubidium très dilués. Le condensat est réalisé directement dans le guide optique en ajoutant un piégeage magnétique dans la direction longitudinale (voir *figure 1a*). En éteignant le champ magnétique,

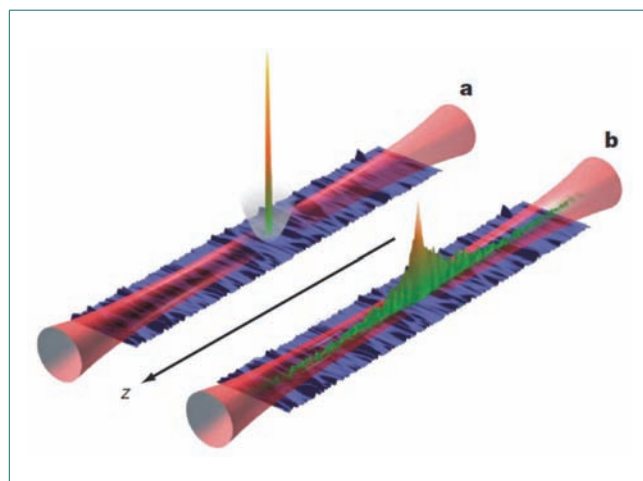


Figure 1 – Principe de l'expérience. a) Un condensat de Bose-Einstein (en vert-orange) est initialement réalisé dans le guide optique (en rouge) auquel on ajoute un champ magnétique (en gris). b) En coupant le champ magnétique, on crée une onde de matière se propageant le long du guide en présence de désordre (en bleu). La densité atomique est directement imagée par fluorescence après un temps d'expansion donné.

on déclenche alors l'expansion du condensat dans le guide (voir *figure 1b*). L'énergie de l'onde de matière ainsi créée est un paramètre crucial pour la localisation d'Anderson (voir l'*encadré 1*). Elle est en fait déterminée par les interactions répulsives initialement présentes dans le gaz piégé car, lors des premiers instants de l'expansion, l'énergie d'interaction est rapidement convertie en énergie cinétique d'expansion. On montre ainsi que l'onde de matière en expansion est formée d'un grand nombre de composantes de nombre d'onde k , dont la distribution $\mathcal{D}(k)$ est une parabole inversée de nombre d'onde maximum k_{\max} . Il est pratique de quantifier k_{\max} par le potentiel chimique μ du condensat qui peut être ajusté en contrôlant la densité initiale ou la force des interactions. Dans l'expérience, $k_{\max} \sim \sqrt{4m\mu/\hbar}$ où m est la masse atomique, correspond à une vitesse maximale de quelques mm/s.

L'expansion dans le guide est alors observée en imageant directement – par fluorescence sur une caméra CCD ultra-sensible – la densité de la fonction d'onde atomique à différents temps de propagation. Comme le montre l'insert de la *figure 2a*, en l'absence de désordre, l'expansion est balistique, c'est-à-dire que la taille du nuage atomique augmente linéairement avec le temps.

Reste à introduire le désordre. Pour agir sur la propagation de l'onde de matière, il suffit d'utiliser à nouveau la force dipolaire qui permet de réaliser une grande variété de situations. Par exemple, en utilisant un nouveau faisceau laser désaccordé cette fois sur le bleu de la transition atomique, on crée une force qui repousse les atomes des zones de lumière. En focalisant une simple nappe de lumière perpendiculairement au guide, on crée ainsi une lame semi- ou totalement réfléchissante suivant l'intensité lumineuse appliquée. Une succession régulière (périodique) de lames lumineuses peut aussi être obtenue en faisant interférer deux faisceaux faisant un angle 2θ



Encadré 1

Localisation d'Anderson à une dimension

Considérons une particule se propageant dans un milieu désordonné, représenté par un potentiel statique mais spatialement aléatoire. Pour simplifier la discussion, supposons que le potentiel est formé d'impuretés toutes identiques mais disposées de manière complètement aléatoire selon une direction (voir *figure E1*). Introduisons alors la particule avec une énergie E et demandons-nous comment elle se propage dans le milieu.

En mécanique quantique, la particule est diffusée par chaque impureté, quelle que soit son énergie, créant une superposition cohérente d'une onde transmise et d'une onde réfléchie. Ainsi, à la première impureté rencontrée, elle se sépare en deux. Chaque onde partielle va ensuite rencontrer une nouvelle impureté qui la sépare à nouveau en deux et ainsi de suite. La densité atomique résulte alors de la somme de toutes ces contributions.

Pour décrire ce processus de multi-diffusion, on pourrait envisager une approche semi-classique consistant à représenter chaque diffusion par une probabilité de transmission et à négliger les phases relatives des différents chemins quantiques possibles. Ceci conduit à une dynamique diffusive, où un nuage de particules indépendantes s'étale de manière sub-ballistique mais indéfiniment, comme dans un mouvement brownien classique.

En fait, on peut se convaincre facilement que la phase relative des différents chemins de diffusion multiple est déterminante. L'un de ces chemins consiste à traverser le désordre sans modification, un autre à subir une première diffusion par une impureté qui renverse sa vitesse puis une deuxième par une autre impureté qui la relance dans la direction initiale (voir *figure E1*).

La phase relative de ces chemins est alors déterminée par la corrélation entre les deux processus élémentaires de diffusion, donc par la fonction de corrélation du désordre.

Plus précisément, un calcul complet montre que la diffusion de la particule peut être totalement supprimée et que le profil de densité présente une décroissance exponentielle, $\ln(n(z)) \sim -2|z|/L_{\text{loc}}$, où L_{loc} est la longueur de localisation. Ce qui est remarquable, c'est que, en 1D (ainsi qu'en 2D, mais pas en 3D), cette localisation – dite d'Anderson – a lieu même pour des énergies très supérieures à l'amplitude des impuretés. Plus précisément, on trouve que $1/L_{\text{loc}}(E) \propto \hat{C}(2k)/k^2$, où $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ est le vecteur d'onde de la particule et \hat{C} est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation du potentiel désordonné. Cette formule illustre bien à la fois le rôle des corrélations et des processus de rétro-diffusion $+k \rightarrow -k$ mentionnés ci-dessus.

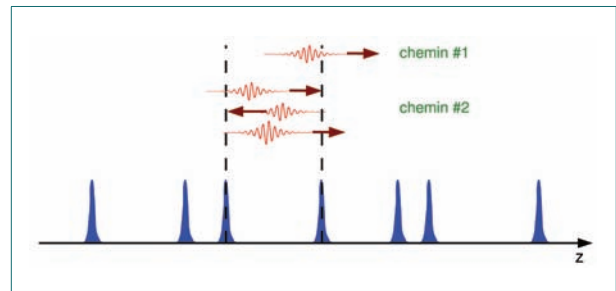


Figure E1 – Processus élémentaires de diffusion dans un potentiel unidimensionnel formé d'impuretés aléatoires.

entre eux, créant un réseau de diffraction de pas $\lambda/2\sin\theta$. On réalise ainsi l'analogie atomique du filtre de Bragg en optique fibrée, qui peut réfléchir les ondes de matière de vecteur d'onde $k = 2\pi\sin\theta/\lambda$. Si maintenant on superpose plusieurs filtres, la situation s'enrichit notablement. Par exemple, en ajoutant au premier réseau un deuxième de pas incommensurable, on crée un réseau aperiodique (ou quasi-périodique). Un tel réseau partage certaines propriétés avec les systèmes complètement désordonnés et peut conduire aussi à des situations de blocage du transport comme cela a été observé à Florence.

Dans notre expérience, nous avons réalisé un vrai désordre optique. Pour cela, nous avons utilisé la diffraction d'un faisceau laser par un diffuseur, ce qui crée un champ de tavelures optiques (speckle en anglais). Celui-ci est constitué de « grains » de lumière de taille et de forme contrôlables mais de répartition spatiale et d'intensité aléatoires (voir *encadré 2*). Dans l'expérience, nous avons utilisé un speckle dans lequel les grains sont très anisotropes, en forme de lames perpendiculaires au guide d'onde (en bleu sur la *figure 1*). En suivant la discussion précédente, on peut voir ce désordre comme résultant de la somme d'une distribution de réseaux indépendants entre eux (c'est-à-dire

de positionnements relatifs indépendants). Le point essentiel est que ce désordre est très bien contrôlé. Par exemple son amplitude est proportionnelle à l'intensité laser, un paramètre facile à contrôler dans les expériences.

Observation de la localisation d'Anderson

Nous avons à présent tous les ingrédients pour observer la localisation d'Anderson. Il nous faut pourtant encore prendre quelques précautions. Tout d'abord, le champ de tavelures contient de « hautes » barrières de potentiel, ce qui oblige à travailler avec des amplitudes de désordre très faibles devant l'énergie typique des particules (c'est-à-dire V_R petit devant μ – voir *encadré 2*) afin que la probabilité que l'onde soit stoppée classiquement par un grand pic unique soit complètement négligeable. C'est seulement à cette condition que l'arrêt de l'expansion peut résulter de l'interférence – quantique ! – destructive entre les multiples chemins de diffusion de l'onde sur les modulations du potentiel désordonné, conformément au scénario de la localisation d'Anderson.



Encadré 2

Les tavelures optiques, un désordre contrôlé

Un « champ de tavelures » (ou « speckle » en anglais) est la distribution spatiale aléatoire d'intensité qui résulte de la diffusion d'un faisceau laser cohérent par une surface rugueuse. Selon le montage, la diffusion peut se faire soit en réflexion soit en transmission, induisant dans les deux cas une modulation spatiale de la phase et de l'amplitude du champ lumineux. Dans l'expérience, nous avons choisi un dispositif en transmission : un faisceau laser est diffracté par un verre dépoli par attaque chimique. Les variations locales de son épaisseur induisent une modulation de phase du faisceau diffracté (voir *figure E2a*). L'image de ce dernier dans le plan focal d'une lentille résulte donc de la superposition de nombreuses composantes de phases aléatoires. La figure de diffraction est alors spatialement aléatoire et formée de grains d'intensité lumineuse variable (voir *figure E2b*).

Des atomes placés dans ce champ lumineux ressentent un potentiel dipolaire proportionnel à l'intensité laser $I(r)$: $V(r) = \frac{\hbar\Gamma^2}{8I_{sat}} \frac{I(r)}{\delta}$ où $1/\Gamma$ est la durée de vie du niveau atomique excité, I_{sat} , l'intensité de saturation de la transition atomique et δ , la différence entre la fréquence laser et celle de la transition atomique. Le potentiel $V(r)$ est donc spatialement aléatoire (c'est-à-dire désordonné).

Ce qui est remarquable, c'est que ce potentiel désordonné est complètement contrôlé, les différents paramètres étant déterminés par les lois de l'optique et l'interaction lumière-matière, tout deux très bien connus. Tout d'abord, la distribution de probabilité de l'intensité en chaque point des grains de lumière est une exponentielle décroissante, $\mathcal{P}(I) = \langle I \rangle^{-1} \exp(-I/\langle I \rangle)$, où $\langle I \rangle$ est l'intensité moyenne dans le plan focal. Comme celle-ci est proportionnelle à l'intensité du laser incident, on contrôle facilement l'amplitude du

potentiel désordonné, $V_R \propto \sqrt{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle} = \langle I \rangle$. Ensuite, la nature de V dépend d'un autre paramètre ajustable, le désaccord δ . Pour $\delta > 0$ (décalage vers le bleu de la transition atomique), les maxima d'intensité correspondent à des maxima du potentiel optique, de sorte que les grains forment des barrières de potentiel (voir *figure E2b*). Au contraire, pour $\delta < 0$ (décalage vers le rouge), les grains forment des puits. Enfin, la taille mais aussi la forme des grains de tavelure, définies par la fonction de corrélation $C(r) = \langle V(0)V(r) \rangle - \langle V \rangle^2$, dépendent de la géométrie de la zone éclairée sur le diffuseur. On peut donc réaliser à façon les grains désirés.

Dans l'expérience, nous utilisons un laser argon, de longueur d'onde $\lambda = 514$ nm et une ouverture numérique $NA = 0,3$ suivant l'axe z (voir *figure E2a*). La taille des grains de tavelure est alors $\Delta z = \lambda/(2 NA) = 0,82 \mu\text{m}$. Afin d'obtenir des grains de lumière fortement anisotropes, on peut éclairer le diffuseur avec une ouverture numérique variable suivant la direction. En utilisant une ouverture numérique plus petite transversalement à z , nous obtenons des grains plus gros selon la direction x ($97 \mu\text{m}$) que selon la direction y ($10 \mu\text{m}$).

La transformée de Fourier de la fonction de corrélation du potentiel désordonné joue un rôle fondamental dans la localisation d'Anderson (voir *encadré 1*). Dans le cas d'un verre dépoli d'ouverture carrée et éclairé uniformément, on trouve que $\hat{C}(2k)$ est une fonction triangle (voir *figure E2c*). On trouve donc que $\hat{C}(2k)$ s'annule pour $k > k_c = \pi/\Delta z$ ($k_c = 3,85 \mu\text{m}^{-1}$ dans l'expérience) qui correspond au maximum des différence des vecteurs d'onde laser issus du diffuseur (voir *figure E2a*). L'existence d'un seuil k_c est donc une propriété générale des champs de tavelure due à l'ouverture numérique finie du dispositif optique.

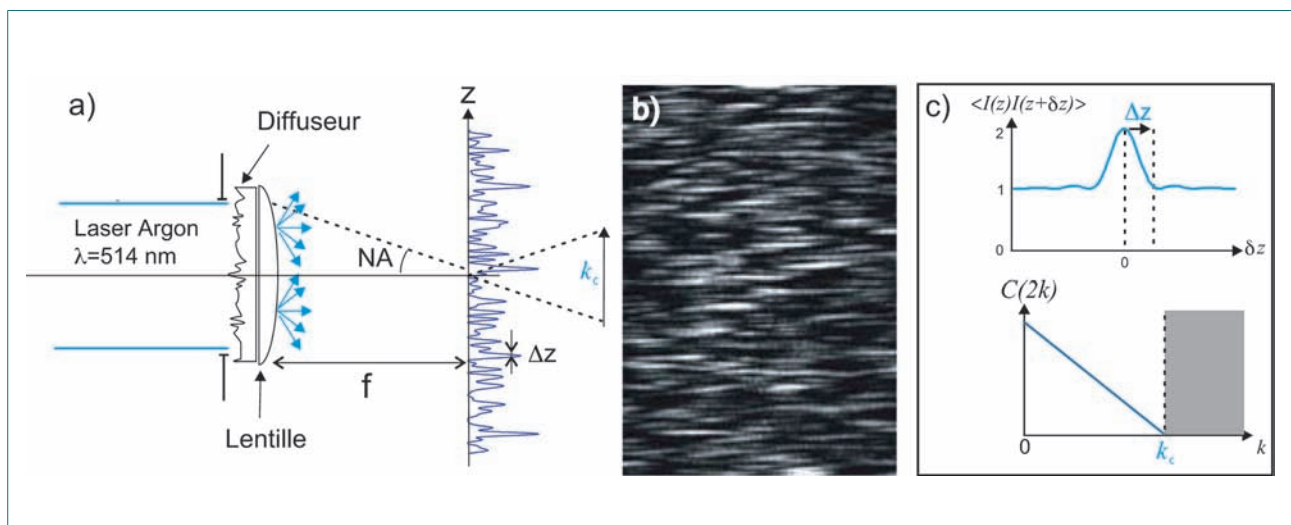


Figure E2 – (a) Dispositif optique permettant de réaliser un champ de tavelures. Un faisceau laser est focalisé par une lentille sur les atomes ultrafroids après avoir été diffusé par un verre dépoli. Il en résulte une distribution aléatoire d'intensité, et donc un potentiel désordonné pour les atomes, représenté ici selon la direction z . (b) Champ de tavelures obtenu dans le plan focal de la lentille pour une ouverture numérique anisotrope. Il présente une distribution aléatoire de grains de lumière fortement anisotropes. (c) Fonction de corrélation du potentiel de tavelures et sa transformée de Fourier. Cette dernière a un support fini, déterminé par l'ouverture optique du dispositif ($\hat{C}(2k) = 0$ pour $k > k_c$).

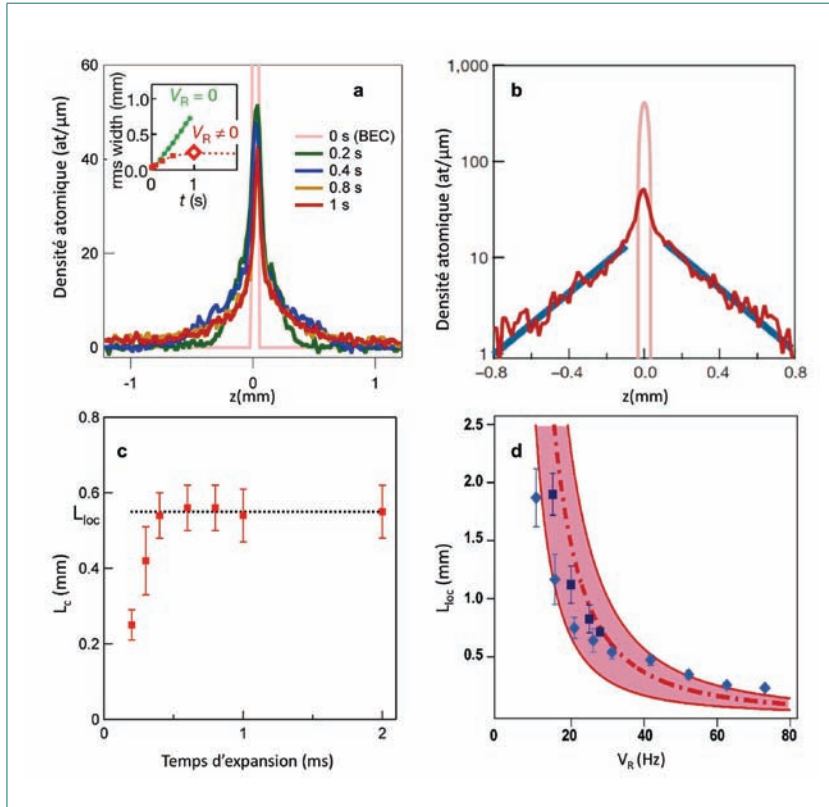


Figure 2 – Observation de la localisation d'Anderson dans le régime $k_{\max} < k_c$. a) Profil de densité des fonctions d'onde pour différents temps d'expansion en présence de faible désordre ($V_R/\mu = 0,12$). Insert : évolution de la taille rms des profils en présence ou non de désordre. b) Profil de densité en échelle semi-logarithmique après arrêt de l'expansion ($t = 1$ s). La ligne bleue correspond à l'ajustement d'une fonction exponentielle $e^{-2|z|/L_c}$ aux ailes. c) Evolution de la pente des profils L_c en fonction du temps : la valeur stationnaire correspond à la longueur de localisation L_{loc} . d) Longueur de localisation en fonction de l'amplitude du désordre V_R . La courbe pointillée correspond aux prédictions théoriques et les courbes en trait plein représentent les incertitudes liées à la détermination des paramètres expérimentaux.

Ensuite, le désordre créé par tavelures optiques est sensiblement plus complexe que celui décrit dans l'*encadré 1* où les impuretés sont étroites et positionnées de façon aléatoire. Notre désordre possède de fortes corrélations spatiales, ce qui se traduit notamment par le fait que sa distribution de fréquences spatiales, $\hat{C}(2k)$, possède la propriété très particulière d'avoir un support fini de valeur maximale k_c (voir *encadré 2*). Or, en 1D, la longueur de localisation se comporte comme $L_{loc}(k) \propto k^2 / \hat{C}(2k)$ (voir l'*encadré 1*). Doit-on en conclure que la longueur de localisation diverge pour $k > k_c$? Pas tout à fait comme nous l'avons montré dans un travail théorique récent. En fait, il faut tenir compte de corrélations aux ordres supérieurs, ce qui montre que la longueur de localisation ne diverge pas mais subit un saut très abrupt qui peut atteindre plusieurs ordres de grandeur en $k \simeq k_c$. En pratique, alors que la longueur de localisation peut être raisonnablement petite (et donc mesurable) pour $k < k_c$, elle devient gigantesque (quelques mm, donc inobservable à l'échelle de l'expérience) pour $k > k_c$. On parle alors de *seuil effectif de mobilité 1D*, car – en pratique – il se comporte comme un vrai *seuil de mobilité 3D* (voir l'article « La localisation forte d'Anderson » dans ce volume).

Enfin, comme nous l'avons signalé ci-dessus, l'onde de matière en expansion que nous créons dans le guide n'est pas formée d'une seule mais d'un grand nombre de composantes k . Ainsi, chaque composante va se localiser avec sa propre longueur de localisation et le profil de l'onde de matière résultera de leur superposition. Rappelons que la distribution de k dans l'onde de matière est caractérisée par un nombre d'onde maximal k_{\max} . Nous pouvons donc nous attendre à observer des régimes distincts suivant les valeurs relatives de k_c et k_{\max} .

Que dit l'expérience ? Pour répondre à cette question, nous avons répété l'expérience de l'expansion du condensat, mais cette fois en présence du désordre. La valeur de k_c est déterminée par le dispositif optique (voir *encadré 2*). Afin de contrôler la valeur de k_{\max} , nous pouvons jouer sur le nombre d'atomes dans le condensat : plus il est grand, plus l'énergie d'interaction dans le condensat initial est grande, donc plus k_{\max} est grand.

Pour un petit nombre d'atomes ($1,7 \times 10^4$), nous avons $k_{\max} < k_c$. Nous observons alors l'arrêt total de l'expansion après environ une seconde (voir l'insert de la *figure 2a*), ce qui constitue une première indication de la localisation. Néanmoins, pour démontrer sans ambiguïté la localisation d'Anderson, il nous faut rechercher un profil exponentiel stationnaire. La *figure 2b* montre le profil obtenu après arrêt de

l'expansion, qui correspond à ce qui est attendu. De plus, nous avons vérifié que la pente – qui donne la longueur de localisation L_{loc} – reste bien inchangée au cours du temps (*figure 2c*) ; c'est la preuve directe de la localisation d'Anderson. Ce résultat s'interprète facilement. Toutes les composantes k du nuage en expansion sont efficacement diffusées par le désordre et acquièrent au cours du temps une enveloppe exponentielle dont la longueur caractéristique dépend de k . La fonction d'onde totale résulte de leur superposition et on montre facilement qu'elle est elle-même exponentiellement décroissante.

Insistons sur le fait que nos résultats ne peuvent s'expliquer par un modèle classique. On pourrait imaginer un blocage par de grands pics du désordre. Nous avons néanmoins écarté cette possibilité en travaillant avec de très faibles amplitudes de désordre. Ceci est confirmé par le fait que le profil de densité (même en l'absence de moyennage sur diverses réalisations de désordre) ne montre aucune chute abrupte à des positions particulières comme on l'attendrait pour un blocage classique. On pourrait aussi envisager un modèle semi-classique, mais celui-ci conduit à une diffusion (voir *encadré 1*), incompatible avec l'arrêt de l'expansion. Ce

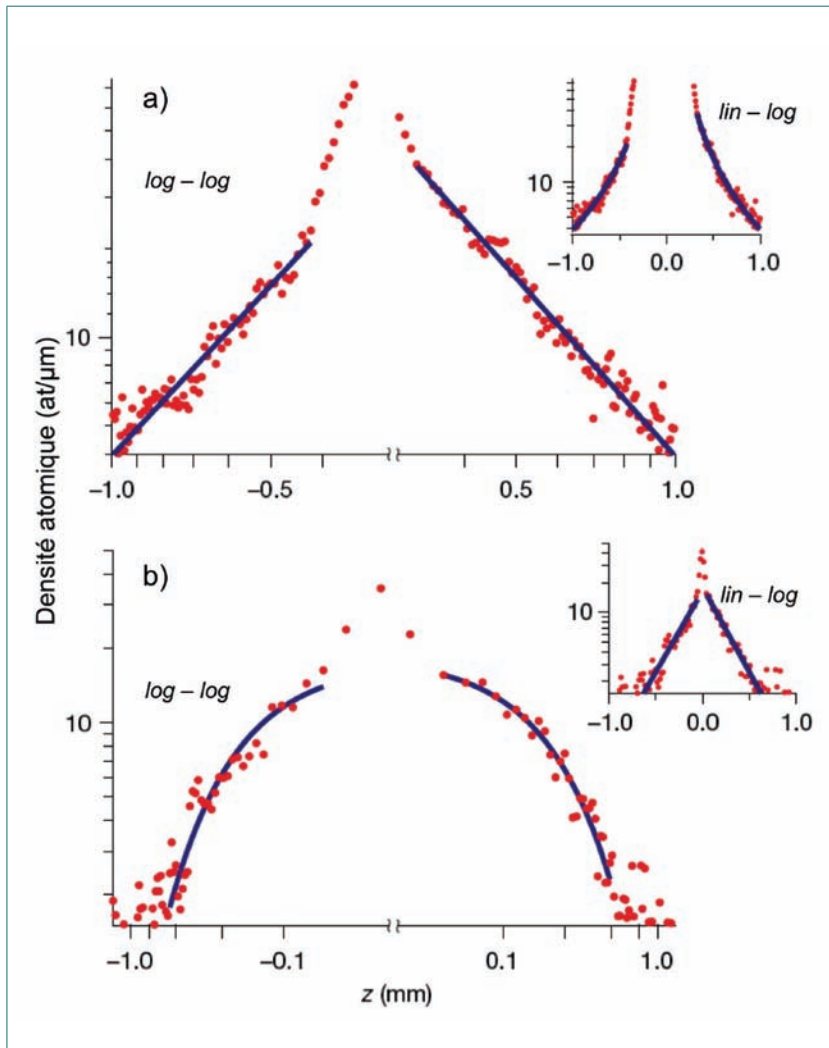


Figure 3 – Profils de densité d’une fonction d’onde localisée en échelle logarithmique (figures principales) et en échelle semi-logarithmique (inserts). a) Régime où $k_{\max} > k_c$. Le profil – linéaire dans les ailes en échelle log-log – est en loi de puissance. Un ajustement de la pente donne une loi en $1/|z|^\beta$ où $\beta \simeq 1,97$, en très bon accord avec la prédiction théorique ($\beta=2$). L’insert confirme que ce profil n’est pas exponentiel (les ailes ne sont pas linéaires en échelle semi-logarithmique). b) Régime où $k_{\max} < k_c$, pour comparaison. Dans ce cas, le profil n’est pas en loi de puissance (les ailes ne sont pas linéaires en échelle log-log), mais est exponentiel (les ailes sont linéaires en échelle semi-logarithmique). Les conditions expérimentales correspondent ici à celles de la [figure 2](#).

sont donc bien des interférences quantiques destructives qui conduisent à la localisation observée !

A partir des profils obtenus, nous sommes capables de mesurer directement la longueur de localisation (c’est la pente des ailes sur la [figure 2b](#)). En mesurant ces valeurs pour différentes amplitudes du désordre V_R , nous obtenons un très bon accord avec des calculs théoriques *ab-initio*, sans aucun paramètre ajustable comme le montre la [figure 2d](#).

Insistons une dernière fois sur le fait que, étant données les faibles amplitudes de désordre, il est impossible d’expliquer un tel comportement pour des particules classiques.

Avec un plus grand nombre d’atomes ($1,7 \times 10^5$), nous atteignons le régime où $k_{\max} > k_c$. La situation est alors tout à fait différente : nous observons une localisation de

l’onde de matière non plus exponentielle mais algébrique, en $1/|z|^2$ (voir [figure 3](#)). C’est une conséquence directe du seuil de mobilité effectif dans les potentiels de tavelure. En effet, une partie des composantes k (pour $k_c < k < k_{\max}$) créées lors de l’expansion localisent sur des distances beaucoup plus grandes que les autres composantes k . En fait, à l’échelle du système (quelques mm), elles s’échappent le long du guide et disparaissent. Lorsqu’on somme alors toutes les composantes restantes (localisées, quant à elles, exponentiellement sur des longueurs accessibles), on obtient une loi en $1/|z|^2$, en très bon accord avec les résultats des expériences.

Conclusion et perspectives

Ces expériences ont permis de mettre en évidence la localisation d’Anderson d’une onde de matière dans un potentiel désordonné à une dimension. Une conséquence tout à fait remarquable de l’excellent contrôle expérimental des propriétés statistiques des champs de tavelures est la possibilité de comparer directement expériences et théorie. Notamment, le très bon accord qui a été obtenu entre les données expérimentales et des calculs *ab initio* dans le cas considéré valide ces systèmes pour réaliser des simulateurs quantiques fiables dans les cas où des résultats théoriques exacts ne sont pas disponibles.

Ainsi, les perspectives ouvertes par ces travaux sont absolument fascinantes. Bien que les obstacles techniques soient pour l’heure encore nombreux d’un point de vue expérimental, on peut imaginer d’étendre ces expériences à des situations en dimension supérieure. Alors qu’en une et deux dimensions spatiales, les états quantiques sont localisés à toutes les énergies, une transition de phase est attendue en trois dimensions, de sorte que les états de plus basse énergie sont localisés mais ceux de plus haute énergie sont étendus (*seuil de mobilité*). Les expériences d’atomes ultrafroids désordonnés pourraient permettre de mesurer directement les exposants critiques associés à cette transition, qui sont difficiles à calculer théoriquement.

Par ailleurs, les expériences ont été réalisées jusqu’à présent avec des bosons, mais on pourrait aussi utiliser des fermions dans des dispositifs très semblables, ouvrant la voie à une phénoménologie plus directement transposable à la physique des électrons dans les solides.

Enfin, un objectif très important dans ce domaine est l’introduction d’interactions dont la force et même le



signe sont contrôlables à l'aide de champs magnétiques, via les résonances de Feshbach. L'effet des interactions sur la localisation d'Anderson n'est aujourd'hui que très partiellement connu et pose de nombreuses questions encore très débattues. Ainsi, les interactions peuvent avoir des effets subtils, très différents dans des situations différentes, mais aussi antagonistes pour des bosons et des fermions. Ici encore, les expériences pourraient ouvrir la

voie à une meilleure compréhension de cette phénoménologie. On le voit, la physique des gaz quantiques ultrafroids dans des milieux désordonnés contrôlables a de beaux jours devant elle.

Ont également participé à ce travail : Juliette Billy, Zhanchun Zuo, Alain Bernard, Ben Hambrecht, Pierre Lugan et David Clément.

POUR EN SAVOIR PLUS

Anderson P.W., *Physical Review*, **109**, 1492 (1958).

Lee P.A. et Ramakrishnan T.V., *Review of Modern Physics*, **57**, 287 (1985).

Clément D. *et al.*, « Experimental study of the transport of coherent interacting matter-waves in a 1D random potential induced by laser speckle », *New Journal of Physics*, **8**, 165 (2006).

Sanchez-Palencia L. *et al.*, « Anderson localization of expanding Bose-Einstein condensates in random potentials », *Physical Review Letters*, **98**, 210401 (2007).

Billy J. *et al.*, « Direct observation of Anderson localization of matter-waves in a controlled disorder », *Nature*, **453**, 891 (2008).

Roati G. *et al.*, « Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate », *Nature*, **453**, 895 (2008).

Lugan P. *et al.*, « One-dimensional Anderson localization in certain correlated random potentials », *Physical Review A*, **80**, 023605 (2009).

