

Activités de recherche, 2006—2014

David Papoular

19 janvier 2015

Ce document présente brièvement mes activités de recherche de 2006 à décembre 2014. Cette activité s'est articulée autour de quatre axes :

- I. **Dynamique, thermodynamique et transport des fluides quantiques** : effet thermomécanique, thermalisation rapide, raccourcis à l'adiabaticité.
- II. **Physique à N corps** : bosons composites dans des mélanges fermioniques, bosons dipolaires dans des réseaux optiques quasi-1D.
- III. **Physique atomique et moléculaire** : Manipulation des interactions entre atomes.
- IV. **Optique quantique** : Effet tunnel optique et interférence de Hong-Ou-Mandel.

Elle a donné lieu à la rédaction de sept articles publiés (dont trois lettres [1–3] et deux Rapid Communications [4,5]) et trois prépublications [6–8].

I. Dynamique, thermodynamique et transport

1. Raccourci à l'adiabaticité pour un gaz de Bose bidimensionnel et anisotrope

Collaborateurs : G. Lamporesi, L. P. Pitaevskii, S. Stringari (BEC Center, Trento)
Une prépublication [8] soumise à Phys. Rev. Lett. (déc. 2014).

Plusieurs applications récentes de la physique des atomes froids nécessitent un contrôle très fin de l'état à N particules caractérisant le système quantique. Pour préparer l'état souhaité, on pourrait envisager de transformer adiabaticquement un état initial qui présente les propriétés requises. Cependant, les transformations adiabatiques sont lentes et leur utilité pratique est limitée par le bruit et les phénomènes de décohérence. Les raccourcis à l'adiabaticité (*Shortcuts To Adiabaticity*) [9] sont une famille récemment introduite de protocoles permettant d'obtenir le même état final qu'une transformation adiabatique en un temps beaucoup plus court, ce qui limite l'effet de la décohérence au cours de la transformation.

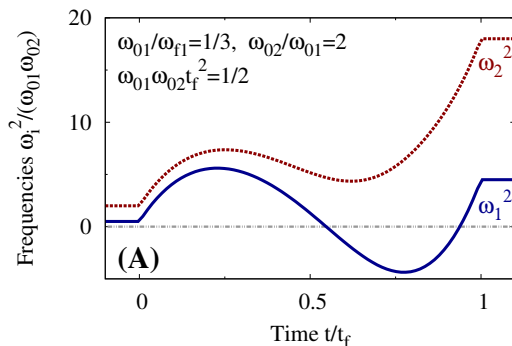


Figure 1 – Carré des fréquences de piégeage $\omega_1^2(t)$ et $\omega_2^2(t)$ qui définissent un piège 2D dépendant du temps et permettent de réaliser un raccourci à l'adiabaticité pour un gaz de Bose 2D anisotrope.

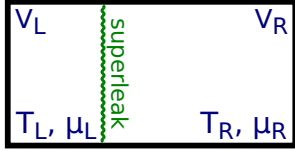


Figure 2 – Schéma de l’expérience proposée pour l’observation du nouvel effet thermomécanique dans l’hélium 4 et les gaz ultrafroids. Un superfluide uniforme est confiné dans une boîte de volume fixé, séparé en deux compartiments par une superfuite. En chauffant le compartiment de droite, ou en déplaçant adiabaticquement la superfuite vers la droite, on provoque l’augmentation de la dégénérescence quantique dans le compartiment de gauche. (Figure extraite de la référence [2].)

Les raccourcis à l’adiabaticité sont mis en œuvre à l’aide d’un piège harmonique dépendant du temps. Ils ont été démontrés expérimentalement avec des gaz de Bose, aussi bien dans le cas d’une température supérieure à la température critique de condensation T_c [10] qu’en présence d’un condensat ($T < T_c$) [10]. Jusqu’à présent, toutes les études théoriques concernant ces protocoles supposaient que le piège était initialement isotrope et le restait à chaque instant. Dans la Réf. [8], je propose le premier raccourci à l’adiabaticité applicable à un gaz anisotrope. Ce protocole s’applique à des gaz de Bose bidimensionnels en faible interaction dans un potentiel harmonique de fréquences $\omega_1(t), \omega_2(t)$. Il permet de transformer rapidement le gaz d’un état stationnaire initial dans un piège dont l’anisotropie est arbitraire à un état stationnaire final dans un piège présentant la même anisotropie, c’est à dire $\omega_{f2}/\omega_{f1} = \omega_{02}/\omega_{01}$. La dynamique correspondante est très différente de celle de l’expansion libre d’un nuage en l’absence de piège, cette dernière conduisant à une inversion de l’ellipticité du nuage [11, chap. 12].

La figure 1 représente une trajectoire $\{\omega_1^2(t), \omega_2^2(t)\}$ qui réalise un raccourci à l’adiabaticité pour la compression du gaz. Cette figure illustre également un point commun qu’a ce protocole avec le cas du gaz thermique isotrope présenté dans la Réf. [12] : les carrés des fréquences de piégeage $\omega_i^2(t)$ peuvent devenir transitoirement négatifs, ce qui correspond à des potentiels expulsifs.

La construction d’un raccourci à l’adiabaticité repose sur l’existence d’une solution par loi d’échelle à la dynamique à N corps du système en présence de pièges dépendant du temps. Pour les gaz de Bose isotropes en interaction faible, de telles solutions existent dans la limite du gaz parfait [13] et dans le régime hydrodynamique [11, chap. 12], indépendamment de la dimensionnalité du système. Le cas bi-dimensionnel isotrope présente une symétrie cachée [14] qui permet la solution exacte de l’équation de Gross–Pitaevskii décrivant la dynamique du système à température nulle. Dans la Réf. [8], je montre que cette même équation est aussi exactement résoluble dans certains cas 2D anisotropes. Plus précisément, j’en donne une solution exacte par loi d’échelle dans le cas où le piège est choisi de façon à ce que le rapport des rayons quadratiques moyens $\Delta y^2/\Delta x^2$ du nuage reste constant au cours du temps¹. Cette solution exacte s’applique pour toute la gamme des forces d’interaction depuis la limite du gaz parfait jusqu’au régime hydrodynamique. A ma connaissance, il s’agit là de la première solution exacte de l’équation de Gross–Pitaevskii dépendant du temps appliquée à des systèmes anisotropes.

2. Thermodynamique et transport des gaz ultrafroids

Collaborateurs : G. Ferrari, L. P. Pitaevskii, S. Stringari (BEC Center, Trento)

Deux publications [2, 3].

Effet thermomécanique dans l’hélium 4 et les gaz ultrafroids bosoniques

L’effet thermomécanique est une manifestation importante de la superfluidité. Il a été observé pour la première fois sous la forme de l’effet fontaine [15] : lorsque l’on plonge l’extrémité d’un tube étroit dans un bain d’hélium 4 superfluide, et que l’on chauffe cette extrémité, la pression dans le tube augmente et le niveau d’hélium s’y élève. L’effet thermomécanique a récemment fait l’objet de recherches dans le contexte des gaz atomiques ultrafroids [16, 17] car il pourrait fournir une signature de la superfluidité dans ces systèmes. Nous avons identifié un nouvel effet thermomécanique [2] qui provoque des flux superfluides dont le sens est inversé par rapport à celui de l’effet fontaine. Cet effet concerne aussi bien l’hélium 4 superfluide que les gaz ultrafroids bosoniques.

1. Le rapport des carrés des fréquences $\omega_2^2(t)/\omega_1^2(t)$, lui, dépend du temps, comme le montre la Fig. 1.

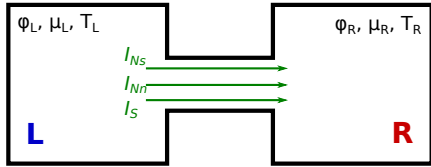


Figure 3 – Une géométrie simple pour l’étude des phénomènes de transport dans les gaz de Bose : deux réservoirs séparés par un canal étroit.

Nous considérons un superfluide uniforme (hélium 4 ou gaz ultrafroid bosonique) confiné dans une boîte de volume total fixé (figure 2). Cette boîte est divisée en deux compartiments par une superfuite : il s’agit d’une membrane perméable au superfluide mais imperméable à la fraction normale du fluide. Si l’on chauffe l’un des deux compartiments, une partie du superfluide va traverser la superfuite. Nous avons montré que, pour des conditions thermodynamiques bien choisies, le flux d’atomes se produit du compartiment chaud vers le compartiment froid, contrairement à ce que l’on attendrait dans le cadre de l’effet fontaine habituel. Ce flux provoque l’augmentation de la dégénérescence quantique dans le compartiment froid.

Dans l’hélium superfluide, ce nouvel effet thermomécanique se produit dans le régime phononique de très basse température, et nos prédictions quant aux variations de densité qu’il entraîne ouvrent des perspectives optimistes en vue d’une observation expérimentale. L’effet est encore plus prononcé dans les gaz bosoniques ultrafroids, dans lesquels il se produit pour toutes les températures inférieures à la température de condensation T_c . Son observation expérimentale avec des atomes froids reposera sur l’obtention de gaz ultrafroids homogènes, qui ont récemment été réalisés au laboratoire [18, 19].

Plutôt que de chauffer l’un des compartiments de la figure 2, on peut également déplacer adiabaticquement la superfuite. Ceci provoque l’augmentation de la dégénérescence quantique du compartiment dont le volume augmente. Sous cette forme, le processus est réversible et constitue une nouvelle méthode de refroidissement adiabatique pour les gaz ultrafroids.

Thermalisation rapide et oscillations de Helmholtz d’un gaz bosonique

Les superfuites sont des éléments familiers dans les expériences faisant intervenir l’hélium 4 [20]. Cependant, leur implémentation dans le cadre des expériences sur les gaz ultrafroids reste pour l’instant une question ouverte. La conception d’une superfuite requiert la compréhension des phénomènes de transport dans les gaz ultrafroids. J’ai étudié [3] ces phénomènes de transport dans le cas d’un gaz bosonique piégé dans la géométrie représentée sur la Fig. 3 : deux réservoirs reliés par un canal étroit appelé “constriction”. Cette géométrie rappelle les dispositifs étudiés dans le contexte de la physique mésoscopique [21]. Elle fait actuellement l’objet d’une étude expérimentale active dans le cas des gaz ultrafroids fermioniques qui a conduit à l’observation récente de la résistance de contact [22] et celle d’effets thermoélectriques [23]. Le cas bosonique diffère de celui des fermions pour deux raisons : d’une part, la compressibilité d’un gaz de Bose est très grande pour des températures de l’ordre ou inférieures à T_c , et d’autre part, les phénomènes associés à la superfluidité y sont plus facilement accessibles que dans les gaz de Fermi.

Le dispositif présente trois énergies caractéristiques : (i) une énergie qui caractérise la constriction, et qui s’écrit $\hbar\omega_\perp$ dans le cas d’un confinement radial harmonique ; (ii) le potentiel chimique μ du gaz de Bose ; (iii) la température T , que nous supposons inférieure au seuil de condensation T_c , ce qui conduit à la présence d’une fraction superfluide. Si ces trois échelles d’énergie satisfont $\hbar\omega_\perp \ll \mu \ll k_B T$, le transport d’un réservoir à l’autre de la partie superfluide est hydrodynamique, tandis que celui de la partie normale est balistique. J’ai introduit dans la Réf. [3] un modèle nouveau pour décrire le transport du gaz de Bose dans ce régime. Ce modèle repose sur l’utilisation d’une matrice de transport de dimensions 3×3 qui lie le courant de la partie superfluide I_{Ns} , le courant de la partie normale I_{Nn} , et le courant d’entropie I_S aux différences de phase $\delta\phi$, de potentiel chimique $\delta\mu$, et de température δT entre les deux réservoirs. Les coefficients de cette matrice qui décrivent le transport de la partie superfluide découlent de la théorie hydrodynamique ; j’ai calculé les coefficients qui décrivent le transport balistique de la partie normale à l’aide du formalisme de Landauer–Büttiker [24, chap. 2]. A ma connaissance, il s’agit là de la première application de ce formalisme à des bosons massifs².

En combinant ce modèle à deux régimes de transport (hydrodynamique et balistique) avec l’équation d’état du gaz ultrafroid, j’ai obtenu un système dynamique qui décrit l’évolution temporelle couplée des différences de température δT , de nombre de particules δN , et de phase $\delta\phi$ entre les deux réservoirs. Les

2. Ce formalisme avait déjà été appliqué à des bosons sans masse comme les phonons [25].



Figure 4 – A gauche : L’introduction d’un déséquilibre initial entre les nombres d’atomes des deux compartiments conduit à des oscillations plasma isothermes de la fraction superfluide. A droite : L’introduction d’une différence initiale entre les températures donne lieu au phénomène de thermalisation rapide. (Figures extraites de la Réf. [3].)

phénomènes de transports décrits par ce système dépendent des conditions initiales considérées. Ainsi, j’ai montré que l’introduction d’un désaccord initial δN_0 entre les nombres d’atomes des deux compartiments donne lieu à des oscillations “plasma” de la fraction superfluide entre les deux réservoirs, et que ces oscillations se produisent de façon isotherme (graphe de gauche de la Fig. 4). Le modèle introduit dans la Réf. [3] permet en outre de décrire leur amortissement dû à la présence de la partie normale. Ces oscillations du superfluide sont analogues aux oscillations Josephson. Elles ont déjà été observées dans l’hélium [26] et sont attendues dans le cas du gaz de Bose [27]. Le système de la Fig. 3 conduit à des perspectives très optimistes pour leur future observation.

L’introduction d’une différence initiale de températures δT_0 entre les deux réservoirs donne lieu à un phénomène nouveau et inattendu. Le graphe de droite de la Fig. 4, calculé pour $\delta T_0/T = 0.1$, montre qu’aux temps courts, le système répond par un transfert très efficace de la partie normale (cette géométrie ne réalise donc pas une superfluide), accompagné par la thermalisation rapide des deux compartiments. Aux temps plus longs, le système subit des oscillations plasma isothermes analogues à celles du cas précédent. Ce nouveau phénomène de thermalisation rapide, qui affecte également le système aux températures $T > T_c$, est spécifique aux gaz de Bose et découle de leur forte compressibilité.

II. Physique à N corps

3. Bosons composites dans des mélanges fermioniques

Collaborateurs : G. Shlyapnikov, D. Petrov (LPTMS, Orsay),

C. Salomon (LKB, ENS Paris), G. Astrakharchik (UPC, Barcelone).

Une publication [1] et une prépublication [6].

Des gaz de Fermi dégénérés contenant deux espèces atomiques différentes ont récemment été obtenus expérimentalement [28, 29]. A l’aide d’une résonance de Feshbach, on peut y régler la force des interactions entre les deux espèces. Lorsque la longueur de diffusion correspondante est positive, des dimères bosoniques

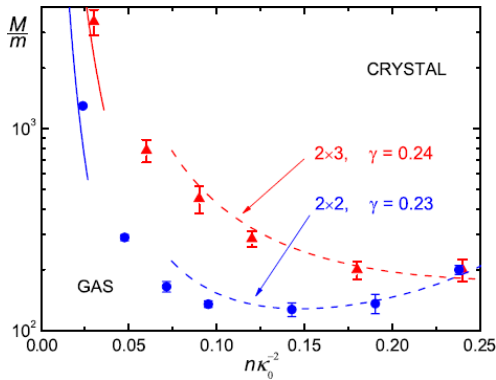


Figure 5 – Diagramme des phases gaz–cristal pour un système 2D de bosons composites. Les courbes rouges et bleues correspondent respectivement aux cas où les atomes légers ont un mouvement 3D ou 2D. (Figure tirée de la référence [1].)

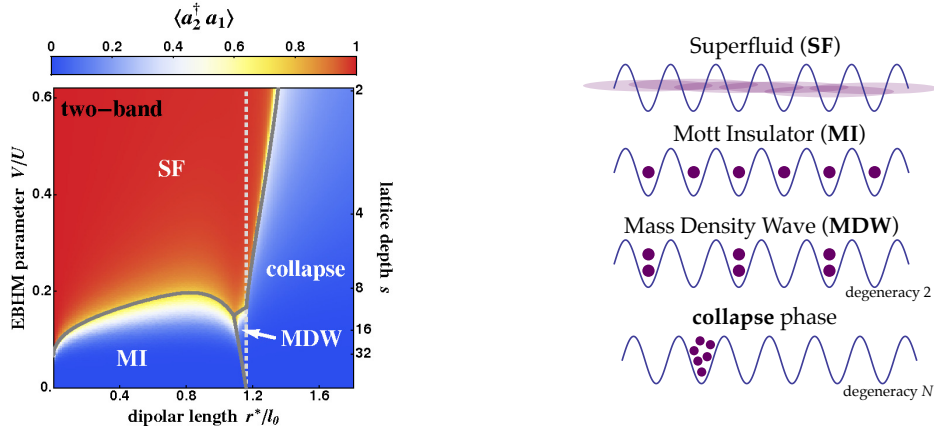


Figure 6 – **A gauche** : diagramme des phases à température nulle obtenu par diagonalisation exacte d’un système de 6 particules dans un réseau optique à 6 puits. **A droite** : illustration schématique des quatre phases accessibles au système (superfluide, isolant de Mott, onde de densité de masse, effondrement dans un seul site). (Figures extraites de la référence [31].)

se forment. Ces dimères sont très stables vis-à-vis de la relaxation collisionnelle, et des condensats de Bose–Einstein en ont été obtenus [30]. Si la différence entre les masses des espèces atomiques présentes est grande, ces bosons composites interagissent de façon répulsive [1].

Nous supposons que le mouvement des atomes lourds est bidimensionnel. L’état d’équilibre du système est dicté par la compétition entre (i) l’interaction répulsive entre bosons composites et (ii) leur vibration de point zéro. L’importance relative de ces deux effets peut être réglée en faisant varier la densité spatiale des molécules et le rapport M/m des masses des deux espèces atomiques. Le système peut présenter deux phases différentes : une phase cristalline lorsque l’amplitude des vibrations de point zéro est suffisamment faible, et une phase gazeuse lorsque l’énergie cinétique est dominante. Nous avons calculé le diagramme des phases de ce système (figure 5). Le rapport des masses (supérieur à 100) nécessaire pour l’observation de la phase cristalline peut être obtenu en confinant les atomes lourds dans un réseau optique à faible facteur de remplissage afin de leur conférer une grande masse effective.

4. Bosons dipolaires dans des réseaux optiques quasi-1D

Collaborateurs : N. Bartolo, C. Menotti, A. Recati (BEC Center, Trento)

Une publication [31] et une prépublication [7] soumise à l’European Physics Journal.

Encadrement du travail journalier d’un étudiant en thèse (N. Bartolo).

Les développements expérimentaux récents concernant les gaz ultrafroids dipolaires [32,33] ont ouvert la voie à l’étude de systèmes atomiques ultrafroids présentant une interaction dipôle–dipôle. Des condensats de Bose–Einstein ont été réalisés avec des atomes portant un moment magnétique (comme le chrome [34], l’erbium [35], et le dysprosium [36], dont les moments magnétiques sont $\lesssim 10 \mu_B$). Les molécules NaK [37] et RbK [38] portent des moments dipolaires électriques de l’ordre du Debye, et ces systèmes mettent donc en jeu des interactions dipolaires beaucoup plus fortes. Ces molécules ont été refroidies quasiment jusqu’au régime de dégénérescence quantique, mais les condensats correspondants n’ont pas encore été réalisés.

Nous avons analysé le rôle de l’interaction dipolaire dans des systèmes bosoniques quasi-unidimensionnels. La longue portée de l’interaction dipôle–dipôle rend ces systèmes très prometteurs en vue de la simulation quantique d’Hamiltoniens sur réseau plus complexes que le modèle de Bose–Hubbard usuel [33]. A notre connaissance, ces modèles plus complexes, issus de la matière condensée, ont jusqu’à présent été appliqués aux atomes ultrafroids de façon assez abstraite. Cependant, l’utilisation d’un tel modèle pour décrire une expérience spécifique nécessite de bien comprendre la correspondance entre les modèles sur réseau et les systèmes expérimentaux.

Notre travail constitue un premier pas dans cette direction. Nous avons étudié l’importance de la

Résonance Induite par interaction Dipolaire (RID) [39], qui est une résonance de diffusion à basse énergie se produisant lorsqu'on fait varier la force du dipôle porté par les bosons. Nous avons montré que cette résonance affecte à la fois la physique à deux corps et la physique à N corps du système. Du point de vue de la physique à deux corps, cette résonance a un effet sur les états quantiques diatomiques dans un piège. Pour appliquer ce résultat à la description d'un système de N bosons dipolaires dans un réseau optique profond, nous avons développé un nouveau modèle de Bose–Hubbard étendu et à deux bandes. Il s'agit là du modèle le plus simple qui reproduit correctement la RID. Nous avons réalisé une diagonalisation exacte numérique de ce modèle, appliqué à un système de petite taille pour calculer le diagramme des phases à température nulle. Le diagramme des phases obtenu en tenant compte de la RID est très différent de celui prédit jusqu'à présent sans tenir compte de cette résonance [40]. En particulier, la RID modifie fortement la gamme de paramètres expérimentaux pour laquelle la phase du système est une onde de densité de masse. Nos résultats auront donc un impact sur la conception des futures expériences visant à explorer les diverses phases quantiques accessibles au système.

III. Physique atomique et moléculaire

5. Manipulation des interactions entre atomes

Collaborateurs : G. Shlyapnikov (LPTMS, Orsay), J. Dalibard (LKB, ENS Paris), S. Bize, P. Rosenbusch (SYRTE, Paris), S. Kokkelmans (Univ. Eindhoven)

Deux publications [4, 5].

Les interactions entre particules dans les gaz quantiques ultrafroids peuvent être contrôlées à l'aide de résonances de Fano–Feshbach. Ces résonances de diffusion se produisent lors de collisions à basse énergie entre deux atomes et sont généralement obtenues à l'aide d'un champ magnétique statique externe [41]. Cependant, pour certaines espèces atomiques, comme le sodium 23 ou le rubidium 87, les résonances de Feshbach en champ statique sont toutes étroites et se produisent en présence de champs magnétiques forts, ce qui rend la manipulation expérimentale des interactions entre ces atomes plus ardue. Par ailleurs, certaines applications, par exemple la manipulation des interactions dans des gaz de spineurs [42], nécessitent d'utiliser des champs magnétiques les plus faibles possibles. La réalisation de telles expériences nécessite donc l'utilisation de nouveaux types de résonances. J'ai étudié deux types de résonances de Feshbach non conventionnelles : les résonances de Feshbach en champ micro-onde [4] et les résonances de Feshbach en champ statique ultrafaible avec le césium [5].

Calcul numérique des propriétés collisionnelles à basse énergie

La description précise des propriétés collisionnelles des gaz ultrafroids requiert une analyse numérique qui présente deux difficultés importantes. D'abord, la structure interne des atomes conduit à des modèles de collisions à voies multiples (les calculs dans des cas concrets peuvent faire intervenir plusieurs dizaines de voies). Ensuite, les potentiels qui caractérisent l'interaction entre deux atomes sont bien caractérisés aux

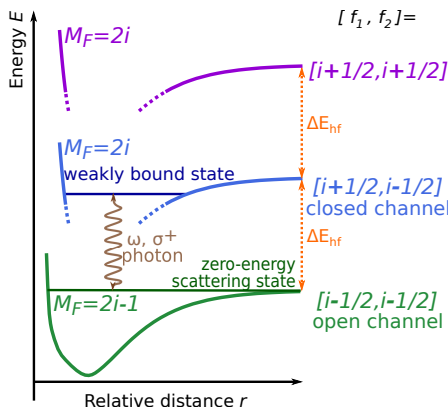


Figure 7 – Résonance de Feshbach lors d'une collision entre deux atomes, induite par champ micro-onde (figure issue de la référence [4]).

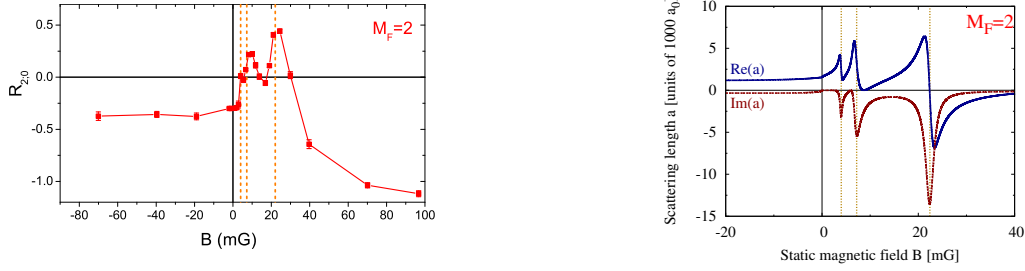


Figure 8 – Résonance de Feshbach en champ ultrafaible avec le césium 133. A gauche : déplacement collisionnel mesuré avec l’horloge atomique du SYRTE. A droite : longueur de diffusion calculée numériquement par la méthode des voies couplés. Ces deux grandeurs sont représentées en fonction du champ magnétique statique B . (Figures extraites de la référence [5].)

grandes distances, mais sont très mal connus aux courtes distances, qui jouent pourtant un rôle important dans la détermination des propriétés collisionnelles.

Pour faire face à ces difficultés, j’ai rédigé ma propre implémentation complète de la méthode numérique des voies couplées pour la description des collisions atomiques à basse énergie. Cette implémentation, décrite dans mon manuscrit de thèse [43, chap. 12], a été développée de façon complètement indépendante. Pour pallier la mauvaise connaissance des potentiels à courte distance, j’utilise la méthode de la phase accumulée, introduite par B. Verhaar [44]. Il en résulte des systèmes différentiels couplés aux conditions aux limites non triviales résolus à l’aide de la méthode du tir et l’algorithme de Stoermer [45, chaps. 17 et 18].

Ce programme permet le calcul des amplitudes de diffusion en présence de champs magnétiques statiques et/ou oscillants. Il décrit les collisions entre atomes identiques ou différents, en l’absence ou en présence de phénomènes inélastiques. Je le maintiens constamment à jour, et il m’a permis de retrouver avec succès de nombreuses propriétés publiées des collisions froides [41]. Je l’ai utilisé pour les calculs numériques décrits dans les Réfs. [4] et [5]. Mon implémentation se généralisera aisément au cas des atomes présentant un moment magnétique dipolaire comme le chrome ou l’erbium.

Résonances de Feshbach en champ micro-onde

Nous avons proposé [4] un nouveau type de résonance de Feshbach. Le couplage à l’origine de cette résonance est obtenu à l’aide d’un champ magnétique micro-onde : lorsque la fréquence micro-onde ω s’approche de la différence d’énergie entre l’état de diffusion incident et un état faiblement lié (figure 7), la longueur de diffusion a subit une variation résonante avec ω . Notre méthode s’applique à n’importe quelle espèce atomique dont l’état fondamental est clivé par l’interaction hyperfine. Elle ne nécessite pas l’utilisation d’un champ magnétique statique. J’ai caractérisé ces résonances numériquement à l’aide de ma propre implémentation numérique de l’approche multi-voies des collisions atomiques [43]. Nos résultats ouvrent des perspectives optimistes en vue de l’observation des résonances induites par un champ micro-onde avec ^{23}Na , ^{41}K , ^{87}Rb , et surtout ^{133}Cs . Nous proposons de les observer avec ce dernier atome à l’aide d’une fontaine atomique.

Résonances de Feshbach en champs statiques ultrafaibles

L’équipe expérimentale du SYRTE a observé des résonances de Feshbach qui se produisent avec des atomes de césium 133 en champs magnétiques statiques ultrafaibles, de l’ordre de quelques dizaines de milliGauss (voir la figure 8). Ces résonances sont inhabituelles pour deux raisons importantes. Tout d’abord, parmi toutes les résonances de Feshbach étudiées jusqu’à présent, ce sont celles qui se produisent pour les champs les plus faibles. Dans ces très faibles champs, elles présentent une structure à pics multiples que nous avons complètement expliquée. D’autre part, elles sont robustes vis-à-vis des effets de température non nulle. Elles ont été mesurées au SYRTE à l’aide d’une fontaine atomique (à la température $T \approx 1\mu\text{K}$) et je les ai reproduites par des calculs numériques de type voies-couplées [43] (qui supposent des collisions à énergie nulle). La figure 8 de ce rapport montre que nos résultats expérimentaux et théoriques sont en

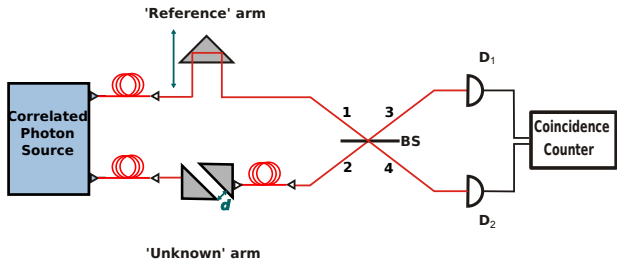


Figure 9 – Dispositif permettant la mesure de l’effet tunnel optique à l’aide de l’interférence de Hong–Ou–Mandel. (Figure extraite de la Réf. [46])

excellent accord. En particulier, la structure à pics multiples de la résonance est clairement visible sur le graphe expérimental (à gauche). Nous avons montré qu’il s’agit de résonances en onde s dues à la présence d’un état lié de très faible énergie dans le potentiel électronique triplet du césium. Nous avons également expliqué le comportement asymétrique de la résonance à température non nulle.

IV. Optique

6. Effet tunnel optique et interférence de Hong–Ou–Mandel

Collaborateurs : P. Cladé (LKB Jussieu, Paris),
A. Migdall, P. Lett, C. McCormick (NIST Gaithersburg, USA).

Une publication [46].

La mesure de la durée associée à l’effet tunnel quantique, ainsi que sa définition théorique, sont très controversées. En particulier, les mesures et prédictions proposées font intervenir, de façon récurrente, des durées qui semblent “supraluminiques” [47].

Nous avons exploité l’analogie entre l’effet tunnel quantique unidimensionnel et les systèmes optiques bidimensionnels faisant intervenir une réflexion totale interne frustrée (RTIF), dans le cas particulier d’une expérience initialement proposée par Chiao *et al.* [48]. Celle-ci repose sur l’utilisation de l’interférence à deux photons de Hong–Ou–Mandel (HOM) [49] pour mesurer la durée de l’effet tunnel optique (de l’ordre de quelques femtosecondes) dans le régime de comptage de photons. Nous avons calculé le délai associé à l’effet tunnel optique qui sera mesuré dans cette expérience. Notre résultat fait intervenir des délais qui semblent “supraluminiques” lorsque la barrière optique que traversent les photons est suffisamment grande. En considérant des signaux d’interférence HOM présentant plusieurs minima, nous avons montré que ces délais anormalement courts ne sont pas dus à un changement de forme du paquet d’ondes lors de la traversée de la barrière. Nous expliquons ces délais courts en termes de la nature bidimensionnelle d’une RTIF : aucune trajectoire classique pour la lumière ne réalise un extrémum local du temps de parcours. Ces durées anormalement courtes sont dues aux contributions des “ailes” spatiales du faisceau gaussien incident.

Références

- [1] D. S. Petrov, G. Astrakharchik, D. Papoular, C. Salomon, G. Shlyapnikov. *Phys. Rev. Lett.* **99**, p. 130407 (2007).
- [2] D. J. Papoular, G. Ferrari, L. P. Pitaevskii, S. Stringari. *Phys. Rev. Lett.* **109**, p. 084501 (2012).
- [3] D. J. Papoular, L. P. Pitaevskii, S. Stringari. *Phys. Rev. Lett.* **113**, p. 170601 (2013).
- [4] D. J. Papoular, G. Shlyapnikov, J. Dalibard. *Phys. Rev. A* **81**, p. 041603 (2010).
- [5] D. J. Papoular, S. Bize, A. Clairon, H. Marion, S. J. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov. *Phys. Rev. A* **86**, p. 040701(R) (2012).
- [6] D. J. Papoular. arXiv:0806.4325 (2008).
- [7] N. Bartolo, D. J. Papoular, A. Recati, C. Menotti. arXiv:1410.2483 (2014).
- [8] D. J. Papoular, S. Stringari. arXiv:1412.7727 (2014).
- [9] E. Torrontegui, S. Ibáñez, S. Martínez-Garaot, M. Modugno, A. delCampo, D. Guéry-Odelin, A. Ruschhaupt, X. Chen, J. G. Muga. In *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 62, pp. 117 – 169 (Academic Press, 2013).
- [10] J. F. Schaff, X. L. Song, P. Vignolo, G. Labeyrie. *Phys. Rev. A* **82**, p. 033430 (2010).
- [11] L. Pitaevskii, S. Stringari. *Bose-Einstein Condensation* (Clarendon Press, Oxford, 2003).
- [12] D. Guery-Odelin, J. G. Muga, M. J. Ruiz-Montero, E. Trizac. *Phys. Rev. Lett.* **112**, p. 180602 (2014).
- [13] Y. Castin, F. Werner. In *The BCS-BEC Crossover and the Unitary Fermi Gas* (Springer, 2012).
- [14] L. P. Pitaevskii, A. Rosch. *Phys. Rev. A* **55**, p. R853 (1997).
- [15] J. Allen, H. Jones. *Nature* **141**, p. 243 (1938).
- [16] G. C. Marques, V. S. Bagnato, S. R. Muniz, D. Sphler. *Phys. Rev. A* **69**, p. 053808 (2004).
- [17] T. Karpiuk, B. Grémaud, C. Miniatura, M. Gajda. *Phys. Rev. A* **86**, p. 033619 (2012).
- [18] T. P. Meyrath, F. Schreck, J. L. Hannsen, C.-S. Chuu, M. G. Raizen. *Phys. Rev. A* **71**, p. 041604(R) (2005).
- [19] A. L. Gaunt, T. F. Schmidutz, I. Gotlybovitch, R. P. Smith, Z. Hadzibabic. *Phys. Rev. Lett.* **110**, p. 200406 (2013).
- [20] R. Donnelly. *Physics Today* **62** (2009).
- [21] Y. Nazarov. *Quantum Transport: Introduction to Nanoscience* (Cambridge University Press, 2009).
- [22] J.-P. Brantut, J. Meineke, D. Stadler, S. Krinner, T. Esslinger. *Science* **337**, p. 1069 (2012).
- [23] J. P. Brantut, C. Grenier, J. Meineke, D. Stadler, S. Krinner, C. Kollath, T. Esslinger, A. Georges. *Science* **342**, p. 713 (2013).
- [24] S. Datta. *Electronic transport in mesoscopic systems* (Cambridge University Press, 1995).
- [25] K. Schwab, E. A. Henriksen, J. M. Worlock, M. L. Roukes. *Nature* **404**, p. 974 (2000).
- [26] Y. Sato, R. E. Packard. *Rep. Prog. Phys.* **75**, p. 016401 (2012).
- [27] F. Jendrzejewski, S. Eckel, N. Murray, C. Lanier, M. Edwards, C. J. Lobb, G. K. Campbell. *Phys. Rev. Lett.* **113**, p. 045305 (2014).
- [28] S. Giorgini, L. Pitaevskii, S. Stringari. *Rev. Mod. Phys.* **80**, p. 1215 (2008).
- [29] I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger. *Rev. Mod. Phys.* **80**, p. 885 (2008).
- [30] M. Greiner, C. Regal, D. Jin. *Nature* **426**, p. 537 (2003).
- [31] N. Bartolo, D. J. Papoular, L. Barbiero, C. Menotti, A. Recati. *Phys. Rev. A* **88**, p. 023603 (2013).
- [32] M. A. Baranov, M. Dalmonte, G. Pupillo, P. Zoller. *Chem. Rev.* **112**, p. 5012 (2012).
- [33] C. Trefzger, C. Menotti, B. Capogrosso-Sansone, M. Lewenstein. *J. Phys. B* **44**, p. 193001 (2011).
- [34] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler, T. Pfau. *Phys. Rev. Lett.* **94**, p. 160401 (2005).
- [35] K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark, S. Baier, A. Rietzler, R. Grimm, F. Ferlaino. *Phys. Rev. Lett.* **108**, p. 210401 (2012).
- [36] M. Lu, N. Q. Burdick, S. H. Youn, B. Lev. *Phys. Rev. Lett.* **107**, p. 190401 (2011).
- [37] K.-K. Ni, S. Ospelkaus, M. H. G. de Miranda, A. Pe'er, B. Neyenhuis, J. J. Zirbel, S. Kotochigova, P. S. Julienne, D. S. Jin, J. Ye. *Science* **322**, p. 231 (2008).
- [38] C.-H. Wu, J. W. Park, P. Ahmadi, S. Will, M. W. Zwierlein. *Phys. Rev. Lett.* **109**, p. 085301 (2012).
- [39] M. Marinescu, L. You. *Phys. Rev. Lett.* **81**, p. 4596 (1998).
- [40] R. V. Pai, R. Pandit. *Phys. Rev. B* **71**, p. 104508 (2005).
- [41] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, E. Tiesinga. *Rev. Mod. Phys.* **82**, p. 1225 (2010).
- [42] D. M. Stamper-Kurn, M. Ueda. *Rev. Mod. Phys.* **85**, p. 1191 (2013).
- [43] D. J. Papoular. *Manipulation des Interactions dans les Gaz Quantiques: approche théorique*. Ph.D. thesis, Université Paris-Sud (2011).
- [44] B. J. Verhaar, E. van Kempen, S. Kokkelmans. *Phys. Rev. A* **79**, p. 032711 (2009). doi: 10.1103/PhysRevA.79.032711.
- [45] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery. *Numerical Recipes* (Cambridge University Press, 2007), 3 ed.
- [46] D. J. Papoular, P. Cladé, S. Polyakov, C. McCormick, A. Migdall, P. Lett. *Optics Express* **16**, p. 16005 (2008).
- [47] H. G. Winful. *Physics Reports* **436**, p. 1 (2006).
- [48] R. Y. Chiao, P. Kwiat, A. Steinberg. *Physica B: Condensed Matter* **175**, p. 257 (1991).
- [49] C. K. Hong, Z. Ou, L. Mandel. *Phys. Rev. Lett.* **59**, p. 2044 (1987).