

Effet favorable des interactions atomiques sur le temps de cohérence des horloges à atomes piégés

Beneficial effect from atomic interactions on the coherence time of trapped atom clocks

Christian DEUTSCH¹, Fernando RAMIREZ-MARTINEZ², Clément LACROÛTE², Wilfried MAINEULT², Friedemann REINHARD¹, Tobias SCHNEIDER¹, Jean-Noël FUCHS³, Frédéric PIÉCHON³, Franck LALOË¹, Jakob REICHEL¹ et Peter ROSENBUSCH²

¹ Laboratoire Kastler Brossel, ENS, UPMC, CNRS, 24 Rue Lhomond, 75005 Paris, France.

² LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, UPMC, CNRS, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France. peter.rosenbusch@obspm.fr.

³ Laboratoire de Physique des Solides, CNRS UMR 8502, Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, France.

Résumé

Nous interrogeons par spectroscopie Ramsey l'état fondamental d'un ensemble ultrafroid d'atomes de rubidium (⁸⁷Rb) piégés magnétiquement dans le régime de Knudsen au-dessus d'une puce à atomes. L'inhomogénéité spatiale de la fréquence de transition sur le nuage devrait réduire le contraste des franges de Ramsey de plus d'un facteur 5 pour 5 s d'interrogation. Nous mesurons une réduction d'un facteur 1,08, correspondant à un temps de cohérence de l'ordre de la minute. Ce nouvel effet est bénéfique pour une horloge, puisqu'il permet d'augmenter le facteur de qualité de la résonance atomique micro-ondes. Nous expliquons ce résultat surprenant par un mécanisme de refocalisation de spins auto-induit causé par l'effet de rotation des spins identiques. Nous proposons une théorie décrivant ce mécanisme de synchronisation et observons un bon accord entre la théorie et l'expérience. L'étude sous condition métrologique de la décohérence dans le nuage atomique est la clé permettant d'arriver à ce régime de synchronisation où les effets non linéaires dominent l'évolution du nuage. Cet effet repose sur des mécanismes généraux et devrait pouvoir être reproduit dans d'autres systèmes interrogeant des atomes piégés. En particulier, cet effet peut être observé dans les fermions et est susceptible d'être exploité pour améliorer la stabilité des horloges optiques à réseau.

MOTS CLÉS : MÉTROLOGIE DES FRÉQUENCES, ATOMES FROIDS, ATOMES PIÉGÉS, PUCE À ATOMES, COLLISIONS FROIDES, EFFET DE ROTATION DE SPINS IDENTIQUES.

Abstract

We perform Ramsey spectroscopy on the ground state of ultracold ⁸⁷Rb atoms magnetically trapped on a chip in the Knudsen regime.

Field inhomogeneities over the sample should reduce the contrast of the Ramsey fringes by a factor of 5 for 5 s of interrogation. We measure hardly any decay, only a factor 1.08 corresponding to a coherence time of the order of one minute. This new effect allows us to increase the quality factor of the microwave atomic resonance. We explain this surprising result by a spin self-rephasing mechanism induced by the identical spin rotation effect. The study of decoherence under metrological condition is the key to this synchronisation regime where non-linear effects dominate the evolution of the cloud. We propose a theory of this synchronization mechanism and obtain good agreement with the experimental observations. The effect is general and may appear in other physical systems with trapped atoms. In particular, this effect will exist for fermions and could be exploited to enhance the stability of optical lattice clocks.

KEY WORDS: FREQUENCY METROLOGY, COLD ATOMS, TRAPPED ATOMS, ATOM CHIPS, COLD COLLISIONS, IDENTICAL SPIN ROTATION EFFECT.

1. Introduction

La stabilité d'une horloge ou d'un interféromètre atomique augmente avec le temps pendant lequel la résonance atomique peut être sondée. Ce temps est avant tout limité par le temps durant lequel les trajectoires atomiques peuvent être contrôlées. L'avènement du refroidissement laser a permis de réduire la vitesse des atomes interrogés à quelques centimètres par seconde, permettant des temps de mesure de l'ordre de plusieurs centaines

de millisecondes. L'exemple phare est l'avènement des horloges de type fontaine atomique, sur lesquelles un travail pionnier a été effectué au LNE-SYRTE. Dans ces dispositifs, les atomes sont soumis uniquement au champ de pesanteur, et sont lancés verticalement afin de doubler leur temps d'interrogation sans avoir à augmenter le volume de l'enceinte à vide [1]. Les fontaines atomiques sont devenues les étalons primaires du temps, dont l'inexactitude a été réduite à 2×10^{-16} [2]. S'affranchir de la pesanteur en utilisant une horloge à atomes froids dans l'espace est un objectif primaire du projet PHARAO [3] supervisé par le CNES et le LNE-SYRTE. Cette horloge, qui sera installée en 2014 dans la station spatiale internationale, devrait permettre des temps d'interrogation jusqu'à 4 s. Dans ce cas, le facteur limitant le temps d'interrogation n'est plus le temps de chute des atomes dans le champ de pesanteur mais la température résiduelle des atomes, de l'ordre de 1 μ K, entraînant l'expansion du nuage d'atomes froids en vol libre et limitant ainsi le nombre d'atomes impliqués dans la mesure de la fréquence.

1.1. Utilisation d'atomes piégés

Une alternative consiste cette fois à interroger des atomes piégés. De fait, le potentiel de piégeage peut maintenir les atomes en suspension, les empêchant de tomber sous l'effet de la gravité ou bien de se diluer progressivement à cause de l'expansion thermique. Ainsi, des temps d'interrogation de plusieurs secondes et un volume physique de l'enceinte d'interrogation de l'ordre du litre sont désormais compatibles. De plus, une température inférieure à 1 μ K est facilement accessible, permettant de contrôler encore plus finement la distribution de vitesse du nuage atomique. Le second avantage de l'interrogation d'atomes piégés consiste à pouvoir très bien contrôler le déplacement Doppler, ce qui est actuellement mis à profit dans les horloges optiques à réseau en cours de développement [4–6], et qui pourraient servir de référence lors d'une future redéfinition de la seconde.

Néanmoins, l'ajout d'un potentiel de piégeage amène nécessairement une perturbation importante aux atomes, dont il s'agit de minimiser l'influence sur la fréquence de transition mesurée. Il faut dans ce cas porter une attention particulière à l'influence du piège lui-même. De fait, l'effet du piège est de modifier spatialement l'énergie individuelle de chacun des deux niveaux d'horloge, dont on mesure précisément la différence d'énergie lors d'une mesure d'horloge. De plus, l'utilisation d'atomes ultrafroids et piégés augmente sensiblement les effets des interactions inter-atomiques. Pour résoudre ces problèmes, les horloges optiques interrogent des fermions, dont les interactions sont interdites à basse température, et utilisent des pièges optiques à la longueur d'onde magique, dans lesquelles la différence d'énergie des niveaux d'horloge ne dépend pas des paramètres des pièges [7]. Ici, et afin de maintenir la compacité du système, nous utilisons un boson piégé magnétiquement, dont les paramètres d'interaction sont favorables, et le champ magnétique est choisi de telle sorte que la fréquence de transition ne dépende de ce dernier qu'au second ordre [8].

1.2. Maîtrise de la décohérence

De façon plus fondamentale, l'augmentation du temps d'interrogation doit également s'accompagner d'une étude de la cohérence du système atomique, afin de chercher à la préserver le plus longtemps possible. En effet, l'amélioration de la stabilité d'horloge obtenue en augmentant le temps d'interrogation suppose que l'on garde un état d'interférence parfait entre les deux états de l'atome. L'interrogation d'atomes piégés, que ce soit dans des réseaux optiques ou dans des pièges magnétiques, permet d'explorer le régime de la décroissance de la cohérence atomique, sans être limité comme dans le cas d'atomes libres. L'interrogation d'une transition micro-ondes d'atomes piégés est un dispositif expérimental idéal pour étudier ces problématiques, pouvant bénéficier d'oscillateurs de référence suffisamment stables pour permettre l'interrogation d'atomes sur des temps de l'ordre de plusieurs secondes, contrairement au cas des horloges optiques, limitées par la largeur de raie des lasers ultrastables.

Plus précisément, il faut ici prendre en compte le fait qu'une horloge interroge typiquement un ensemble de plusieurs milliers d'atomes à la fois avec le but d'augmenter le rapport signal à bruit. Même si la cohérence est parfaitement préservée pour chaque atome individuellement, un déphasage apparaît parce que la détection de la réponse atomique représente une moyenne sur l'ensemble. Pour combattre ce type de déphasage, il faut une nouvelle fois s'intéresser aux différents effets liés au piège et qui influencent la fréquence de transition des atomes, en particulier les variations spatiales de ces effets. Ceci entraîne un déplacement de la fréquence dépendant de la position, $\Delta(\mathbf{r})$. Etant donné que chaque atome a une trajectoire particulière, il explore donc différentes régions de ce profil $\Delta(\mathbf{r})$, et donc la fréquence d'horloge des atomes du nuage n'est pas uniforme. Cet effet de déphasage peut se voir par le modèle de vecteur de Bloch. En effet, tout état de superposition quantique peut se visualiser par la direction d'un vecteur sur une sphère de rayon 1. (fig. 1a). Un état pur de l'atome se représente par le vecteur pointant vers le pôle Nord ou le pôle Sud. Une superposition équiprobable entre les deux correspond au vecteur pointant sur l'équateur. La fréquence d'horloge correspond à la vitesse de précession du vecteur sur l'équateur. En représentant un ensemble d'atomes ayant des vitesses de précession différentes sur la même sphère de Bloch, le mécanisme de déphasage se traduit par l'ouverture d'un éventail de vecteurs de Bloch (fig. 1b). Le vecteur moyen sur l'ensemble des vecteurs est réduit en longueur et représente la réduction du contraste de la mesure, et la décohérence du système par l'action du déphasage (ou élargissement inhomogène). Dans le cas extrême, la longueur du vecteur moyen est nulle et donc la fréquence d'horloge est indéterminée.

Le temps caractéristique de déphasage de l'ensemble des spins est alors donné par la moyenne sur le nuage Δ_0 de l'élargissement inhomogène $\Delta(\mathbf{r})$. Nous avons utilisé deux stratégies successivement pour réduire ce déphasage. Nous nous sommes placés au voisinage du « champ

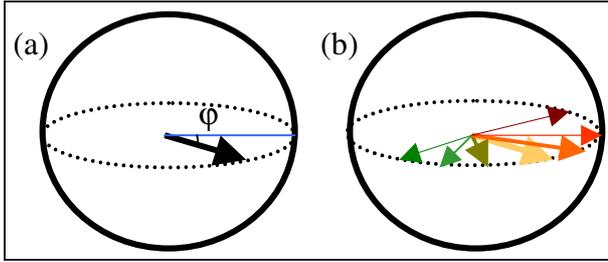


Fig. 1. – (a) Représentation de l'ensemble des états quantiques accessibles pour les deux niveaux de ^{87}Rb utilisés comme état d'horloge, dite sphère de Bloch. Le pôle Sud de la sphère représente l'état fondamental de l'horloge, le pôle Nord de la sphère représente l'état excité. Les autres directions de la sphère représentent les états de superposition. Sur l'équateur de la sphère, on trouve les états ayant la meilleure sensibilité à la fréquence d'horloge et présentant le plus grand intérêt métrologique. La fréquence d'horloge mesurée se déduit de la différence de phase φ accumulée entre l'oscillateur local (repéré par la ligne bleue) et l'atome de ^{87}Rb . Dans une séquence de Ramsey, la première impulsion crée l'état de superposition de déphasage nul, puis la seconde impulsion convertit la phase φ en différence de population mesurable. (b) Cas d'un ensemble d'atome ayant subi un élargissement inhomogène $\Delta(\mathbf{r})$ de la fréquence de transition. Chaque atome a accumulé une phase φ distincte, en fonction de son histoire. En moyenne, la phase accumulée n'a pas changé par rapport au cas idéal (flèche jaune), néanmoins, étant donné que l'on a maintenant une distribution de phase étalée, le contraste de la mesure est maintenant réduit. Graphiquement, il peut se trouver en faisant la moyenne des vecteurs de Bloch de chacun des atomes individuels : la réduction de longueur de ce vecteur global représente la réduction du contraste liée au déphasage.

magique », qui permet de réduire la sensibilité des variations du champ magnétique pour la transition d'horloge. Nous avons, dans un second temps, utilisé le concept de compensation mutuelle employée avec succès dans un nuage ultrafroid d'atomes de ^{87}Rb [9], dans lequel l'inhomogénéité induite par le potentiel de piégeage est presque parfaitement annulée par l'inhomogénéité induite par le champ moyen des interactions des particules (fig. 2).

1.3. Indiscernabilité et interaction d'échange

Nous présentons ici des résultats expérimentaux sur un nuage piégé d'atomes de ^{87}Rb dans lequel la superposition atomique présente un temps de cohérence exceptionnel. Les interactions atomiques entraînent ici une refocalisation spontanée des spins (le contraire de l'ouverture de l'éventail montrée dans fig. 1b), qui se manifeste par des temps de cohérence extraordinaires [10]. Nous sommes ainsi capables d'étendre le temps de déphasage d'un ordre de grandeur, par rapport aux 2 s ou 3 s précédemment observées dans ce système [8, 11]. Nous expliquons ce résultat étonnant par un mécanisme très général basé sur l'effet de rotation des spins identiques (ISRE), qui intervient lors de collisions longitudinales entre deux particules identiques [12]. Cet effet se manifeste *in fine* comme un effet non linéaire, qui fait que l'interaction entre deux atomes représentés par deux vecteurs de Bloch dépend de leur alignement relatif.

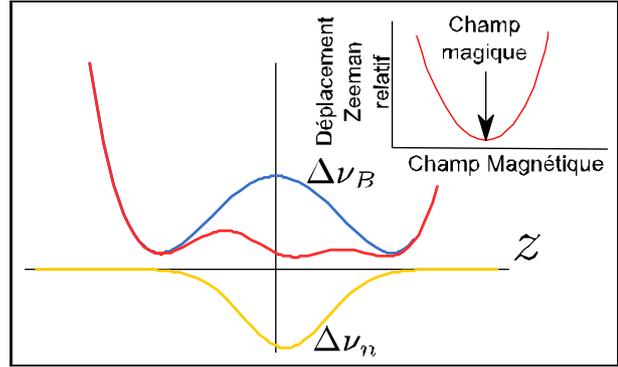


Fig. 2. – Schéma de compensation mutuelle du déphasage en fonction de la position dans le nuage ultrafroid d'atomes de ^{87}Rb . Le déplacement collisionnel $\Delta\nu_n$ de fréquence dans ^{87}Rb est d'après une théorie de champ moyen proportionnel à la densité locale du nuage et négative (courbe jaune). En choisissant un champ magnétique au fond du piège inférieur au champ magique, le déplacement Zeeman $\Delta\nu_B$ (représenté en fonction du champ magnétique dans l'encart), a spatialement une forme de W (en bleu), de telle sorte que le déplacement total est quasiment plat (en rouge).

Aux températures ultrafroides, les collisions entre atomes ne peuvent plus se voir comme des collisions élastiques entre des sphères dures, et où typiquement ces collisions dites « latérales » entraînent un changement des trajectoires des particules. Au contraire, les collisions dominantes préservent la trajectoire des particules incidentes et sont appelées collisions « longitudinales ». De plus, il faut considérer les effets liés à l'indiscernabilité des particules au cours des collisions. Si les deux particules sont indiscernables, il faut prendre en compte l'interaction d'échange. L'indiscernabilité de deux atomes de la même espèce est levée si leurs états internes sont différents donc, si une des deux particules est dans l'état fondamental et l'autre dans l'état excité, elles sont parfaitement discernables. Ceci peut se généraliser : si les deux vecteurs de Bloch sont parallèles, les deux atomes sont indiscernables, alors que si les vecteurs sont anti-parallèles, les particules sont discernables. Aux angles intermédiaires correspondent des superpositions entre discernables et indiscernables. Par conséquent, à cause de l'interaction d'échange qui modifie l'énergie d'interaction entre les atomes en fonction de l'orientation respective de leurs vecteurs de Bloch, ces derniers vont être modifiés lors d'une collision. On peut montrer que l'interaction conduit à une rotation des deux vecteurs autour du vecteur total (fig. 3b), effet prédit dans les années 1980 comme « *Identical Spin Rotation Effect* (ISRE) » [12] et observé pour la première fois dans l'hélium liquide. La manifestation expérimentale la plus étudiée de cet effet ISRE dans les gaz atomiques froids est la présence d'ondes de spins [9, 14–20].

1.4. Mécanisme de synchronisation

Afin de comprendre qualitativement le mécanisme de refocalisation des spins auto-induit, nous considérons seulement deux atomes dans le piège. Initialement,

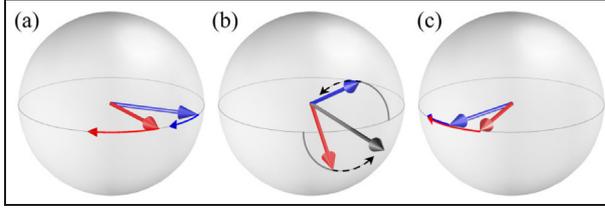


Fig. 3. – Deux atomes (bleus et rouges) précessent à des rythmes différents. (a) À l’issue de la première impulsion Ramsey, leurs vecteurs de Bloch étaient parallèles, mais ils ont commencé à se déphaser ; (b) L’ISRE fait alors tourner les deux vecteurs autour de leur somme (repérée par la flèche grise) ; (c) Quand cette dernière rotation atteint un angle de π , le spin ayant la plus grande vitesse angulaire (rouge) se retrouve derrière le plus lent (bleu) ; ce qui tend à refocaliser les spins, de manière similaire à ce qu’on obtiendrait en utilisant un écho de spin.

chaque atome a une trajectoire bien définie, une orbite que l’on va pouvoir caractériser par son énergie. En fonction de son énergie, chaque atome va donc explorer différents profils de l’inhomogénéité $\Delta(\mathbf{r})$. L’atome « chaud » (présentant une trajectoire plus énergétique) va donc en moyenne avoir une vitesse de précession plus importante que l’atome « froid ». De plus, nous sommes dans un régime où on peut négliger les changements de trajectoires atomiques, $\gamma_c \ll \omega_{ex}$, avec le taux de collisions longitudinales (taux d’échange) $\omega_{ex}/(2\pi) = 2\hbar|a_{01}|\bar{n}/m$ et le taux de collisions latérales élastiques $\gamma_c = 32\sqrt{\pi}/3a_{01}^2\bar{n}v_T$. Ici, a_{01} est la longueur de diffusion appropriée¹, \bar{n} est la densité atomique moyenne et $v_T = \sqrt{k_b T/m}$ la vitesse thermique d’un atome de masse m , avec T sa température et k_b la constante de Boltzmann. De ce fait, la vitesse de précession lente ou rapide le long de l’équateur de la sphère de Bloch est donc une constante du mouvement pour chaque atome (ou au moins pendant des temps longs devant les autres temps caractéristiques d’évolution du système). Ce faisant, le déphasage accumulé entre les deux atomes grandit petit à petit. Cet effet peut être ainsi représenté par deux vecteurs qui s’éloignent progressivement le long de l’équateur de la sphère de Bloch (fig. 3a).

L’effet de l’ISRE sur ces vecteurs peut se voir comme une impulsion de type écho de spin, qui permet d’échanger la position des deux vecteurs de Bloch (fig. 3b). De cette façon, le spin rapide est en retard de phase par rapport au spin lent, et les deux spins vont alors commencer à se refocaliser (fig. 3c). Toutefois, ici la refocalisation des spins est un effet interne au nuage atomique, et non pas une impulsion appliquée de façon externe par l’expérimentateur. Plus en détail, l’effet de l’ISRE sur la polarisation de ces deux vecteurs est donc simplement de les faire tourner autour de leur somme, les faisant sortir hors du plan équatorial (fig. 3b.). Au bout d’un temps caractéristique de π/ω_{ex} les deux atomes ont donc échangés leurs polarisations transverses, ainsi que leurs déphasages relatifs, sans que leur vitesse de précession ait été modifiée (fig. 3c).

¹ La valeur de γ_c donnée ici est obtenue dans la limite où $a_{00} \approx a_{01} \approx a_{11}$; ce qui est le cas dans notre expérience.

Cette description peut aisément être généralisée à plus de deux atomes. Chaque trajectoire atomique est alors caractérisée par une vitesse de déphasage donné. L’ensemble des vecteurs se défocalise progressivement, puis, à cause de l’ISRE, ils subissent alors le phénomène analogue à un écho de spin. Il faut noter ici que la vitesse de rotation ISRE d’un atome individuel autour de la somme du spin moyen ne dépend pas (ou peu) de sa trajectoire particulière.

L’ISRE ne modifie pas le vecteur moyen, il renverse seulement la corrélation entre la direction des spins et leur vitesse de précession. Il est à l’origine de la refocalisation des spins et donc augmente la norme du vecteur moyen sur l’ensemble du nuage. Bien évidemment, les processus de déphasage et d’ISRE n’ont été séparés ici qu’à des fins pédagogiques, mais ils interviennent en réalité simultanément. Le mécanisme de synchronisation est formellement analogue à un effet de contre-réaction, dont la bande passante est donnée par ω_{ex} . Cette analogie explique pourquoi le mécanisme d’autorefocalisation peut être utilisé dans une horloge, puisqu’il force la phase de chaque atome individuellement à rester au voisinage du déphasage moyen du nuage. Ceci est à opposer au cas d’un vrai écho de spin dans lequel le déphasage moyen est nul, et la mesure est donc insensible à la fréquence atomique.

1.5. Régimes de synchronisation des spins

Bien évidemment, pour entrer dans le régime de refocalisation des spins, les collisions latérales, qui redistribuent la vitesse de précession des atomes, doivent être limitées pendant que les atomes échangent leur déphasage ($\omega_{ex}/\pi \gg \gamma_c$). De plus, la vitesse de déphasage doit entrer dans la bande passante du processus de contre-réaction $\omega_{ex} > \Delta_0$, sinon l’ISRE accélère le déphasage. Dans la limite où $\omega_{ex} \gg \Delta_0$, tout déphasage est immédiatement compensé, entraînant une synchronisation forte des spins et des longs temps de cohérence. Sinon $\omega_{ex} \gtrsim \Delta_0$, et un déphasage significatif pourra être accumulé avant que les spins ne se refocalisent, entraînant des pertes et des rebonds de la polarisation du nuage. Nous avons pu observer ces deux comportements expérimentalement et le calcul a permis de simuler quantitativement ces observations.

2. Mise en évidence de la synchronisation des spins

2.1. Elargissement inhomogène

Nous effectuons une spectroscopie de Ramsey sur la transition entre $|0\rangle \equiv |F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|1\rangle \equiv |F = 2, m_F = 1\rangle$, sous états Zeeman de la multiplicité hyperfine d’un ensemble d’atomes de ^{87}Rb piégés au moyen d’une puce à atomes (fig. 4). Le déplacement Zeeman différentiel $\Delta_Z(\mathbf{r})$ a une dépendance quadratique au champ magnétique autour de la valeur du champ magique de $B_m = 3,228917(3) \times 10^{-4} \text{ T}$ ($\approx 3,23 \text{ G}$) [8] et quartique en position (fig. 2). Les longueurs de diffusions des collisions a_{00} , a_{11} , a_{01} diffèrent de moins de 5 % [21]. De ce fait, le déplacement lié au champ moyen des interactions déplace relativement peu la fréquence de transition

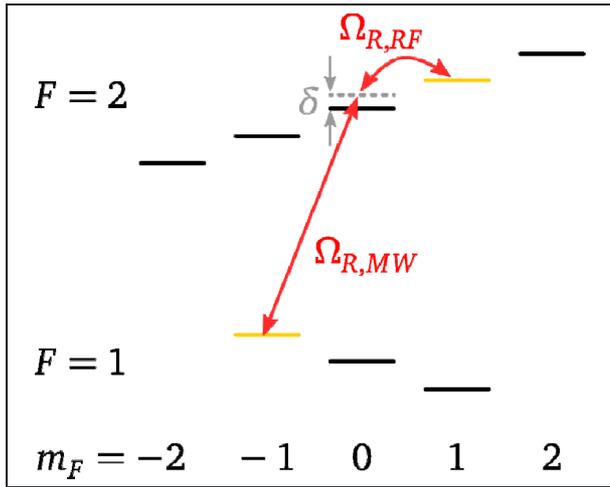


Fig. 4. – Schéma de niveaux de la multiplicité de l'état fondamental de ^{87}Rb . Nous utilisons les niveaux piégés magnétiquement $|0\rangle \equiv |F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|1\rangle \equiv |F = 2, m_F = 1\rangle$. Ces deux niveaux sont manipulés par une transition à deux photons, décalée de $\delta = 500$ kHz de l'état auxiliaire $|F = 2, m_F = 0\rangle$.

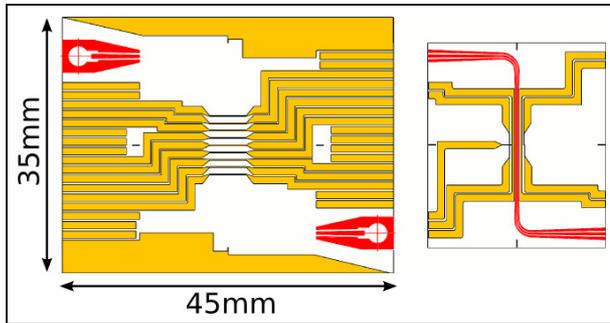


Fig. 5. – Schéma de la puce atomique, constituée de deux couches superposées. La puce de base (à gauche) sert de support à la puce de science (à droite). Les fils microfabriqués permettent de générer les champs nécessaires au piégeage magnétique des atomes. Nous avons également intégré un guide d'onde coplanaire (en rouge) afin de transporter le signal d'interrogation au voisinage des atomes.

avec $\Delta_{mf}(\mathbf{r}) = -0,2 \times (n(\mathbf{r}) \times 10^{-18})$ Hz pour une superposition à poids statistiques égaux de $|0\rangle$ et $|1\rangle$, où $n(\mathbf{r})$ est la densité atomique locale. Nous employons également la technique de compensation mutuelle (fig. 2) décrite dans [8] : en ajustant la valeur du champ magnétique au centre du piège $B(\mathbf{0}) = B_0$ à une valeur légèrement inférieure à B_m , nous obtenons un élargissement inhomogène de la transition sur l'ensemble du nuage de l'ordre de $\Delta_0 = 2\pi \times 0,08$ Hz [22].

2.2. Dispositif expérimental

Le but de l'expérience est de réaliser une horloge à atomes piégés sur puce (*Trapped Atom Clock on a Chip* (TACC)), visant à obtenir une stabilité à une seconde de quelques 10^{-13} . L'expérience est décrite en détails dans [23], et est similaire à celle décrite dans [24]. En pratique, le cœur de l'expérience est constitué d'une puce à atomes à deux étages (fig. 5), permettant de générer les

courants nécessaires au piégeage des atomes. La puce à atomes est un outil versatile permettant d'obtenir de forts gradients de champ magnétique en faisant passer des courants électriques modérés, et obtenir de nombreuses formes de pièges sur le même dispositif. La surface de la puce est recouverte d'un miroir permettant de réaliser un piège magnéto-optique (MOT) en configuration miroir. Trois paires de bobines permettent de générer les champs de biais, et l'ensemble de l'expérience est entouré par deux couches de blindage magnétique. L'utilisation de cette technologie de puce à atomes permet d'obtenir un volume réduit (≈ 1 L) pour le boîtier final.

Le nuage ultrafroid est préparé par les étapes usuelles de refroidissement laser puis de refroidissement évaporatif [25]. En moins de 10 s, nous obtenons entre $N_{\text{at}} = 5 \times 10^3$ et 10^5 atomes piégés dans l'état $|0\rangle$ à une température de $T \approx 175$ nK, supérieure d'au moins 30 nK au seuil de la condensation de Bose Einstein (BEC) pour les densités atomiques où nous travaillons. Nous utilisons une transition à deux photons, l'un micro-ondes (MW), l'autre radiofréquence (RF) pour manipuler l'état interne des atomes (fig. 4). Cette transition à deux photons passe par un état intermédiaire virtuel, décalé vers le bleu de 500 kHz de la transition entre les états $|0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$ (fig. 4). Le désaccord de la transition à deux photons est fixé à $\Delta_R/2\pi = 3,6$ Hz. Le signal micro-ondes est obtenu par un générateur hyperfréquence présentant un très faible bruit de phase [26] conçu spécialement, le signal radiofréquence provient d'un synthétiseur de fréquences numérique direct commercial. Les deux appareils sont verrouillés en phase sur un maser à hydrogène de stabilité relative de $10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 1 000 s [27]. Les deux signaux sont injectés dans des structures sur la puce avec des puissances respectives de ≈ 0 dBm (MW) et ≈ 5 dBm (RF). Les atomes, piégés à une distance z_0 en dessous de la puce, interagissent avec le champ évanescent de ces derniers et subissent des oscillations de Rabi de pulsation Ω_r .

À la fin de chaque cycle expérimental, nous détectons le nombre d'atomes dans chacun des états d'horloge $|0\rangle$ et $|1\rangle$, en imageant l'absorption du nuage sur la transition cyclante sans puis avec le faisceau repompeur allumé, après des temps de vol de respectivement 9 ms et 13 ms. L'imagerie par absorption est effectuée avec un faisceau sonde proche de l'intensité de saturation [28]. L'intensité du faisceau et l'agrandissement du système d'imagerie ont été soigneusement calibrés, et nous avons vérifié que le recouvrement parasite entre les nuages $|0\rangle$ et $|1\rangle$ (permettant de déduire les nombres d'atomes N_0 et N_1 détectés respectivement dans ces deux états) était négligeable. L'erreur sur la calibration de la détection, autrement dit l'erreur sur le nombre total d'atomes déduits de cette mesure est estimée à moins de 5 %. Enfin, l'incertitude statistique de la détection est de 140 atomes par états.

2.3. Régime de synchronisation forte

Dans la première expérience, le piège magnétique, caractérisés par les fréquences de piège $\{\omega_x ; \omega_y ; \omega_z\}/2\pi = \{32(1) ; 97,5(2,5) ; 121(1)\}$ Hz, est situé à une distance

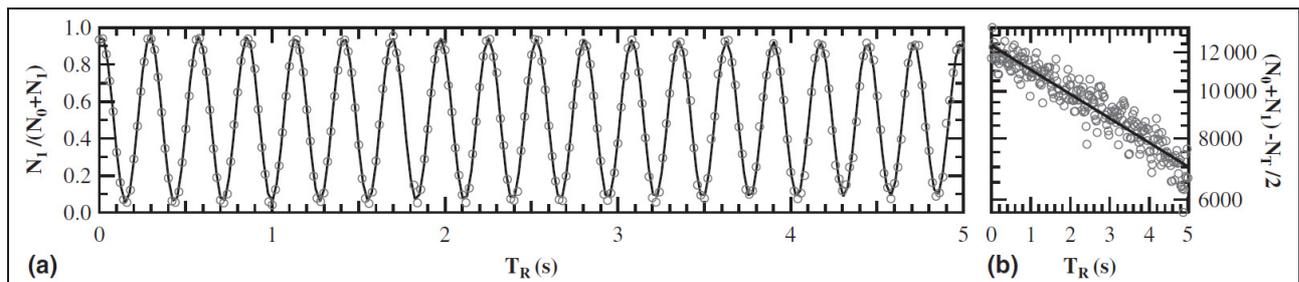


Fig. 6. – Première expérience : (a) Franges de Ramsey dans le domaine temporel, dans une situation expérimentale où $\Delta_0/2\pi = 0,08$ Hz, représentées pour des temps d'interrogation T_R compris entre 0 et 5 s. Le contraste initial, de 89 %, limité par une légère inhomogénéité de la fréquence de Rabi, décroît très faiblement (82 %) pour un temps $T_R = 5$ s. Le temps de vie en $1/e$ extrapolé de cette décroissance est de (58 ± 12) s. (b) Nombre total d'atomes détectés, en fonction du temps d'interrogation T_R . Bien que le temps total T_T pendant lequel les atomes sont piégés soit conservé, le nombre d'atomes perdus au cours de la séquence dépend de T_R via le taux de pertes asymétriques des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Les données sont ajustées par la relation $N_0 + N_1 = N_T/2(1 + e^{-T_R/\tau})$, avec $N_T = 24,8(2) \times 10^3$ atomes et $\tau = 8,7(2)$ s.

$z_0 = 156 \mu\text{m}$ en dessous de la puce. La fréquence de Rabi mesurée est $\Omega_r/2\pi = 164$ Hz. Le champ magnétique au fond du piège B_0 est ajusté de manière à maximiser le contraste d'une séquence Ramsey de durée $T_R = 2$ s. La valeur $B_0 = 3,1626(7) \times 10^{-4}$ T a été déduite de la fréquence de transition entre $|0\rangle$ et $|F = 1, m_F = 0\rangle$, en mesurant les pertes atomiques engendrées par un champ RF sur un BEC de 3 000 atomes. Deux impulsions d'aire $\pi/2$, séparées par un temps d'interrogation ajustable T_R , sont appliqués à la fin d'un temps de piégeage de durée fixe $T_T = 5,02$ s, et sont précédés par un temps d'attente de durée $T_H = T_T - T_R$ durant lequel les atomes sont dans l'état $|0\rangle$. La probabilité de transition $N_1/(N_0 + N_1)$ est représentée en figure 6a en fonction du temps d'interrogation T_R . Le contraste initial est de 89 %, limité par une inhomogénéité de la première impulsion Ramsey. Au bout de $T_R = 5$ s, le contraste mesuré reste élevé, au-dessus de 82 %. En supposant que la chute du contraste est exponentielle, on peut extrapoler le temps caractéristique de cette chute à (58 ± 12) s, bien supérieur aux 2,75 s déduites de l'élargissement inhomogène de la transition suite à la compensation mutuelle [22]. Le rythme de déphasage de la superposition est probablement encore plus lent, étant donné que les taux de pertes atomiques γ_0 et γ_1 des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ sont différents (fig. 6b). En effet, un taux de perte asymétrique entraîne une décroissance du contraste Ramsey de manière indépendante du déphasage dans le nuage.

Le temps de cohérence exceptionnel peut être compris comme une synchronisation résultant du mécanisme d'autorefocalisation. Dans la suite de l'article, les densités seront données en unité de 10^{18} m^{-3} . De la valeur de la densité atomique $\bar{n} \approx 1$, on peut déduire un taux d'échange $\omega_{\text{ex}}/(2\pi) = 8$ Hz, bien supérieur à l'inhomogénéité $\Delta_0/(2\pi) = 0,08$ Hz. Dans ce cas, le mécanisme de contre-réaction induite permet aux atomes ayant une vitesse de précession rapide d'échanger leur déphasage avec les atomes ayant une vitesse de précession lente, alors que le déphasage accumulé entre les différents atomes est très petit. De plus, comme $\gamma_c = 2 \text{ s}^{-1}$, les corrélations entre la vitesse de précession et le déphasage accumulé sont conservées pendant des temps importants.

2.4. Régime de synchronisation faible, preuve expérimentale de la refocalisation des spins

Dans une seconde expérience, nous augmentons délibérément Δ_0 en utilisant un champ $B_0 = 3,7562(9) \times 10^{-4}$ T, décalé d'environ $50 \mu\text{T}$ de sa valeur optimale. Dans ce cas, l'inhomogénéité spatiale de la fréquence de transition est maintenant bien approchée par une parabole,

$$\Delta(\mathbf{r}) = \Delta_0 \left(\left(\frac{x}{x_T} \right)^2 + \left(\frac{y}{y_T} \right)^2 + \left(\frac{z}{z_T} \right)^2 \right),$$

avec $\{x_T; y_T; z_T\} = 2\pi \cdot v_T / \{\omega_x; \omega_y; \omega_z\}$, l'indice « T » marquant la dépendance en température de la quantité.

Dans ce contexte $\Delta_0 = x_T^2/2\langle\delta_x^2\Delta(x)\rangle \approx (1,2 + 0,1\bar{n})$ Hz, en moyennant normalisée par un profil de densité gaussien $n(\mathbf{r})$. Il faut également remarquer que Δ_0 est linéaire en fonction de la température (qui est fixée dans les diverses expériences).

Cette modification du champ au fond du piège B_0 a légèrement modifié d'autres paramètres de ce dernier, les fréquences de pièges sont maintenant $\{\omega_x; \omega_y; \omega_z\}/(2\pi) = \{31,30(5); 92,0(5); 117,0(3)\}$ Hz, $z_0 = 151 \mu\text{m}$ et $\Omega_R = (2\pi \times 83)$ Hz. La durée totale de piégeage T_T a été réduite à 1 s, et le temps de Ramsey T_R varie entre 15 ms et 500 ms. Pour chaque T_R , nous enregistrons les franges en fréquence en mesurant la probabilité en fonction de 30 désaccords Δ_R différents, pour en extraire le contraste des franges. Nous répétons cette mesure pour différentes densités \bar{n} , couvrant au total un ordre de grandeur de ce paramètre. Nous modifions la densité en modifiant le temps de chargement du MOT, entraînant une variation du nombre total d'atomes au début de la séquence d'interrogation. Nous avons par ailleurs vérifié que la température du nuage ne dépendait pas du nombre d'atomes préparés après le refroidissement évaporatif, dans la limite de précision de notre mesure. La densité la plus faible utilisée est $\bar{n} = 0,2$, ce qui correspond à $\omega_{\text{ex}}/(2\pi) = 1,5$ Hz et $\gamma_c = 0,4 \text{ s}^{-1}$.

Les résultats sont présentés en figure 7. Les différents jeux de données montrent une décroissance rapide

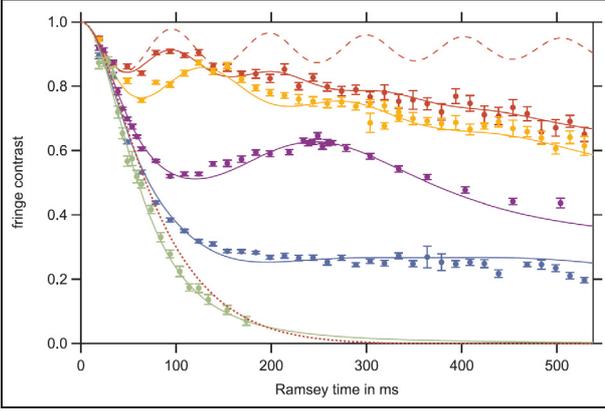


Fig. 7. – Deuxième expérience : Le contraste des franges de Ramsey est représenté en fonction du temps d’interrogation T_R pour une inhomogénéité de $\Delta_0/(2\pi) \approx 1,2$ Hz. De bas en haut, les différentes courbes de couleur correspondent à des densités $\bar{n} = \{0,2 ; 0,8 ; 1,1 ; 1,9 ; 2,6\}$ (ou de façon équivalente à des nombres d’atomes de $\{7,9 ; 28 ; 41 ; 70 ; 95\} \times 10^3$). Pour chaque \bar{n} , les données sont normalisées par le contraste initial pour $T_R = 0$. Les courbes en traits pleins correspondent à la solution numérique de l’équation cinétique (1), pour $\Delta_0/2\pi = 2$ Hz, $\omega_{ex}/(2\pi) = (4,5\bar{n})$ Hz et $\gamma_c/(2\pi) = (2,1\bar{n})$ Hz. La ligne rouge pointillée est le résultat du calcul pour $\bar{n} = 2,6$, à savoir la même densité que la courbe rouge en traits pleins, mais en résolvant l’équation cinétique pour $\omega_{ex} = 0$. La ligne en tirets rouges correspond quant à elle au calcul inverse, à savoir que l’ISRE est prise en compte, mais pas les collisions latérales $\gamma_c = 0$.

du contraste entre 0 et 50 ms. Pour $\bar{n} = 0,2$, il disparaît complètement pour des temps supérieurs à $T_R = 200$ ms. L’augmentation de la densité stabilise un contraste non nul au-delà de 200 ms, et entraîne des résurgences. De plus, le contraste s’améliore en augmentant la densité, indiquant clairement que l’effet est basé sur les interactions entre particules. Le temps de résurgence du contraste dépend également de la densité, avec $T_{res} \approx (-0,02 + 0,3/\bar{n})$ s. Cette valeur est en accord qualitatif (un facteur 2) avec l’estimation fournie par le modèle simple $2\pi/\omega_{ex} = (0,13/\bar{n})$ s.

3. Analyse théorique des expériences

3.1. Description du modèle

Afin d’interpréter plus finement ces résultats, nous utilisons maintenant un modèle plus évolué. Comme dans [17] et [18], le déplacement dans le piège est traité de façon semi-classique, et un traitement complet des variables de spin est inclus dans une équation cinétique pour un opérateur densité $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, caractérisé par le vecteur de Bloch habituel $\mathbf{S} = \text{Tr}(\hat{\rho}\hat{\sigma}/2)$. Les composantes vectorielles de \mathbf{S} et des matrices de Pauli pointent le long des trois vecteurs unitaires de la sphère de Bloch u_1^\perp , u_2^\perp et u^\parallel . Pour décrire l’espace des phases de l’oscillateur harmonique, nous n’utilisons pas les variables conjuguées habituelles $(x ; p_x)$, $(y ; p_y)$ et $(z ; p_z)$, mais plutôt les variables énergie-phase du type $E_x = (x^2 + p_x^2)/2$ et $\alpha_x = \arctan(p_x/x)$, où les différentes grandeurs sont normalisées en unité thermique (E_x en unité de k_bT , x en x_T et p_x en $m \cdot v_T$). Comme le mouvement dans le

piège est rapide devant les autres temps caractéristiques du problème, en particulier les dynamiques d’évolution des spins $\omega_{\{x,y,z\}} \gg \omega_{ex}, \Delta_0, \gamma_c$ nous prenons la moyenne de $S(\mathbf{E}, \alpha, t)$ sur les variables angulaires $\alpha = \alpha\{x ; y ; z\}$, pour obtenir une équation pour la densité de spins $S(\mathbf{E}, t)$, dans l’espace des énergies $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\{x,y,z\}}$ ². Cette description est directement inspirée de celle développée dans [15], mais elle a été ici généralisée à trois dimensions, en incluant l’effet des collisions latérales, se manifestant dans les équations comme un terme d’amortissement proportionnel à γ_c . A ce point du calcul, l’équation est encore anisotrope, \mathbf{E} dépendant de chaque direction i à travers le déplacement en fréquence $\Delta(\mathbf{E})$. Toutefois, sachant que $\Delta(\mathbf{r})$ présente un profil parabolique suivant la coordonnée radiale \mathbf{r} , $\Delta(\mathbf{E})$ se réexprime simplement $\Delta(\mathbf{E}) = \Delta_0 E$, une fois que l’on a effectué l’intégration sur les variables angulaires α et ne dépend plus que de l’énergie totale $E = E_x + E_y + E_z$. Cela nous permet d’écrire alors une équation d’évolution des spins isotrope en énergie :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \gamma_c (S(E, t) - \bar{S}(t)) \approx \left(\Delta_0 E u^\parallel + \omega_{ex} \int_0^\infty dE' \frac{E'^2}{2} K(E, E') S(E', t) \right) \times S(E, t) \quad (1)$$

où $\bar{S} = \int_0^\infty dE \frac{E^2}{2} e^{-E} S(E)$ est le spin moyen de l’ensemble, et $E^2/2$ est la densité d’états d’un oscillateur harmonique en 3D. De la transformation des variables positions \mathbf{r} et impulsions \mathbf{p} vers l’espace énergie \mathbf{E} et angle α , puis par le moyennage de la variable angulaire, le champ moyen de spin, initialement local en position, devient une interaction à longue portée dans l’espace énergie avec un noyau $K(E, E')$. En 1D, ce noyau peut être explicité simplement sous la forme $K(E, E') = \sqrt{\text{Max}(E, E')|E - E'|}$ [15]. En revanche, en 3D, l’interaction est également à longue portée, mais ne peut pas être explicitée simplement. Nous avons alors simplifié en considérant que la portée de l’interaction était infinie dans l’espace énergie $K(E, E') \approx 1$. Cette hypothèse, du fait que l’expression $\sqrt{\text{Max}(E, E')|E - E'|}$ est très lisse, se révèle être très bonne lorsqu’elle est testée en 1D. Nous signalons également que l’équation (1) ne prend pas en compte les pertes atomiques au cours de l’interrogation. Elle contient trois paramètres modifiables expérimentalement : l’inhomogénéité $\Delta_0(T, \bar{n}, \dots)$, le taux d’échange ISRE $\omega_{ex} \propto |a_{0,1}|\bar{n}$ et le taux de collisions latérales $\gamma_c \propto a_{01}^2 \bar{n} \sqrt{T}$.

3.2. Analyse des données expérimentales

Afin de vérifier l’adéquation de la théorie avec l’expérience, nous analysons dans un premier temps les données enregistrées pour la densité la plus faible $\bar{n} = 0,2$, dans laquelle l’ISRE et les collisions latérales sont négligeables ($\Delta_0 \gg \omega_{ex}, \gamma_c$). Dans ces conditions, l’équation cinétique peut être résolue analytiquement. Prenant

² Les différentes étapes de la dérivation seront données ailleurs.

comme condition initiale $S(E, 0) = u_1^\perp$, le contraste s'explique alors comme $|\bar{S}(t)| = (1 + (\Delta_0 t)^2)^{-3/2}$. L'ajustement des données expérimentales avec cette fonction permet d'extraire une valeur de $\Delta_0/(2\pi) = 2$ Hz, très voisine de la valeur attendue de $\Delta_0/2\pi = 1,2$ Hz. Nous résolvons alors (1) pour les autres densités : $\bar{n} = \{0,8 ; 1,1 ; 1,9 ; 2,6\}$. La valeur de Δ_0 est contrainte se trouver dans un intervalle de 5 % autour de la valeur de 2 Hz précédemment trouvée, $\gamma_c = 32 \sqrt{\pi}/3 a_{01}^2 \bar{n} v_T \approx 2,1 \bar{n} \text{ s}^{-1}$ est fixé à sa valeur théorique. En ajustant ω_{ex} légèrement en dessous de sa valeur théorique, $\omega_{\text{ex}}/(2\pi) = 0,6 \times (2\hbar a_{01} \bar{n}/m)$, le modèle reproduit bien les données expérimentales pour chacune des densités (lignes continues dans la fig. 7). La renormalisation du taux d'échange ISRE ω_{ex} par un facteur 0,6 résulte de la surestimation de l'effet de synchronisation à travers l'approximation de portée infinie du modèle.

3.3. Influence des paramètres expérimentaux sur l'effet de synchronisation des spins

Nous avons alors numériquement exploré l'influence des différents paramètres sur les résultats observés. En premier lieu, en annulant l'effet de l'ISRE $\omega_{\text{ex}} = 0$, le modèle prédit un temps de cohérence court et aucune résurgence du contraste (ligne pointillée sur fig. 7). Cette constatation constitue une preuve du fait que l'ISRE est effectivement à l'origine des résurgences du contraste observées. Ensuite, nous résolvons l'équation cinétique (1) en l'absence de collisions latérales, $\gamma_c = 0$: la ligne en tirets sur la figure 7 montre une chute initiale du contraste et une résurgence dans le temps, mais ce dernier continue à osciller périodiquement autour d'une valeur fixe. Les collisions latérales sont donc responsables d'un déphasage irréversible des spins et de la perte lente du contraste pour des temps d'interrogation longs. Nous attirons l'attention sur le fait qu'au contraire du mécanisme décrit dans [16], la synchronisation des spins ne résulte pas d'une simple compensation de l'inhomogénéité longitudinale de la fréquence $\Delta(E)u^\parallel$ par le champ moyen d'échange $S(E)$, étant donné que ces deux composantes sont orthogonales. En plus, alors que K. Gibble discute dans [29] d'effets d'inhomogénéité de la fréquence de Rabi pendant les impulsions $\pi/2$, nous nous sommes intéressés à des effets d'inhomogénéité de la vitesse de précession entre les impulsions de Rabi, pendant l'évolution libre des spins du nuage atomique.

De cette explication théorique, nous pouvons comprendre que la refocalisation des spins auto-induite et l'effet de synchronisation sont des propriétés relativement robustes, tant que l'inhomogénéité à compenser n'est pas trop importante. Dans la première expérience, une polarisation importante du nuage subsiste après plus de dix collisions modifiant l'orbite d'une particule. Cet effet doit intervenir également dans n'importe quel système où le taux d'échange ω_{ex} est grand devant le temps caractéristique de déphasage Δ_0 et le taux de collisions γ_c . Pour parvenir dans ce régime, on peut modifier ces différents taux via la dépendance en température de $\omega_{\text{ex}}/\gamma_c$, ou en utilisant des résonances de Feshbach dans des systèmes où l'inhomogénéité de la fréquence de transition est faible.

4. Conclusions

En conclusion, l'étude de la transition d'horloge dans un ensemble d'atomes piégés nous a permis de découvrir un nouvel effet de la physique quantique lié aux interactions entre les atomes. Contrairement au cas des atomes en vol libre, le piège permet d'atteindre un régime où les effets non-linéaires dominent l'évolution du nuage d'atomes froids, malgré la densité du nuage relativement modérée (10^{18} m^{-3}). Nous avons démontré que les interactions dans le piège permettent de surmonter et de compenser l'inhomogénéité de la transition d'horloge créée par le même piège. Ainsi des temps de cohérence vingt fois supérieurs à la prédiction théorique initiale ont été observés. Ceci implique une possible amélioration de la stabilité de l'horloge par quasiment le même facteur, sans augmentation du volume physique parcouru par les atomes. Grâce à ce résultat, une stabilité d'horloge proche de 10^{-13} à 1s est attendue.

De plus, l'effet découvert ici, reposant pour l'essentiel sur une propriété aussi générale que l'indiscernabilité des particules, devrait pouvoir être observé dans d'autres dispositifs à atomes piégés utilisés dans le domaine de la métrologie ou ailleurs. En effet le mécanisme que nous décrivons a été observé dans une expérience d'atomes piégés optiquement à l'Université d'Hanovre [30]. De ce fait, il est certain qu'un grand nombre d'expériences de physique quantique en profiteront, au premier rang desquelles les futures horloges optiques. L'expérience du LNE-SYRTE peut ainsi être vue non seulement comme une horloge compacte micro-ondes, mais aussi comme un dispositif permettant de tester des problématiques qui interviendront lors de l'interrogation optique d'atomes piégés dans un réseau lumineux. Nous prévoyons notamment d'étudier les éventuels déplacements de fréquence liés aux effets non-linéaires des interactions décrits ici et ainsi prédire quels effets systématiques devront être pris en compte lors de l'évaluation de l'exactitude des horloges. Enfin, l'applicabilité de cet effet pour des capteurs inertiels à atomes piégés est en cours d'étude.

Remerciements

Ce travail a reçu le soutien financier de l'Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF), par l'intermédiaire d'une bourse de recherche EURYI « *Integrated Quantum Devices* », de la Délégation Générale pour l'Armement (DGA) par le contrat 07.34.005, de l'ANR par le contrat ANR-09-NANO-039 ainsi que de l'Union Européenne par le financement du projet Euramet/EMRP-2010/IND-14.

Références

- [1] CLAIRON A., SALOMON C., GUELLATI S. et PHILLIPS W.D., "Ramsey resonance in a zacharias fountain", *Europhys. Lett.*, **16**, 2, 1991, 165.
- [2] BIZE S., GUENA J., ROSENBUSCH P., ROVERA D., ABGRALL M., SANTARELLI G., LEMONDE P., CHAPELET F., WOLF P., MANDACHE C., LUITEN A., TOBAR M., SALOMON C., CLAIRON A. et LAURENT P., « Réalisation et diffusion de la seconde au LNE-Syrte fondées sur l'utilisation d'horloges en fontaine atomique », *Revue française de métrologie*, **18**, 2009, 13.

- [3] LAURENT P., ABGRALL M., JENTSCH C., LEMONDE P., SANTARELLI G., CLAIRON A., MAKSIMOVIC I., BIZE S., SALOMON C., BLONDE D., VEGA J.F., GROSJEAN O., PICARD F., SACCOCCIO M., CHAUBET M., LADIETTE N., GUILLET L., ZENONE I., DELAROCHE C. et SIRMAIN C., “Design of the cold atom PHARAO space clock and initial test results”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **84**, 2006, 683-690.
- [4] TAKAMOTO M., HONG F.-L., HIGASHI R. et KATORI H. “An optical lattice clock”, *Nature*, **435**, 2005, 321-324.
- [5] BARBER Z.W., HOYT C.W., OATES C.W., HOLLBERG L., TAICHENACHEV A.V. et YUDIN V.I., “Direct excitation of the forbidden clock transition in neutral ^{174}Yb atoms confined to an optical lattice”, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 8, 2006, 083002.
- [6] LE TARGAT R., BAILLARD X., FOUCHÉ M., BRUSCH A., TCHERBAKO O., ROVERA G.D. et LEMONDE P., “Accurate optical lattice clock with ^{87}Sr atoms”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 13, 2006, 130801
- [7] KATORI H., TAKAMOTO M., PAL’CHIKOV V.G. et OVSIANNIKOV V.D., “Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap”, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 17, 2003, 173005.
- [8] HARBER D.M., LEWANDOWSKI H.J., MCGUIRK J.M. et CORNELL E.A., “Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas”, *Phys. Rev. A*, **66**, 5, 2002, 053616.
- [9] LEWANDOWSKI H.J., HARBER D.M., WHITAKER D.L. et CORNELL E.A., “Observation of anomalous spin-state segregation in a trapped ultracold vapor”, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 7, 2002, 070403.
- [10] DEUTSCH C., RAMIREZ-MARTINEZ F., LACROÛTE C., REINHARD F., SCHNEIDER T., FUCHS J.N., PIÉCHON F., LAOË F., REICHEL J. et ROSEBUSCH P., “Spin self-rephasing and very long coherence times in a trapped atomic ensemble”, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 2, 2010, 020401.
- [11] TREUTLEIN Ph., HOMMELHOFF P., STEINMETZ T., HÄNSCH T.W. et REICHEL J., “Coherence in microchip traps”, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 20, 2004, 203005.
- [12] LHUILLIER C. et LAOË F., “Transport properties in a spin polarized gas I”, *Journal de Physique*, **43**, 2, 1982, 197.
- [13] BASHKIN E.P., “Spin waves in polarized paramagnetic gases”, *ZhETF Pis ma Redaktsiiu*, **33**, 1981, 11.
- [14] DU X., LUO L., CLANCY B. et THOMAS J.E., “Observation of anomalous spin segregation in a trapped Fermi gas”, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 15, 2008, 150401.
- [15] DU X., ZHANG Y., PETRICKA J. et THOMAS J.E., “Controlling spin current in a trapped fermi gas”, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 1, 2009, 010401.
- [16] OKTEL M.Ö. et LEVITOV L.S., “Internal waves and synchronized precession in a cold vapor”, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 23, 2002, 230403.
- [17] FUCHS J.N., GANGARDT D.M. et LAOË F., “Internal state conversion in ultracold gases”, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 23, 2002, 230404.
- [18] WILLIAMS J.E., NIKUNI T. et CLARK Ch.W., “Longitudinal spin waves in a dilute Bose gas”, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 23, 2002, 230405.
- [19] NATU S.S. et MUELLER E.J., “Anomalous spin segregation in a weakly interacting two-component Fermi gas”, *Phys. Rev. A*, **79**, 5, 2009, 051601.
- [20] PIÉCHON F., FUCHS J.N. et LAOË F., “Cumulative identical spin rotation effects in collisionless trapped atomic gases”, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 21, 2009, 215301.
- [21] VAN KEMPEN E.G.M., KOKKELMANS S.J.J.M.F., HEINZEN D.J. et VERHAAR B.J., “Interisotope determination of ultracold rubidium interactions from three high-precision experiments”, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 9, 2002, 093201.
- [22] ROSEBUSCH P., “Magnetically trapped atoms for compact atomic clocks”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **95**, 2009, 227-235.
- [23] LACROUTE C., REINHARD F., RAMIREZ-MARTINEZ F., DEUTSCH C., SCHNEIDER T., REICHEL J. et ROSEBUSCH P., “Preliminary results of the trapped atom clock on a chip”, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, **57**, 1, 2010, 106-110.
- [24] BOHI P., RIEDEL M.F., HOFFFROGGE J., REICHEL J., HANSCH T.W. et Ph. TREUTLEIN, “Coherent manipulation of Bose-Einstein condensates with statedependent microwave potentials on an atom chip”, *Nat. Phys.*, **5**, 8, 2009, 592-597.
- [25] HÄNSEL W., HOMMELHO P., HÄNSCH T.W. et REICHEL J., “Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip”, *Nature*, **413**, 2001, 498-501.
- [26] RAMIREZ-MARTINEZ F., LOURS M., ROSEBUSCH P., REINHARD F. et REICHEL J., “Low-phase-noise frequency synthesizer for the trapped atom clock on a chip”, *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, **57**, 1, 2010, 88-93.
- [27] CHAMBON D., BIZE S., LOURS M., NARBONNEAU F., MARION H., CLAIRON A., SANTARELLI G., LUITEN A. et TOBAR M., “Design and realization of a flywheel oscillator for advanced time and frequency metrology”, *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 9, 2005, 094704.
- [28] REINAUDI G., LAHAYE T., WANG Z. et GUÉRY-ODELIN D., “Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms”, *Opt. Lett.*, **32**, 21, 2007, 3143-3145.
- [29] GIBBLE K., “Decoherence and collisional frequency shifts of trapped bosons and fermions”, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 11, 2009, 113202.
- [30] KLEINE BÜNING G., WILL J., ERTMER W., RASEL E., ARLT J., KLEMP C., RAMIREZ-MARTINEZ F., PIÉCHON F. et ROSEBUSCH P., “Extended Coherence Time on the Clock Transition of Optically Trapped Rubidium”, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 24, 2011, 240801.

Article reçu le 26 avril 2011, version révisée reçue le 2 août 2012.