

De L'interférence Stern Gerlach à L'effet Stern Gerlach

B. VIARIS DE LESEGNO, M. BOUSTIMI, J. CH KARAM,
F. PERALES, J. REINHARDT, J. BAUDON ET J. ROBERT

Laboratoire de Physique des Lasers, URA 75038 du CNRS,
Université Paris Nord, 99, Av. J. B. Clément 93430 Villetaneuse, France
Email : name@lpl.univ-paris13.fr

RESUME : Nous présentons quelques résultats obtenus en interférométrie atomique Stern Gerlach lorsque l'on emploie des profils de champs magnétiques inhomogènes. On montre, par une simulation numérique, comment la modulation interférentielle du jet atomique, confirmée expérimentalement, peut soit se maintenir soit disparaître en fonction de l'intensité de l'action du gradient de champ magnétique sur l'onde atomique. Quelques images présentent les premières vues de la modulation du profil d'un jet atomique par effet de masque interférométrique.

ABSTRACT : We present results obtained by atom Stern Gerlach interferometry using non uniform magnetic field profiles. A numerical simulation shows how the atomic beam modulation, experimentally confirmed, is maintained or disappears as a function of the intensity of the applied magnetic field gradient. First pictures exhibiting the transversal modulation of the atom beam profile by interferometric mask effect are shown.

1 Introduction

L'effet Stern Gerlach [1], un des piliers de la physique quantique, n'a été finalement qu'assez peu étudié expérimentalement sauf par quelques groupes[2]. La raison en est simple : les succès des techniques de résonance de Rabi [3] qui sont bien plus faciles à mettre en œuvre. Il est cependant remar-

quable de constater que l'imagerie par résonance magnétique correspond à un retour vers l'effet Stern Gerlach puisqu'en remplaçant les champs homogènes par des champs à gradients on devient capable de déterminer la structure spatiale des corps étudiés.

Dans les manuels de mécanique quantique la présentation de l'effet Stern Gerlach est toujours d'une simplicité désarmante qui masque les problèmes auxquels l'expérimentateur est immédiatement confronté lorsqu'il sort un tant soit peu du cadre strict de la répétition des expériences du passé. Ainsi lorsque l'on tente de réaliser une telle expérience avec des agrégats d'atomes magnétiques qui résistent aux méthodes de Rabi, on constate que l'on n'obtient pas la belle déviation symétrique des manuels en taches bien séparées (pas plus qu'on ne la trouve pour les expériences historiques d'ailleurs), mais on doit constater que en majorité les agrégats sont déviés d'un même côté, autrement dit qu'ils s'alignent pratiquement tous dans la position stable d'un petit aimant dans la direction du champ magnétique, alors que la déviation provient de l'effet du gradient de ce champ. Stern et Gerlach ont donc eu "un coup de chance" en tentant leur expérience avec un jet d'atomes d'argent d'énergie thermique, et ce coup de chance c'est l'existence de la quantification spatiale associée aux conditions qui la font apparaître.

L'effet Stern Gerlach a donc deux aspects, (i) l'un directement apparent c'est la déviation Stern Gerlach, (ii) l'autre sous jacent c'est le problème des transitions dans un profil de champ magnétique dont l'étude a été initiée par E. Majorana [4].

Pour étudier le plus complètement possible la dynamique d'une particule possédant un moment magnétique dans un profil de champ magnétique quelconque, l'idéal est d'employer un interféromètre de polarisation. Dès 1938, O. Frisch, H.von Halban et J. Koch [5] ont réalisé un tel dispositif avec des neutrons. La technique est ensuite restée dans l'ombre jusqu'à la proposition dans les années 1970 par F. Mezei [6] de la méthode d'écho de spin. Bien qu'ignorant alors les détails de cette histoire, mais forts de notre culture des problèmes de collision à plusieurs voies, notre groupe a proposé puis réalisé un interféromètre Stern Gerlach avec un jet d'atomes métastables d'hydrogène (réalisant un spin 1) rapides (10 km/s)[7] et nous avons depuis peu transposé la technique à un jet supersonique d'atomes métastables d'argon (réalisant un spin 2) [8].

Cet article est dédié à Georges Lochak qui a suivi de son œil de mécanicien ondulatoire ces expériences depuis quasiment leur début, puisque nous avons fait sa connaissance lors d'un séminaire pour la Fondation Louis de Broglie où nous exposons nos premiers résultats. Les réunions, au dernier

étage du bâtiment du bureau des longitudes et les congrès organisés à « Peyresq », qui ont suivi nous ont confrontés aux idées qui sous-tendent la mécanique ondulatoire que nous ne savons pratiquer qu'en tant que mécanique quantique basée sur l'équation de Schrödinger. Cela nous a évité cette incessante redécouverte de l'eau chaude qui accompagne l'histoire des praticiens de la mécanique quantique. Nous avons cherché les grandeurs caractéristiques de l'onde de de Broglie. Il faut ici remarquer que pour l'instant, malgré un usage répandu, enthousiaste mais exagéré, ce qui est dénommé "ondes de matière" ou "ondes de de Broglie" ne s'appuie que sur les caractéristiques de l'onde de Schrödinger, c'est à dire les seules propriétés d'enveloppe de l'onde de de Broglie. Georges, tu le sais bien, arriver à coincer la fréquence d'horloge de la particule n'est pas une mince affaire. Et quand bien même ce ne serait qu'une chimère, c'est en tout cas un formidable moteur pour chercher et trouver de nouvelles expériences, et nous te remercions de nous avoir transmis ton enthousiasme pour cette quête. Tu as su aussi nous aider matériellement et c'est grâce à toi que l'ALBAR a accordé une bourse de thèse à Julius Boevi Lawson Daku et à Mohamed Boustimi, ces thèses portant d'ailleurs en partie sur les effets transverses en interférométrie Stern Gerlach.

La structure de cet article est la suivante : le second chapitre donne, sans trop de formules, les quelques éléments de théorie qui permettent de comprendre la nature des signaux observables ou observés. Le troisième chapitre montre les résultats de quelques simulations lorsque l'on emploie des champs à gradient transverse dans l'interféromètre. Le quatrième chapitre présente quelques uns des résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur les interférences atomiques tant avec les atomes métastables d'hydrogène qu'avec ceux d'argon.

2 Eléments du calcul du signal

a) *Principe de l'interférométrie Stern Gerlach*

Dans son principe de base un interféromètre Stern Gerlach retrouve la même succession d'éléments qu'un interféromètre optique à polarisation. L'expérience est construite sur le passage d'un jet collimaté d'atomes (molécules, agrégats, neutres électriquement) porteurs d'un moment magnétique (qui dans les cas simples peu être confondu à un facteur près avec son spin total). Dans un premier temps ce jet est polarisé en spin, pour simplifier on

peut prendre la cas où tous les atomes se trouvent dans la même composante Zeeman par rapport à l'axe local du champ magnétique. Ce jet traverse ensuite une première zone de Majorana où une rotation rapide de l'axe du champ magnétique en champ magnétique faible crée une discontinuité de la direction de l'axe de quantification local et donc une première superposition d'états Zeeman. Cette région constitue la première séparatrice de l'interféromètre, de son contrôle dépend la qualité des interférences obtenues. On entre dans le cœur de l'interféromètre, une région où le champ magnétique (effectif) garde une direction constante. Les caractéristiques du champ employé se répercuteront très directement, comme le montre le calcul, sur le signal obtenu. Ensuite on renverse l'ordre des éléments, une seconde zone de Majorana produit une nouvelle superposition et « ferme » l'évolution en phase. A la sortie chacun des états Zeeman véhicule toute l'information de l'évolution dans l'interféromètre : Chaque amplitude sortante est constituée par une somme des amplitudes développées à l'intérieur de l'interféromètre. Il faut ensuite extraire cette information et c'est enfin un polariseur qui, sélectionnant un seul état Zeeman sortant, clôt la séquence des opérations cohérentes. Il ne reste plus qu'à détecter les atomes ayant survécu à tout cela. On obtient les interférences de deux manières, soit en enregistrant tous les atomes et en faisant varier l'intensité magnétique du champ du cœur, soit, dans le cas d'un champ à gradient transverse, en gardant l'intensité de ce champ fixe et en enregistrant les atomes sur un détecteur sensible à la position.

b) *Principe de la méthode de calcul*

Puisque nous sommes intéressés par la dynamique et les propriétés de cohérence, nous nous plaçons d'abord dans un cas pur. Il est ensuite toujours possible, une fois les équations résolues, d'effectuer la moyenne d'ensemble sur les paramètres définissant chaque cas pur. Notre point de départ est une onde monochromatique libre polarisée. Nous décomposons le problème de la propagation d'un atome rapide, de masse m , porteur d'un moment magnétique en deux problèmes : (i) la propagation d'une onde scalaire dans un milieu d'indice dont les paramètres sont, dans des régions successives bien définies, lentement variables à l'échelle de la longueur d'onde atomique, (ii) la détermination, dans ces régions successives, de l'indice correspondant à un potentiel effectif et à un axe de quantification local. Le raccordement entre ces régions est assuré par les conditions de continuité de la fonction d'onde et de ses dérivées, dans la limite d'approximations raisonnables.

La solution donnée au premier problème est obtenue avec la théorie de la diffraction de Kirchhoff en remplaçant le nombre d'onde k , qui est associé à l'énergie incidente par un nombre d'onde local, lentement variable à l'échelle de $2\pi/k$. Traduite en énergie, cette situation correspond à une énergie incidente grande devant l'énergie du potentiel magnétique. C'est bien le cas pour nos expériences où les énergies incidentes sont de l'ordre de l'électron Volt, les énergies magnétiques mises en jeu ne dépassent pas, et de loin, le dix millième de cette valeur. En fait nous recherchons ici des déviations Stern Gerlach "importantes" à l'échelle de la taille du jet d'atomes incident. Nous employons la méthode de Kirchhoff sur des rayons rectilignes reliant un point de la surface source à un point de la surface de détection : cela permet d'étendre à des ondes sphériques distordues la méthode eikonale dans la version de Glauber [9] sur des ondes planes distordues et donc d'étendre le domaine d'application de nos précédentes études [10]. L'emploi de rayons rectilignes prédéfinis par la géométrie rend particulièrement simple la résolution du problème de l'évolution du spin puisque l'on connaît d'avance le champ magnétique tout au long de ces trajectoires. Il devient donc possible de connaître les régions de transitions quantiques en étudiant le paramètre d'adiabaticité le long de ces trajectoires et aussi l'indice résultant de l'évolution dans les régions adiabatiques.

c) *Le calcul du signal*

Nous prenons pour fonction d'onde la fonction d'essai :

$$|\psi(\vec{r})\rangle = C \iint_S d^2s A(\vec{s}) \frac{1}{R(\vec{r}, \vec{s})} e^{ikR(\vec{r}, \vec{s})} \sum_M e^{i\varphi(k, M; \vec{r}, \vec{s})} |M, \vec{e}(\vec{r})\rangle$$

C est une constante de normalisation. L'onde incidente est $A e^{ikz} |M, \vec{e}_i\rangle$ où k est le nombre d'onde. Le vecteur \vec{s} repère un point « source » sur la surface S, \vec{r} est le point d'observation. On a : $R^2 = (\vec{r} - \vec{s})^2$. L'axe de quantification en \vec{r} est $\vec{e}(\vec{r})$. C'est par l'intermédiaire de la « phase » φ que l'on prend en compte l'action du potentiel par l'enchevêtrement du spin et du mouvement du centre de masse:

$$V(\vec{r}) = -g \mu_B \mathbf{B}(\vec{r}) \cdot \vec{J} = \Omega(\vec{r}) \vec{J} \cdot \vec{e}_B(\vec{r}),$$

où g est le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, \vec{J} le spin et \vec{e}_B le vecteur unitaire sur le champ magnétique local. Il s'agit maintenant d'évaluer φ le long d'un rayon rectiligne partant du point \vec{s} et aboutissant au point \vec{r} , rayon sur lequel un point courant est repéré par $\vec{R}(\vec{r}, \vec{s}, u) = (1-u)\vec{s} + u\vec{r}$, où $u \in [0,1]$. N et M désignant 2 états Zeeman, on obtient les $\varphi(N)$ (en notation simplifiée) en résolvant le système d'équations couplées suivant :

$$\partial_u \varphi(N) = \frac{\hbar}{v} \sum_M \langle M \vec{e}(u) | i v \partial_u + \Omega \vec{J} \cdot \vec{e}_B | N \vec{e}(u) \rangle e^{i(\varphi_M - \varphi_N)}$$

où $v = \hbar k/m$ est la vitesse atomique. Le problème est ici de découpler ces équations pour chaque rayon, presque partout, c'est à dire partout sauf en certains points ($u_1, u_2, \dots, u_i, \dots$) où se produisent des transitions entre états Zeeman. On y parvient en introduisant un champ effectif $\vec{B}_e(\vec{r}) = (g\mu_B)^{-1} \Omega_e(\vec{r}) \vec{e}_e(\vec{r})$, à déterminer, propre à éliminer les termes non diagonaux de l'opérateur $i v \partial_u + \Omega \vec{J} \cdot \vec{e}_B$.

Dans les cas simples, on s'arrange expérimentalement, pour limiter les zones de transition quantique à deux régions, l'entrée et la sortie de l'objet de phase. Alors pour un état entrant polarisé L suivant \vec{e}_i et analysée N suivant \vec{e}_f en sortie le signal obtenu au point \vec{r} est obtenu en prenant le module au carré de la fonction :

$$F(k; L, N, \vec{r}) = \sum_M \iint_S d^2 s A(\vec{s}) \frac{1}{R(\vec{r}, \vec{s})} e^{i k R(\vec{r}, \vec{s})} \langle N, \vec{e}_f | M, \vec{e}_e \rangle e^{i \varphi(M, k, R(\vec{r}, \vec{s}) / \hbar} \langle M, \vec{e}_e | L, \vec{e}_i \rangle$$

Le calcul du gradient de cette fonction permet de déterminer le courant arrivant en ce point.

Nous allons dans le chapitre suivant donner une illustration de cette méthode dans une version simplifiée et explicite.

3 Cohérence et décohérence naturelle par séparation SternGerlach

Pour examiner cette question sans introduire de complications inutiles, nous allons étudier le cas d'un gradient unidimensionnel en coordonnées cartésiennes, de la forme : $\vec{\nabla}B = G \vec{u}_x$, où G est une constante. Nous supposons par ailleurs que ce gradient agit sur un intervalle de longueur L le long de Oz , le point milieu de l'objet de phase se trouvant à mi distance entre source et détecteur, eux-mêmes séparés d'une distance D . Nous prenons comme fonction d'onde incidente un paquet d'onde polarisé (état propre de l'opérateur $\vec{J} \cdot \vec{e}_z(x)$ avec la valeur M), gaussien en x (la seule coordonnée transverse en cause), avec un écart-type ou largeur σ :

$$|\psi_M^i(x)\rangle = \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right] \exp(ikz) |M, \vec{e}_z(x)\rangle$$

Le polariseur et la première séparatrice ont préparé une combinaison linéaire des 3 états Zeeman (nous supposons ici un spin $J=1$). Après la seconde séparatrice et l'analyseur, l'atome se retrouve dans un état Zeeman unique, état sur lequel l'amplitude est une combinaison linéaire des 3 amplitudes déphasées émergentes. Pour simplifier nous prendrons égaux les coefficients de cette superposition cohérente. Il nous faut donc d'abord calculer l'amplitude au point P pour chacun des niveaux M , puisque, à chacun d'eux, va correspondre un déphasage magnétique différent :

$$\varphi_M = M_\varphi \approx M \frac{g\mu_B}{\hbar v} GLx$$

Ainsi l'amplitude parvenant au point P , après avoir transité dans l'objet de phase dans l'état Zeeman M s'écrit :

$$\psi_M(X) = C^{\text{ste}} D^{-1} \exp[i(kD + MaX)] \int_{-\infty}^{+\infty} dx \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2} + i\frac{k}{2D}(X-x)^2 + i\frac{Ma}{2}x\right]$$

où : $a = \frac{g\mu_B}{\hbar\nu} GL$, k est le nombre d'onde. L'intensité $I(X)$ au point P est proportionnelle à :

$$I(X) = |\psi_{-1}(X) + \psi_0(X) + \psi_{+1}(X)|^2$$

L'intégrale dans l'expression de ψ_M se calcule analytiquement. On obtient :

$$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{X - MX_0}{\sigma'}\right)^2\right] \exp\left[-\frac{i}{2}\left(\frac{X - MX_0}{\sigma'}\right)^2 \frac{k}{D}\right]$$

où : $\sigma'^2 = \frac{D^2 \sigma^{-4} + k^2}{k^2 \sigma^{-2}}$ et $X_0 = \frac{aD}{2k}$. On obtient donc la somme de 3

paquets d'onde. Leur largeur commune est $\sigma' > \sigma$: c'est l'élargissement standard du paquet gaussien. Ces paquets ont des centres situés en $X = -X_0, 0, +X_0$: cet effet provient de la déflexion magnétique, telle qu'elle existe dans l'expérience originale de Stern et Gerlach.

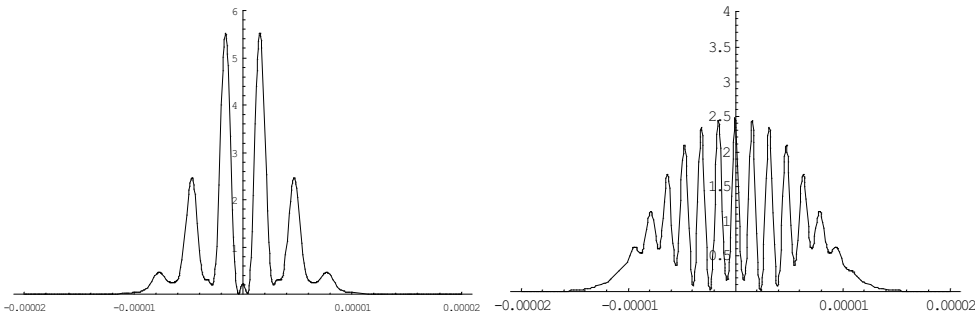


Figure 1a

Figure 2a

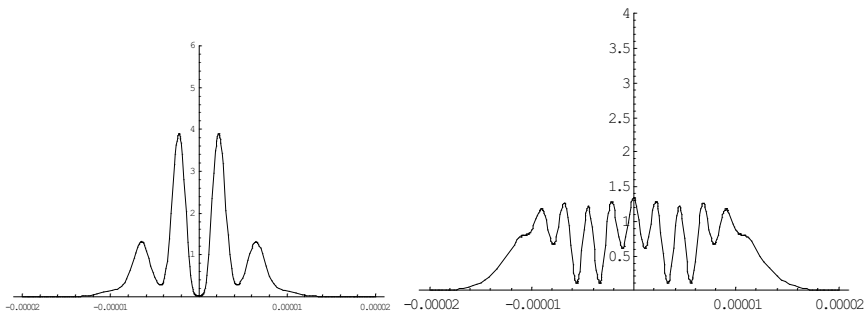


Figure 1b

Figure 2b

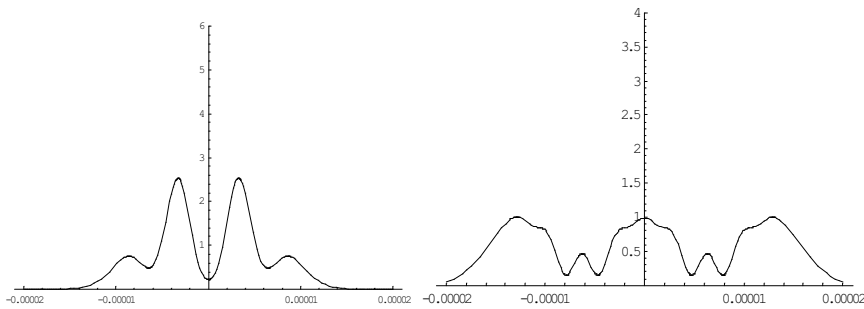


Figure 1c

Figure 2c

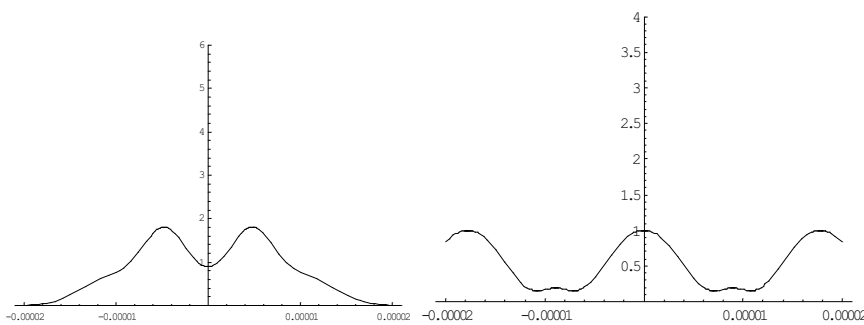


Figure 1d

Figure 2d

On peut constater en outre le résultat marquant suivant : la dépendance en D de la largeur σ' est hyperbolique, alors que celle de la déviation X_0 est linéaire, avec une pente proportionnelle au gradient G . Il en résulte, selon que le gradient est faible ou fort, un comportement très différent de la figure d'interférence quand la distance D s'accroît. Trois cas se présentent.

$\alpha < 2 / \sigma$, quel que soit D , on a : $X_0 < \sigma'$ et, si loin que l'on se place : il n'y aura jamais séparation des paquets d'onde,

$$\alpha > 2 / \sigma, \text{ pour une distance d'observation } D < \left(\frac{k^2 \sigma^4}{\frac{1}{4} a^2 \sigma^2 - 1} \right)^{1/2}, \text{ on a}$$

$X_0 < \sigma'$: les paquets ne sont pas séparés, $\alpha > 2 / \sigma$, alors si D est supérieur à la valeur précédente, on a : $X_0 > \sigma'$: les paquets sont séparés.

Les cas (a) et (b) conservent les interférences et donc la cohérence au niveau de la zone d'observation. Le cas (c) perd les interférences et donc la cohérence au niveau de la zone d'observation. On peut donc réaliser un passage continu d'une situation cohérente à une situation incohérente soit en augmentant la valeur du gradient en fixant D , soit en augmentant D lorsque la valeur du gradient réalise $\alpha > 2 / \sigma$.

La décohérence qui se manifeste ainsi peut être qualifiée de naturelle, elle n'exige pas d'interaction avec un ou des bains liés à l'environnement, c'est une conséquence directe de la théorie. Il n'est donc pas besoin d'invoquer l'existence de bains pour créer un phénomène de décohérence, si on comprend par ce terme la perte des franges d'interférences.

Bien évidemment l'interaction du système avec l'environnement existe toujours et la perte de cohérence qu'il peut provoquer est bien établie depuis fort longtemps, mais on montre ici qu'il n'est pas la seule cause de décohérence, ici les phases ne sont pas "brouillées" mais chacune des ondes secondaires arrive indépendamment sur la surface du détecteur.

Le cas d'un gradient faible est montré sur les figures 1(a-d) avec les : $\lambda = 0.2 \text{ \AA}$; $\sigma = 4 \text{ \mu m}$; $\alpha = 5$ et 10 m^{-1} ; D varie de 0.5(a) à 4 et 8 m(d). Les figures 2(a-d) correspondent, pour les mêmes valeurs des paramètres, à un gradient fort qui sépare les paquets.

4 Quelques résultats expérimentaux

Ces résultats ont été obtenus soit avec un jet thermique d'atomes d'hydrogène métastables ($J=1$) de vitesse moyenne d'environ 10 km/s et une dispersion des vitesses de 100%, soit avec un jet supersonique d'atomes

d'argon métastables ($J=2$) de vitesse moyenne d'environ 500m/s et une dispersion des vitesses de 10%.

a) *Une fente fixe devant le détecteur, avec les atomes métastables d'hydrogène*

Dans ces expériences, avec les atomes d'hydrogène métastables, dont le détail est décrit ailleurs[11] on a utilisé une petite fente rectangulaire dont la longueur parallèle à l'axe OX est de $a_0 = 4 \text{ mm}$ et la largeur de $b_0 = 0.8 \text{ mm}$ qu'on fixe tout près du détecteur. On observe en faisant varier la valeur du gradient une figure (figure 3) qui traduit la déflexion des fronts d'onde associés à chaque composante magnétique. Ce résultat correspond à celui de la figure 5, il en diffère parce que la distribution de vitesse est large et qu'ici les conditions d'interférence font que l'on obtient une frange brillante au centre, cette frange s'atténue à mesure que le courant I_A croît.

b) *Une fente mobile devant le détecteur*

Une deuxième expérience consiste à explorer directement le profil transversal en intensité à la sortie de l'interféromètre. La manière la plus commode d'obtenir ce profil serait d'utiliser un détecteur sensible à la position d'arrivée des atomes métastables comme, par exemple, une galette de multicanaux suivie d'une anode résistive. Un tel détecteur n'a pas pu être employé. En effet, la source employée produit de nombreuses et abondantes espèces détectables par un multiplicateur d'électrons. Il est donc indispensable d'utiliser une méthode de détection spécifique des atomes $H^*(2s)$ (transition $2s-2p$ induite par champ électrique puis détection du photon Lyman α émis lors de la transmission spontanée $2p-1s$). Nous avons employé une méthode très simple, mais nécessitant de long temps d'acquisition (environ 50 000 s). Elle consiste à déplacer devant le détecteur, le long de l'axe OY, par pas de $120 \mu\text{m}$, un diaphragme de petites dimensions ($a_0 = 110 \mu\text{m}$, $b_0 = 340 \mu\text{m}$). Le choix du courant I_A (1.5 A) qui détermine la taille de la frange centrale est alors une affaire de compromis : il doit être assez fort pour donner un spot notablement plus petit que le diamètre du faisceau, et assez faible pour que ce spot soit observable avec le diaphragme mobile utilisé. Dans un premier temps la figure d'interférence est centrée ($I_H = 0$). On observe alors le profil de la figure 4 (courbe continue), sur lequel apparaît une frange centrale brillante dont le diamètre est de 0.6 mm. Dans un deuxième temps nous avons décalé latéralement (le long de OX) la figure d'interférence en appliquant un courant Helmholtz $I_H = 26 \text{ mA}$. Avec cette valeur, le trou mobile doit passer, pour $y = 0$, sur la 1^{ère} frange sombre latérale Et c'est bien ce que l'on observe sur le profil obtenu (fig 4, ligne en pointillés).

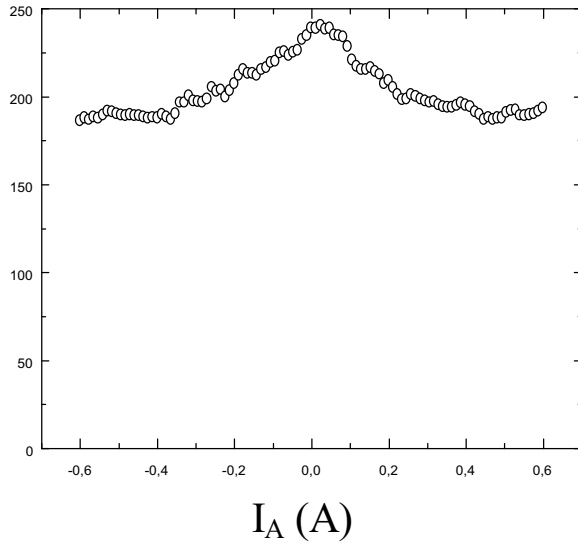


Figure 3: frange centrale brillante obtenue en balayant la valeur du gradient. On retrouve par le calcul, une courbe qui reproduit de manière satisfaisante cette expérience.

Sur ces deux profils on remarquera que le contraste est nettement inférieur à celui des figures d'interférence standard. Cette réduction est approximativement celle que l'on observe ici. En effet, l'étendue de la source bien qu'elle influence peu la géométrie des trajectoires et le paramètre d'adiabaticité, n'en introduit pas moins une dispersion du paramètre d'impact moyen. Pour un diamètre de la source de 0.6 mm, la figure d'interférence se trouve convoluée par une distribution, supposée gaussienne, de même largeur si l'on suppose que le point milieu entre source et détecteur est aussi le milieu de l'objet de phase. Le diamètre de la frange centrale étant lui même inférieur à 0.6 mm, cette convolution a un effet important puisqu'elle réduit le contraste d'un facteur 5.

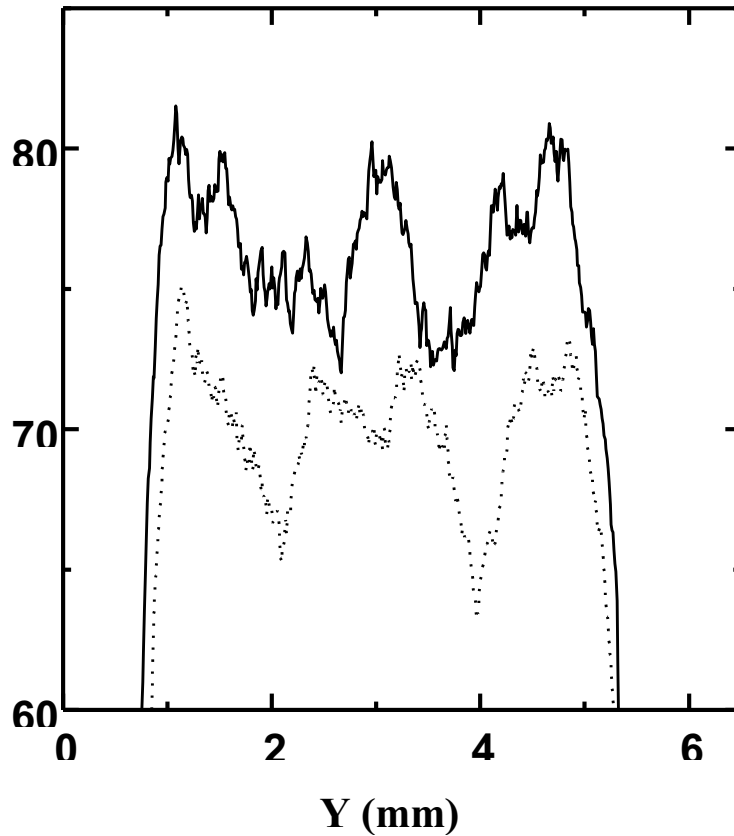


Figure 4: franges d'interférence obtenues pour $I_A=1.5$ A et deux valeurs différentes du courant Helmholtz $I_H = 0$ (courbe continue) et $I_H = 0.026$ A (courbe en pointillés). La fente microscopique se déplace le long de l'axe OY.

c) *Figures d'interférences obtenues avec un champ homogène ou à gradient et les atomes métastables d'argon*

Dans cette série nous avons repris les expériences précédentes avec un jet supersonique d'atomes d'argon métastables. Sur la figure 5, la courbe en traits plein correspond à une expérience d'interférence avec un champ homogène, la courbe en pointillés est réalisée avec un champ à gradient transverse

radial. La faible largeur de la distribution de vitesse diminue les effets de moyenne sur les figures d'interférence. Comme il se doit, en champ homogène, le nombre de franges obtenu est inversement proportionnel à deux fois la largeur de la distribution de vitesse longitudinale, ici on peut observer une vingtaine de franges, soit 10% pour $\Delta v/v$. La courbe en pointillé correspond à la convolution d'une partie de cette figure d'interférence par une fenêtre correspondant à la largeur du diaphragme d'entrée du détecteur.

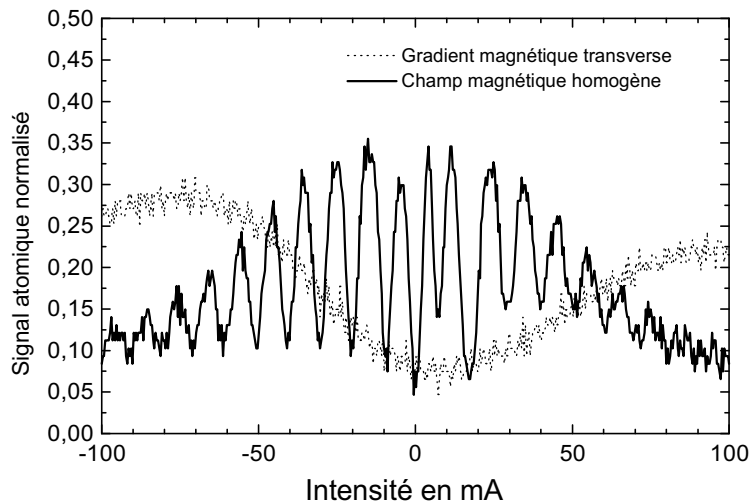


Figure 5, Interférences atomiques avec un jet d'atomes d'argon métastables.

Elle traduit indirectement, tout comme la courbe de la figure 3, la séparation des fronts d'ondes secondaires.

Afin de mieux visualiser ces phénomènes, nous avons enregistré directement tout le champ d'interférence grâce à un détecteur sensible à la position. La figure 6 présente une série d'images obtenues en combinant un champ à gradient, qui produit des anneaux, à un champ qui déplace dans son ensemble cette figure dans la surface du détecteur.

Sur l'image de droite on voit d'abord le centre des anneaux lorsque le champ homogène est nul, puis de droite à gauche on voit défiler les anneaux, lorsque le champ homogène déplace le point zéro du champ magnétique total.

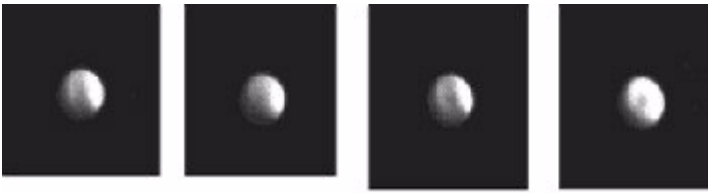


Figure 6 :Images obtenues avec un détecteur constitué d'une galette de micro-canaux ($\phi=10\text{mm}$) et d'un écran au phosphore. Un gradient radial est imposé, le balayage d'un champ magnétique transverse est effectué afin d'enregistrer un film vidéo. La figure en anneaux obtenue est caractéristique de la bonne résolution de vitesse du jet supersonique ($\delta v/v=8\%$).Le trou dans la distribution correspond à la ligne de champ nul du profil magnétique quadrupolaire

5 Conclusion

Nous espérons avoir montré que l'expérience historique de Stern et Gerlach, une fois associée à l'interférométrie de polarisation, tel le Phoenix, renaît de ces cendres. Les problèmes fondamentaux de toujours sont encore mieux pointés. Qu'est-ce « exactement » qu'une transition quantique, une évolution adiabatique, une propagation d'ondes atomiques? Nous avons les outils théoriques pour interpréter les résultats dans le cadre habituel, et pour prévoir de nouvelles expériences comme le passage à l'holographie par exemple. Des applications comme la gravure ou le dépôt d'atomes sur une surface sont attrayantes. Ce dispositif expérimental reste très simple, il nous permet de ne pas avoir à « couler » sous une haute technologie, presque tout est dans la simplicité du savoir faire. Arriverons nous à trouver le biais pour affiner cet « exactement », c'est une question « Pour l'Avenir ».

Remerciements

Les auteurs « senior » de cet article tiennent à remercier Christian Miniatura, un des co-inventeurs, Sylvie Le Boiteux, Georges Vassilev, Gabriel Rahmat, Valja Bocvarski, T. Durt et Sile Georaldin Nic Chormaic, Sylvain Feron, Julius Lawson Daku, Renaud Mathevet, Karine Brodski, Rosa Brouri doctorants qui ont travaillé dans notre groupe sur l'interférométrie atomique, de très près ou d'un peu plus loin et Martial Ducloy pour sa complicité.

Références

- [1] O. Stern und W. Gerlach ZS. F. Phys., **8**, 110 (1922)
- [2] M. Bloom and K. Erdman, Can. J. of Phys. **40**, 179 (1962)
- [3] N. F. Ramsey "Molecular Beams", Oxford University Press (1926)
- [4] J. Schwinger, Phys. Rev. **51**, 648 (1937) et références incluses
- [5] O.R. Frisch, H. von Halban Jr and J. Koch, Phys. Rev. **53**, 719 (1938)
- [6] M. DeKieviet, D. Dubbers, S. Hafner, F. Lang, et references incluses, 161, "Atomic and molecular beams, the state of art 2000" R. Campargue ed., Springer 2001
- [7] J. Robert, Ch. Miniatura, S. Le Boiteux, J. Reinhardt, V. Bocvarski and J. Baudon, Euophys. Lett., **16**(1), 29 (1991)
- [8] R. Mathevet, K. Brodski, F. Perales, M. Boustimi, B. Viaris de Lesegno, J. Reinhardt, J. Robert, J. Baudon, 81, "Atomic and molecular beams, the state of art 2000" R. Campargue ed., Springer 2001
- [9] R.J. Glauber, in *Lectures in Theoretical Physics*, vol.1 (1959, New-York : Interscience)
- [10] J. Robert, Ch. Miniatura, S. Nic Chormaic, B.J. Lawson-Daku, O. Gorceix, F. Perales and J. Baudon, J. Phys. II France, **4**, 2061 (1994)
- [11] M. Boustimi, V. Bocvarski, B. Viaris de Lesegno, K. Brodski, F. Perales, J. Baudon and J. Robert, Phys. Rev. A **61**, 033602 (2000)

(Manuscrit reçu le 5 décembre 2001)