

原子干渉計による超高感度・高精度物理計測

盛 永 篤 郎

Atom Interferometry with Cold Atoms for Precise Measurement

Atsuo MORINAGA

Principles, methods, results and recent developments of state-of-the-art atom interferometers with cold atoms are reviewed for precise measurements such as gyroscope, gravimeter and physical constants.

Key words: atom interferometry, cold atom, gyroscope, gravimeter, gradiometer, Newtonian constant of gravity, fine structure constant

1991年に原子干渉計の最初の実験¹⁻⁴⁾が報告されて以来、原子干渉計はいろいろな現象の検証、精密計測に用いられ、今日では先端物理学研究の重要な手段のひとつとなった。光の干渉計、中性子の干渉計に比べて同等またはそれ以上の正確さが得られるからである。その理由は、原子は可視光に比べて波長が短いこと、また、速度が遅いので摂動を長い時間受けることができることである。中性子に比べて強度が強く、また、冷却し空間に捕捉できる。原子には多数の状態があり多様な干渉計が開発できる。巨視的物体に比べて、原子をプローブとして使えば、装置間のばらつきがなく、環境による影響が少ないためなどである。

原子干渉計は、最初の報告の2つが回転角速度の測定³⁾と重力加速度の測定⁴⁾であったように、最初から高感度・高精度の物理計測装置として期待された。そのために冷却原子(温度 μK 、波長 nm)が用いられ、誘導ラマン光パルスを用いた原子干渉計が開発された⁵⁾。多大の努力は世紀の変わり目に結実し、さらにこれらの技術の新しい展開が試みられている。今日では、原子干渉計を移動体上や宇宙空間で実現しようという計画が進行している⁶⁾。

このような原子干渉計の解説には、冷却原子で最初に二重スリット実験⁷⁾を行った清水による総合報告がある⁸⁾。精密測定、情報処理への応用については中川⁹⁾、また、電

磁場と量子位相の測定については筆者の解説がある^{10,11)}。本解説では、高感度・高精度の物理測定に限定し、ジャイロスコープ、重力加速度定数の測定、重力勾配計、万有引力定数の測定、微細構造定数のための h/M の測定について、原理、方法、現状、動向についてまとめる。最初に、これらに用いられる誘導ラマン光パルス原子干渉計について説明する。次に、種々の精密計測への応用を述べる。

1. 誘導ラマン光パルス原子干渉計の原理

1.1 時間領域光パルス原子干渉計の原理

質量 M の2準位 $|a\rangle$ と $|b\rangle$ からなる原子が最初 $|a\rangle$ の準位にあるとする。この原子が2準位間の遷移に共鳴するコヒーレントな一定振幅の光パルスと相互作用すると2つの重ね合わせ状態に移るが、この割合は光パルスの振幅と時間の積により決まる。ちょうど存在確率が半分になる光パルスを $\pi/2$ パルス、完全に他方の状態に移るパルスを π パルスという。この相互作用を用いると原子干渉計を構成できる。基本構成を図1に示す。原子は最初 $|a\rangle$ にあり摂動のない空間に静止しているとする。この原子に z 軸方向に伝搬する共鳴 $\pi/2$ パルス光を照射する。この点をAとする。パルスと相互作用して原子は波束の半分を $|b\rangle$ に変える。この波束は波数 k の光の運動量も受け取るの

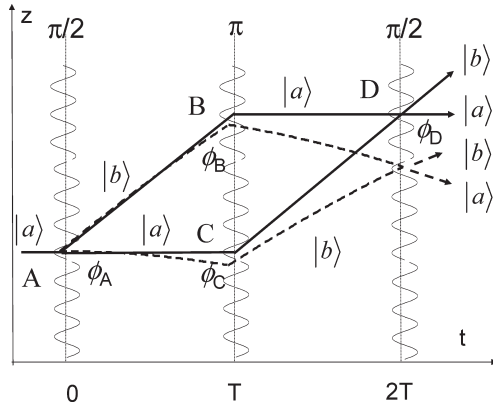


図1 時間領域光パルス原子干渉計.

で、 z 軸方向に速度 $v = \hbar k / M$ を得る。 T 時間後 $|b\rangle$ の波束は vT だけ z 軸方向に移動し点 B に移る。ここで2番目の π パルス照射すると、 $|b\rangle$ の波束は光の運動量を放出し $|a\rangle$ に戻る。一方、点 C にいる $|a\rangle$ の波束は $|b\rangle$ になり光の運動量を受け取る。さらに T 時間後2つの波束は点 D で重なる。再び $\pi/2$ パルス照射すると、それぞれの波束から $|a\rangle$, $|b\rangle$ の波束が生じ、それらは同一方向に進むので干渉する。このように、パルス間隔 T をもつ $\pi/2 - \pi - \pi/2$ パルス列と原子との相互作用で、時間領域にマッハ・ツェンダー型の干渉計が構成できる。

干渉の位相は、どちらかの状態の分布確率を測定することで求められる。原子の波動関数は時間依存シュレディンガー方程式

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \left[H_0 + \frac{\vec{p}_{op}^2}{2M} + V_I(\vec{r}_{op}, \vec{p}_{op}, t) + V_E(\vec{r}_{op}, t) \right] |\psi(t)\rangle \quad (1)$$

に従う。ここで、 V_E は光との相互作用、 V_I は

$$V_I = -M\vec{g}(t) \cdot \vec{r}_{op} - \vec{\Omega}(t) \cdot \vec{r}_{op} \times \vec{p}_{op} \quad (2)$$

で、第1項が重力場で g が重力加速度定数、第2項が回転場で Ω は回転の角速度である¹²⁾。

この干渉計で生じる位相差は次の3つに分けられる¹³⁾。

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{path}} + \Delta\varphi_{\text{laser}} + \Delta\varphi_{\text{sep}} \quad (3)$$

第1項は2つの波束の実際の行路差で、各行路はラグランジアンを時間積分して

$$S = \int_0^{2T} L[\vec{p}(t), \vec{r}(t)] dt \quad (4)$$

であるので、 $\Delta\varphi_{\text{path}} = (S_{\text{ABD}} - S_{\text{ACD}}) / \hbar$ で与えられる。摂動 V_I のないときは、対称な行路となり位相差はゼロである。式(3)の第2項はレーザー光との相互作用の間に原子が獲得する位相である。

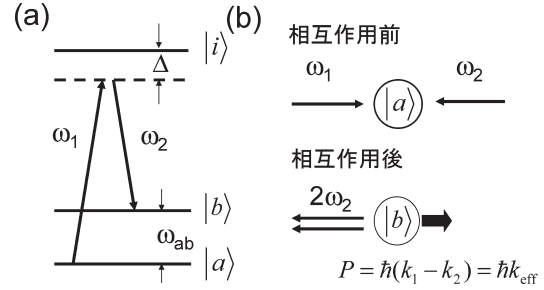


図2 速度選択誘導ラマン遷移.

$$\Delta\varphi_{\text{laser}} = \phi_A - \phi_B - (\phi_C - \phi_D) \quad (5)$$

で、 $\phi_i = kz_i - \omega t_i$ である。これも、行路が対称型の場合はゼロになる。第3項は出口ポートで2つの波束の重なり合いのずれで、一致の場合はゼロである。

1.2 速度選択二光子誘導ラマン遷移

原子干渉計に用いる2準位は1秒程度の長い時間安定であることが望まれる。アルカリ原子の基底超微細準位はそれに適している。この2準位間のエネルギー差は Na で 1.71 GHz, Rb で 6.84 GHz, Cs で 9.19 GHz である。これらは一光子マイクロ波遷移で励起できるが、二光子誘導ラマン遷移を用いても励起できる^{1,5)}。誘導ラマン遷移は通常 D_2 遷移を用いて、図2のように、上の許容準位から Δ 離調した2周波数 ω_1, ω_2 を照射することで、仮想準位を経て2準位間に生じる遷移である。共鳴は

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{\text{hts}} + k_{\text{eff}}v + \hbar |k_{\text{eff}}| / 2M + \delta^{\text{ac}} \quad (6)$$

で、2周波の周波数差は近似的に超微細間の周波数差となる。許容遷移から大きく離調することで、自然放出の効果は無視でき2準位系として考えることができる。この2周波は通常1台のレーザー周波数から電気光学結晶などを用いて超微細周波数だけ離れた周波数を発生させて作成する。したがって、この遷移はレーザー周波数のゆらぎによらず、電気光学結晶に印加する安定な rf 発振器の周波数で精密に制御できる。

さらに、 ω_1 と ω_2 の周波数を対向する方向から原子に照射する場合は、原子の速度によるドップラー効果が増大される。例えば、Cs 原子の速度が 3 cm/s の場合、一光子遷移のドップラーシフトは 1 Hz に過ぎないが、誘導ラマン遷移では 70 kHz になる。そのため、光の進行方向に動いている原子と共鳴させるためには2周波の差周波数を超微細間の周波数よりその分シフトする必要がある。そのため速度選択誘導ラマン遷移という。また、このような対向する誘導ラマン遷移で、原子は2光子の吸収放出を通して $k_{\text{eff}}\hbar \approx 2k\hbar$ の運動量を得る。Na 原子で 6 cm/s の速度、

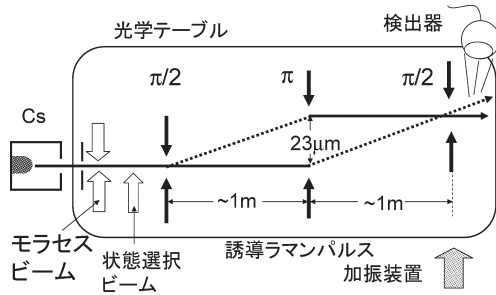


図3 原子干渉計方式ジャイロスコープ¹⁷⁾。

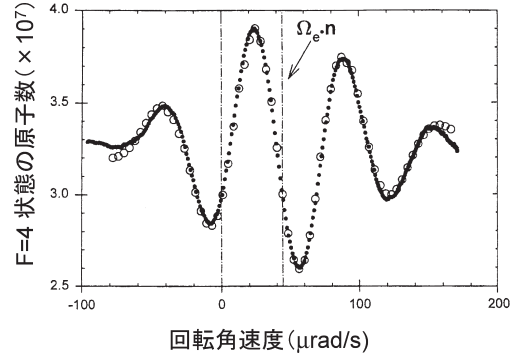


図4 干渉縞と地球の回転角速度 (T. L. Gustavson *et al.*, Phys. Rev. Lett., 78 (1997) 2046 から引用)。

Cs 原子で 0.7 cm/s である。これに対して、同一方向から ω_1 と ω_2 を入射する場合、ドップラー効果が小さく、かつ、 $k_{\text{eff}} \approx 0$ であるので、原子の波束はほとんど分離しない¹⁰⁾。

アルカリ原子は D_2 遷移を使って容易に冷却・捕捉でき、光モラセス (磁場を遮断し、共鳴から離調した弱い定在波光場。この中で原子は反跳限界温度程度まで冷却される) 中で Cs 原子は $1 \mu\text{K}$ まで冷却できる。その速度は約 1 cm/s である。Cs 原子の D_2 線の波長は 852 nm 、基底超微細準位の量子数は $F=3$ 、 $F=4$ である。多くの実験では、さらに磁場にほとんどよらない $F=3$ 、 $m_f=0$ (以後 $|3,0\rangle$) と $F=4$ 、 $m_f=0$ ($|4,0\rangle$) の磁気量子間の時計遷移が用いられる。Cs 原子のこの遷移は現在の秒の単位を定義する遷移で、周波数は定められている。磁気シールドがなされた干渉計部には一様磁場が印加されることで、 $m=0$ 準位以外の準位は誘導ラマン光と共鳴しない。

2. 精密物理計測

2.1 ジャイロスコープ

干渉計を回転すると角速度 Ω に応じて干渉の位相が変化する。これはサニャック効果として知られており、その大きさは $\Delta\phi = (4\pi/\lambda v) \vec{\Omega} \cdot \vec{A}$ で与えられる¹⁴⁾。ここで、 A は干渉計の行路で囲まれた面積、 λ は波長、 v は速度である。これを用いて、地球の回転角速度の測定や慣性空間に対する回転センサーであるジャイロスコープ装置が作られる。現在最高の感度はリングレーザージャイロで実現されている¹⁵⁾。これに質量 M の物質波を用いると周波数 ω の光に比べて、 $Mc^2/\hbar\omega \sim 10^{11}$ の感度増が期待される。すでに中性子干渉計を用いて実験がなされているが、1991年 Riehle らは Ca 熱原子ビームを用いた微小の面積 10^{-2} mm^2 のラムゼー・ボデー型原子干渉計で最初の実験を行った³⁾。光ファイバーで光源につながれた小型の原子ビーム装置が載るテーブルを 10^{-2} rad/s で回転し 1 kHz 程度の共鳴周波数シフトを観測した。その後、Pritchard らの

グループは速度選択した原子ビームと回折格子で構成した面積 16 mm^2 の原子干渉計を用いて地球の回転に相当する $\Omega_e = 7.3 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$ の回転を積算時間 1 s で $42 \text{ m}\Omega_e$ の不確かさで測定した¹⁶⁾。これを 1997 年 Gustavson らは冷却原子と速度選択ラマン原子干渉計を使って、短期安定度がリングレーザージャイロに匹敵する実験を行った¹⁷⁾。

実験装置図を図3に示す。Cs オープンから射出された原子は 1 mm にコリメートされ二次元モラセスで横方向の速度が 10 cm/s に冷却された。縦方向に最速速度 290 m/s をもつ毎秒 6×10^8 個の原子は最初 $|3,0\rangle$ に初期化され、間隔 1 m で配置された3組の対向する誘導ラマン光と垂直に相互作用する。これらのパルスは最速速度の原子に対し $\pi/2$ 、 π 、 $\pi/2$ のパルス面積である。最初のレーザー光と相互作用して励起される $|4,0\rangle$ の状態は反跳速度 7 mm/s を得る。中央で2つの波束の分裂は平均 $23 \mu\text{m}$ で、このとき作られる干渉計の面積は約 22 mm^2 になる。ラマン光と相互作用後、 $|4,0\rangle$ に遷移した原子に共鳴光を照射し蛍光を観測することで遷移確率を測定する。3番目のラマン光の位相を変化し約20%のコントラストの干渉縞が得られている。図4は3つのラマン光の載るテーブルに水平方向に正弦振動を与え、振動計で測定した角速度に対する干渉縞を表している。1点が 800 ms の積算で、得られた S/N 比から短期感度は $2 \times 10^{-8} \text{ (rad/s)/}\sqrt{\text{Hz}}$ になる。これは現状のリングレーザージャイロより2桁よい。大きな回転率でコントラストが消失するのは原子が縦方向にマクスウェル・ボルツマン速度分布をしているため分散によりコヒーレンスを失うためである。それゆえ、フリンジの包絡線のピーク位置が慣性系の静止位置を示す。与えた角速度が地球の回転角速度に相当し、その値は $45 \pm 3 \mu\text{rad/s}$ になる。実験場所の緯度からの計算値は $44.2 \mu\text{rad/s}$ であるのでよく一致している。

ジャイロスコープの応用である地球規模航行システムや

測地上の利用は、地球の回転測定ゆらぎは1か月にわたって $1\mu\text{deg/h}$ のレベルであることを要求している。このような長期安定度に応えるシステムを開発する試みがなされている¹⁸⁾。また、3軸の回転と加速度を単一のレーザービームで同時に測定できるパタフライ配置の冷却原子干渉計が実験され、角速度として $1.4\times 10^{-7}\text{rad/s}$ が得られている¹⁹⁾。また、宇宙空間での応用を目的に BEC 原子によるコヒーレント物質波慣性センサーが議論されている²⁰⁾。

2.2 重力加速度計

重力加速度定数の絶対測定は今日真空中でコーナーキューブプリズムを自由落下させ、移動距離をレーザー干渉計で精密に測定する方法で行われ、15秒ごとの測定で 2×10^{-9} の不確かさで測定がなされている²¹⁾。落下方法に特別な工夫がなされ、世界的に広く普及しているのが Faller の開発した FG5 で、それが事実上世界標準といっても過言ではない²²⁾。しかし、大きさのある巨視的物体を姿勢制御しながら落下させ捕まえるという過程を繰り返すよりは、原子のような量子を捕まえ落下させる方法がより確実であることは間違いない。

1991年 Kasevich と Chu は、Na 原子を用いた重力加速度定数測定最初の報告を行った^{4,5)}。その精度は1000秒の積算時間で 3×10^{-6} であった。その後、Chu らは μK まで冷却できる Cs 原子を用いて行い、2001年には古典的物体と量子物体の等価原理を 10^{-9} で証明し、Faller の装置を上回る正確さが得られることを報告している^{23,24)}。

図1において、位置に依存しない重力場を $-z$ 軸方向に仮定して考えると、重力加速度を受け原子は破線のような放物運動をすることになる。その場合も2つの行路の間に位相差は生じない。しかし、光の位相差は重力のないときと比べて、

$$\Delta\varphi_{\text{light}} = -gk_{\text{eff}}T^2 \quad (7)$$

異なることになる。誘導ラマン干渉計では上下方向から ω_1, ω_2 の光を照射して遷移を起こす。原子は時間とともに速度が $-gt$ ずつ減少するので、共鳴させるためにはドップラー効果分レーザー周波数を静止原子の共鳴周波数から変化させねばならない。そのため、レーザー周波数は βT で一定の周波数掃引を行う。そのとき、

$$\Delta\varphi_{\text{light}} = (\beta T - gk_{\text{eff}}T^2) \quad (8)$$

となる。これから、位相差が除去できる掃引周波数を得ることで、 $g = \beta / (k_{\text{eff}}T)$ と求められる。より正確には、重力加速度の大きさは z 方向に比例定数 γ で線形に依存する。それを考慮し、位置 z_0 、初速度 v で打ち上げられた原子の行路の軌跡が図5(a)である。このとき、 $2T$ 後の

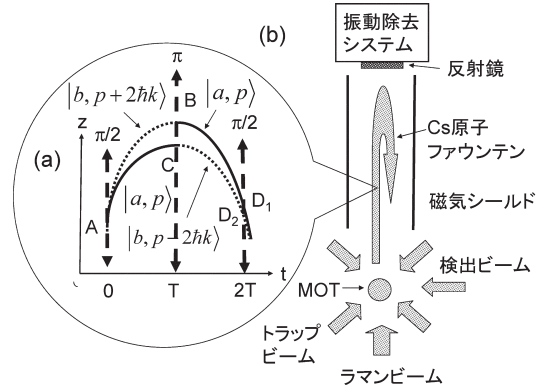


図5 (a) 原子ファウンテン誘導ラマン干渉計、(b) 原子干渉計方式重力加速度計²³⁾。

それぞれの行路の位置にはずれが生じる。これによる重力加速度の補正は、一次近似で $\gamma\{(7/12)gT^2 - v_0T - z_0\}$ で与えられ、実際 10^{-9} で測定するときには補正される必要がある。

Chu らの実験概略図を図5(b)に示す。約 5×10^8 個の Cs 原子が直径5mmに磁気光学トラップされ、その後ムービング光モラセスを使い垂直に300cm/sで打ち上げられる。原子はトラップの上46cmで頂点に達し、落下する。打ち上げられた原子の温度は $1.5\mu\text{K}$ であった。打ち上げ中に、原子は500mGの垂直磁場中で $|3,0\rangle$ 状態に初期化され、上下方向から誘導ラマン光で照射される。ラマン光の周波数はドップラーシフトを打ち消すため $\sim 23.0\text{MHz/s}$ で掃引された。検出は最初 $F=4$ の原子数を計測、次に $F=3$ の原子を $F=4$ に遷移させ、総原子数を検出し遷移確率を求める。下から入射するラマンビームは上部に配置された鏡で反射して折り返すが、このとき、鏡の振動で、周波数シフトが生じる。このため、鏡の振動除去や光学テーブルの安定化に工夫がなされている。最終的には、振動制御システムを用いて、垂直方向の共振周波数を0.02Hzにすることで、0.01Hzから10Hzの振動を2桁低く抑えている。

$T=160\text{ms}$ で65%のフリンジコントラストが得られ、繰り返しは1.3秒で行われた。分解能は測定ごとに 2×10^{-8} 、1分の積算で 3×10^{-9} であった。図6は2日にわたる1分の積算の重力加速度の変化を示していて、標準潮汐モデルの結果と2日の積算時間での不一致度は 1×10^{-10} に相当する。鏡を落下する絶対重力計の g 値と比較した結果、 $(7\pm 7)\times 10^{-9}g$ の違いで一致し、巨視的物体と量子物体の等価原理を検証した。また、1分の積算でのばらつきは原子干渉計のほうが4分の1であった。この装置の系統誤差として、acシュタルク、二次ゼーマン、冷却原子

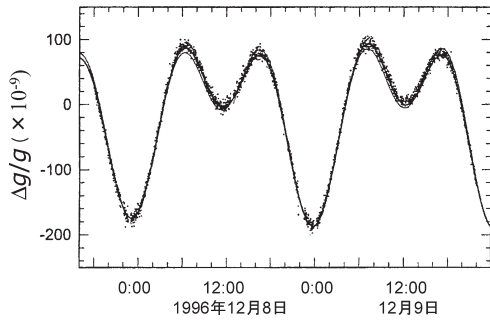


図6 重力加速度の連続測定例 (A. Peters *et al.*: Nature, 400 (1999) 849 から引用).

衝突, セシウム D_2 線の波長, アライメント, 周波数制御, ラマンパルスのタイミング, 地球の回転によるコリオリ力によるサニャック効果, 測定環境が評価された. サニャック効果の大きさが $10^{-9} g$ の測定に影響しないためには原子は初期位置から 610 ms の全フライト時間内に $52 \mu\text{m}$ 内に戻る必要があるが, 現在 2×10^{-9} の不確かさとなり今後の研究課題になっている.

重力加速度定数の測定は, 日本では電気通信大学の中川らにより Rb 原子での測定が試みられた⁹⁾. また, 打ち上げ方式ではなく自由落下で測定する方法で不確かさを改善する提案もなされている²⁵⁾. 等価原理については, 原子干渉計の方法は異なるが, Hänsch らのグループは ^{85}Rb と ^{87}Rb の $\Delta g/g$ を $(1.2 \pm 1.7) \times 10^{-7}$, 異なる超微細構造状態間で $(0.4 \pm 1.2) \times 10^{-7}$ であることを証明した²⁶⁾. このような重力加速度測定の研究は, 次の重力勾配計や万有引力定数の測定に発展していった.

2.3 重力勾配計

重力加速度は位置によって異なるので, 重力勾配を測る重力勾配計の開発は地球物理学の研究, 地底の鉱物探査のために重要である. 現在の可搬型の装置にはスプリング方式が, 高感度装置として超伝導変換素子を使った装置がある. 原子をプローブに用いる利点は巨視的物体の構造に絡んだ系統誤差がないことである. このような原子干渉計を用いた絶対重力計のアイデアは重力加速度計の研究に携わった Kasevich らにより実現した²⁷⁾. それは2つの重力加速度計を用いるのではなく, 図7 (a) のように, 高さの異なる2か所の位置で冷却原子を捕捉, それらを同一の光源で照射し2つの重力加速度計を構成したものである. 2つの干渉の位相差では, 共通の雑音が除去されるので, 重力差が精度よく測れる特徴をもつ.

Cs 原子は垂直方向に 1.4 m 離れた2か所で磁気光学トラップされた後, それぞれ, 1.5 m/s の速度で打ち上げられ, $F=4$, $m_F=0$ に初期化され, 12 cm の高さの放物軌

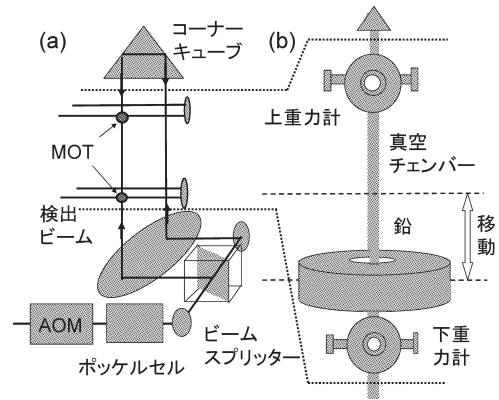


図7 (a) 原子干渉計方式重力勾配計²⁷⁾, (b) 原子干渉計方式万有引力測定装置³²⁾.

道が作られる. 重力加速度計同様に誘導ラマン遷移の $\pi/2 - \pi - \pi/2$ パルス列が干渉計を構成する. 周波数・位相・出力同調のためのダブルパス音響光学結晶と偏光操作のポッケルセルを通過したラマンビームは偏光ビームスプリッターで2つの直交偏光に分けられる. 2つのラマンビームは真空チェンバー内を平行に 2 cm 離れて垂直に伝搬する. 片方のビームが原子集団の軸に一致する. 2つの原子集団を通過した後, コーナーキューブ反射鏡で2つのビームは位置を入れ替えて反射する. この方法で, 定在波にはならず, 共軸反射に比べて自然放出は半分に減じられる. 使用されたラマンビームの偏光をポッケルセルで90度回転することで, 有効ラマン波数ベクトルの向きを反転できる. これにより重力位相シフトを2倍にし, かつ, 系統誤差を消去できる. パルス間隔 T は 157.5 ms で, サイクル時間は約1秒が用いられた. コーナーキューブを振動制御システムに保持することで干渉縞を観測でき, 差動加速度感度は $\sim 4 \times 10^{-9} g/\text{Hz}^{1/2}$ であった. これを 10 m の間隔にスケールアップすると, $4 E/\text{Hz}^{1/2}$ ($E=10^{-9} \text{s}^{-2}$) の重力勾配感度と推定される. さらに多重パルス法で高感度化できると結論している²⁸⁾. このような冷却原子を用いた重力勾配計を宇宙の微小重力空間で使用する装置を開発する計画が米国ジェット推進研究所などで計画され, 現状 $30 E/\text{Hz}^{1/2}$ が得られている²⁹⁾. 最近 Kasevich のグループはりんご箱程度の原子ファウンテン装置を開発, それを横方向に 1 m 離して2個配置したものをキャンピングカー程度のトラックに積載した. 実際にトラックを 20 m ほど移動させて 250 E の重力勾配の変化の観測を行った.

2.4 万有引力定数の測定

万有引力定数 G はキャベンディッシュの実験から 200 年が経つが, その力の弱さから精度はそれほど改善されていない. 2000 年に Gundlach らは, 新しいねじり秤法を用

いてこれまでより1桁小さい 14×10^{-6} の不確かさで測定した³⁰⁾。これを受けて、2006年度のCODATA推奨値は $6.67428(67) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ と決められた³¹⁾。これらの測定の多くがねじり秤でなされているので、これを他の方法で精度よく検証することは価値がある。

万有引力定数 G を原子干渉計で測ろうという考えは、重力勾配計を考案した Kasevich により考案され、その結果が2007年の Science 誌に掲載された³²⁾。アイデアは図7(b)の2か所の重力勾配計の間に質量物体を置き、重力勾配計の値の変化から G を測定するものである。彼らは1.347 m 離れた2か所にセシウム原子をトラップし、12 cm の放物軌道に打ち上げ、同一の光源からの誘導ラマンパルスで重力勾配計を構成した。しかしながら $5 \times 10^{-7} g$ 以上の環境ノイズがフリンジを消去させたので、2つの重力勾配計からのデータが楕円を描くことを利用して個々の雑音データを解析する手法を開発した³³⁾。この楕円率が重力勾配位相差に比例する。540 kg の鉛の円筒状の質量が下の重力勾配計の頂点近くと中心より上28 cm の位置に交互に置かれて測定がなされた。2つの位置で差をとることで鉛の位置によらない系統誤差が取り除かれた。鉛による2つの干渉計での加速度変化は $3 \times 10^{-8} g$ であった。鉛の質量分布からのポテンシャルを使って全位相差を求めたモデルと実験値を比較し、また初期位置を変えた結果を使って、万有引力定数 G は $6.693(27) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ と求められた。主要な系統誤差は原子の初期位置と速度で、これらが系統不確かさを 3×10^{-3} に制限している。

イタリアのフィレンツェ大学のグループは、Rb 原子を使い306 kg の質量の置き方に工夫をして $6.64(6) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ の値を得ており、位置に対して1 mm、速度に対して5 mm/s の不確かさの原子に対し 10^{-4} の不確かさで測定できることを予想している³⁴⁾。このほか、Kasevich らは原子干渉計を使い一般相対論の検証を実験室レベルで行うことを提案している³⁵⁾。また、 r^{-2} の法則の検証も試みられている³⁶⁾。最近 Kasevich らは Rb 同位体原子間の等価原理を 10^{-15} で検証する目的で10 m の高さの原子ファウンテン装置を作製したところである。

2.5 h/M の測定

微細構造定数 α はこれまで電子の g 因子の測定などから精密に求められ、2006年CODATA推奨値は $7.2973525376(50) \times 10^{-3}$ と決められ、その不確かさは 0.7×10^{-9} である³¹⁾。これにより量子電磁気学理論と精密な検証が行われている。一方、微細構造定数は

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m_p}{m_e} \frac{M}{m_p} \frac{h}{M} \quad (9)$$

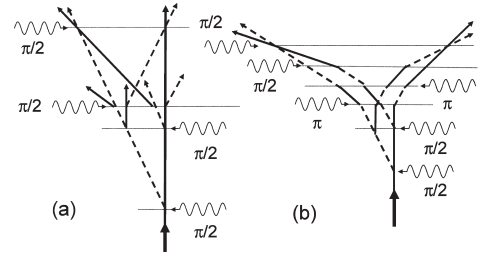


図8 (a) $\pi/2$ - $\pi/2$ - $\pi/2$ - $\pi/2$ パルス原子干渉計, (b) 反跳シフト測定用原子干渉計³⁸⁾。

の関係で h/M と関係する。最初の3つの量は非常によい精度で決められているので、 h/M を正確に測定すれば、新たな方法での微細構造定数の検証ができる。最近の中性子干渉計の測定では h/M_n から α を 3.4×10^{-8} の不確かさで求めている³⁷⁾。

Chu らは1993年に原子の光の吸収による反跳周波数シフト $\omega_{\text{rec}} = 2\hbar k^2/M$ を精密に測り、 h/M を決定することを計画した³⁸⁾。これは、 $\pi/2$ - $\pi/2$ - $\pi/2$ - $\pi/2$ パルス列でラムゼー・ボデー型の原子干渉計を構成すると、図8(a)のように2つの干渉計が構成^{10,12)}できるが、それらの共鳴周波数シフトの差として測定できる。しかし、1個の光の吸収の反跳周波数は小さいので、多数個の光子を吸収させて測るというアイデアである。そのため、図8(b)のように、2番目と3番目の $\pi/2$ パルス間に π パルスを N 個照射することで、リコイル周波数を $(N+1)\omega_{\text{rec}}$ 倍にした。このとき、位相シフトは

$$\Delta\varphi = -8(N+1)(\omega_{\text{rec}} - \omega_{\text{fixed}})T - 4k_{\text{eff}}|\langle\delta g\rangle|(T+T')T \quad (10)$$

で与えられる³⁹⁾。ここで、 ω_{fixed} は局所発振器で使われた周波数である。第2項の $\langle\delta g\rangle$ は2つの干渉計の平均重力加速度差で、 T' は2番目と3番目の $\pi/2$ パルス間の時間である。

実験はCs原子ファウンテンを用いて行われ、原子への運動量の付加は断熱的手法を用いて行われた⁴⁰⁾。30 π パルスで2つの干渉計は120光子の運動量によって分離された。種々の系統誤差が解析された結果、 h/M_{Cs} を 3.2×10^{-9} の不確かさで決定した。その結果微細構造定数を 7×10^{-9} の不確かさで求めた⁴¹⁾。フランスのグループは冷却Rb原子を用いてブロッホ振動で1780のリコイルを付加した実験を行い、 6.7×10^{-9} で微細構造定数を決定している^{42,43)}。これらの微細構造定数値は不確かさの範囲でCODATA値に一致している。最近、Chu らは多光子ブラッグ回折を利用した原子干渉計で微細構造定数の値を 0.5×10^{-9} まで改善する実験⁴⁴⁾ を進行中である。この場合、

定在波格子で原子は $2N\hbar k$ の運動量を得てブラッグ回折され、それを波束の分割に利用する。この場合2つの波束の原子のエネルギー状態は同じである。これにより作られるラムゼー・ボデー型原子干渉計の位相シフト差は N^2 倍になる。最近、24光子の運動量の移乗に成功している⁴⁵⁾。

冷却原子を用いた光パルス原子干渉計で行われている精密物理実験について、その原理、方法、現状と動向についてまとめた。日本においては、原子時計、光周波数標準の研究で冷却原子を用いた精密実験の研究が行われている。しかし、それ以外に原子干渉計を用いて精密物理実験へ挑戦しようという研究はあまりない。本解説が、宇宙への展開を含めて、新たにこのような研究を開始する一助になれば幸いである。

(追記)

原稿を作成後の2008年5月に筆者はスタンフォード大学のS. Chu教授とM. Kasevich教授の研究室を訪れる機会を得た。Chu教授はローレンスバークレー国立研究所の所長としてちょうど赴任されたばかりで、Müller博士らが、 g 測定に使われた装置を使用してブラッグ回折の干渉計の実験を進めていた。Kasevich教授のところでは、原子干渉計積載のトラックが稼動中で乗り込んで中を見ることができた。積み込まれるMOT用のレーザー光源は安定化部を含めて菓子箱程度の大きさにまとめられていた。一方、等価原理検証のための10mの高さの真空装置は研究室にちょうど設営が終わったところで、真空引きを開始するところであった。レーザー部はすでに用意ができていて、1、2年以内に結果を出す予定で進められている。貴重な研究の進展をみせていただいたことに感謝申し上げます。

文 献

- 1) O. Carnal and J. Mlynek: Phys. Rev. Lett., **66** (1991) 2689-2692.
- 2) D. W. Keith *et al.*: Phys. Rev. Lett., **66** (1991) 2693-2696.
- 3) F. Riehle *et al.*: Phys. Rev. Lett., **67** (1991) 177-180.
- 4) M. Kasevich and S. Chu: Phys. Rev. Lett., **67** (1991) 181-184.
- 5) M. Kasevich and S. Chu: Appl. Phys. B, **54** (1992) 321-332.
- 6) A. Bresson *et al.*: Appl. Phys. B, **84** (2006) 545-550.
- 7) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma: Phys. Rev. A, **46** (1992) R 17-20.
- 8) 清水富士夫: 応用物理, **62** (1993) 871-880.
- 9) 中川賢一: レーザー研究, **32** (2004) 457-462.
- 10) 盛永篤郎: 応用物理, **65** (1996) 955-958.
- 11) 盛永篤郎: 日本物理学会誌, **61** (2006) 325-332.
- 12) C. J. Bordé: *Laser Spectroscopy X*, eds. M. Ducloy *et al.* (World Scientific, Singapore, 1991) pp. 239-245.
- 13) K. Bongs *et al.*: Appl. Phys. B, **84** (2006) 599-602.
- 14) M. G. Sagnac: J. Phys. (Paris), **4** (1914) 177-194.
- 15) G. E. Steadman *et al.*: Phys. Rev. A, **51** (1995) 4944-4958.
- 16) A. Lenef *et al.*: Phys. Rev. Lett., **78** (1997) 760-763.
- 17) T. L. Gustavson, P. Bouyer and M. Kasevich: Phys. Rev. Lett., **78** (1997) 2046-2049.
- 18) D. S. Durfee, Y. K. Shaham and M. A. Kasevich: Phys. Rev. Lett., **97** (2006) 240801-1-4.
- 19) B. Canuel *et al.*: Phys. Rev. Lett., **97** (2006) 010402-1-4.
- 20) Y. Lecoq *et al.*: Appl. Phys. B, **84** (2006) 627-632.
- 21) 坪川恒也: 超精密計測が開く世界, 計量研編 (講談社, 1998) pp. 258-291.
- 22) J. E. Faller and I. Marson: Metrologia, **25** (1988) 49-55.
- 23) A. Peters, K. Y. Chung and S. Chu: Nature, **400** (1999) 849-852.
- 24) A. Peters, K. Y. Chung and S. Chu: Metrologia, **38** (2001) 25-61.
- 25) T. E. Mehlstäubler: private communication.
- 26) S. Fray *et al.*: Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 240404-1-4.
- 27) M. J. Snadden *et al.*: Phys. Rev. Lett., **81** (1998) 971-974.
- 28) J. M. McGuirk *et al.*: Phys. Rev. A, **65** (2002) 033608-1-14.
- 29) N. Yu *et al.*: Appl. Phys. B, **84** (2006) 647-652.
- 30) J. H. Gundlach and S. M. Merkowitz: Phys. Rev. Lett., **85** (2000) 2869-2872.
- 31) P. J. Mohr *et al.*: Rev. Mod. Phys., **80** (2008) 633-731.
- 32) J. B. Fixler *et al.*: Science, **315** (2007) 74-77.
- 33) G. T. Foster *et al.*: Opt. Lett., **27** (2002) 951-953.
- 34) A. Bertoldi *et al.*: Eur. Phys. J. D, **40** (2006) 271-279.
- 35) S. Dimopoulos *et al.*: Phys. Rev. Lett., **98** (2007) 111102-1-4.
- 36) G. Ferrari *et al.*: Phys. Rev. Lett., **97** (2006) 060402-1-4.
- 37) E. Kruger, W. Nistler and W. Weirauch: Metrologia, **36** (1999) 147-148.
- 38) D. S. Weiss, B. C. Young and S. Chu: Phys. Rev. Lett., **70** (1993) 2706-2709.
- 39) D. S. Weiss, B. C. Young and S. Chu: Appl. Phys. B, **59** (1994) 217-256.
- 40) M. Weitz, B. C. Young and S. Chu: Phys. Rev. Lett., **73** (1994) 2563-2566.
- 41) A. Wicht *et al.*: Phys. Scripta T, **102** (2002) 82-88.
- 42) P. Cladé *et al.*: Phys. Rev. Lett., **96** (2006) 033001-1-4.
- 43) P. Cladé *et al.*: Phys. Rev. A, **74** (2006) 052109-1-18.
- 44) H. Müller *et al.*: Appl. Phys. B, **84** (2006) 633-642.
- 45) H. Müller *et al.*: Phys. Rev. Lett., **100** (2008) 180405-1-4.

(2008年3月17日受理)