

## セシウム一次周波数標準の高度化

高見澤 昭文\*

(平成20年2月15日受理)

## Advancement of a cesium primary frequency standard

Akifumi TAKAMIZAWA

## 1. 序論

時間および周波数は最も精度よく測定できる物理量であり、秒の単位を実現する一次周波数標準器の不確かさは世界のトップで $10^{-16}$ 台に到達している<sup>1)</sup>。こうした極めて高い精度を生かして、時間周波数の標準は他の物理量の精密計測や、工学的および理学的な応用にも広く波及している。例えば、長さや電圧の標準は周波数と結び付けられて定義されている。また、地球上での位置を計測する全地球測位システム (GPS) は、電波の到達時間の精密測定に基づいている<sup>2)</sup>。さらに、相対性理論の検証実験も、時間や周波数の精密測定と密接な関係がある<sup>3-7)</sup>。また、 $E = h\nu$ の関係式を通じてエネルギー $E$ と周波数 $\nu$ が直接結びついていることから、量子力学的なエネルギー構造に関わる超微細構造定数などを決定する実験においても周波数の精密測定は極めて重要である<sup>8)</sup>。加えて、原子干渉計の技術との組み合わせによる万有引力定数の精密測定が提案されている<sup>9)</sup>。

一般的に周波数が高いほど精密な周波数測定が可能となるが、測定器の応答速度の限界を超えると波を直接観測することができなくなる。これまでの時間周波数の標準では、直接測定が可能なマイクロ波領域にあたるセシウム原子の基底状態間の遷移周波数に基づいて秒を定義してきた。しかし、2000年に超短パルスレーザーのスペクトルが広大な周波数領域で等間隔に並ぶことを利用した光コムを用いて、マイクロ波よりもはるかに周波数の高い光の絶対周波数を測定することができるようになった<sup>10), 11)</sup>。これを契機に、マイクロ波による標準から光による標準へと変更することで周波数の測定不確かさの更なる低減が期待されるようになった。光標準の障壁の一つであった光と原子との相互作用による周波数シフト(光シフト)<sup>12)</sup>の問題を解決する手法として光格子時計が提

案・開発されている<sup>13), 14)</sup>。また、捕獲された単一イオンの光遷移の周波数を標準として用いる研究も進められている<sup>15)</sup>。こうした光標準における周波数の不確かさはすでに $10^{-15}$ 台に達しており、将来的には $10^{-17}$ もしくは $10^{-18}$ 台に到達するといわれている。5年から10年後にマイクロ波による標準から光による標準へ秒の定義が移行する可能性も示唆されている。

こうした秒の再定義のためには、従来の標準と次世代の標準が互いに同等であることをできるだけ高い精度で比較する必要がある。現在最も小さな不確かさを実現できる原子泉型の一次周波数標準器では不確かさの限界は $1 \times 10^{-16}$ あたりであると予想されている<sup>16)</sup>。

原子泉型一次周波数標準器における測定の不確かさは、セシウム原子の遷移周波数にロックされたマイクロ波の周波数の安定度と、黒体放射や原子間衝突などのシステムティックな要因による周波数シフトを補正する際の不確かさから生じる。 $1 \times 10^{-16}$ の不確かさを実現するには、こうした一つ一つの要因から生じる不確かさを全て $10^{-17}$ 台に到達させなければならない。そのためには、周波数安定度の向上のために原子数を増やすと衝突シフトが増大するというトレードオフを打ち破る必要があることが指摘されている。こうした問題を解決するため、NIST (アメリカ) では新しい方式の原子泉を用いて原子間衝突を抑制しながら原子数を増やす試みが進められており、SYRTE (フランス) では新規な衝突シフトの見積もり方法が実行されている。

本調査研究では、原子泉型一次周波数標準器において周波数安定度の向上と衝突シフトの不確かさの低減との間に存在するトレードオフの関係を打破して $1 \times 10^{-16}$ の不確かさを実現する方法について議論する。第2章では、原子泉の原理と実験配置を説明する。第3章では、周波数安定度およびシステムティックな不確かさの要因を説明するとともに、周波数安定度と衝突シフトの関係について述べる。その後、トレードオフの関係を打破するた

\* 計測標準研究部門 時間周波数科

めに海外の標準研究所で試みられている方法を第4章に示す。それから、第5章では、パルスの冷却原子ビームを用いる方法を提案し、周波数安定度と衝突シフトの不確かさなどについて考察する。第6章では、パルスビーム方式の長所と問題点を提示し、最後に第7章でまとめを述べる。

## 2. 原子泉型一次周波数標準器

### 2.1 セシウム原子のエネルギー構造

セシウム原子のD<sub>2</sub>線の基底状態 $6^2S_{1/2}$ と励起状態 $6^2P_{3/2}$ のエネルギー準位を図1に示す。アルカリ金属の一種であるセシウム原子は最外殻に電子を一つだけ有しており、解析的にエネルギー準位を計算することができる水素原子と似たエネルギー構造を持っている。基底状態 $6^2S_{1/2}$ は、原子核スピンと電子の全角運動量との間の相互作用による超微細構造によって、 $F=3$ と $F=4$ に分裂する。 $6^2S_{1/2}$ の $F=3$ と $F=4$ のそれぞれは、縮退する $2F+1$ 個の磁気副準位をもち、磁場をかけるとゼーマン分裂を起こす。ここ

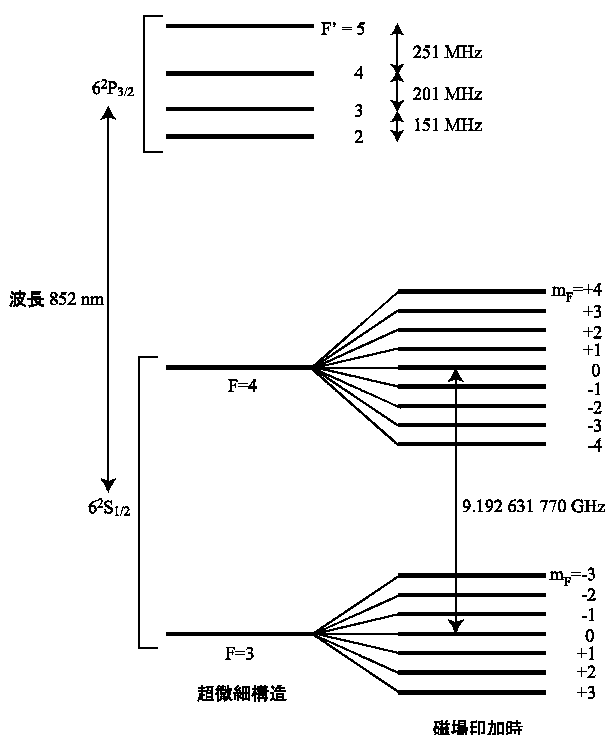


図1 セシウム原子のD<sub>2</sub>線 ( $6^2S_{1/2}-6^2P_{3/2}$ ) のエネルギー準位図。超微細構造によって基底状態 $6^2S_{1/2}$ および励起状態 $6^2P_{3/2}$ はそれぞれ2つおよび4つに分裂している。さらに、磁場を印加すると各超微細準位がゼーマン分裂を起こす。ただし、励起状態のゼーマン副準位は本調査研究における原子泉の説明には必要がないので省略した。

で、磁気副準位  $m_F=0$  は一次のゼーマンシフトが0であり、残留磁場による影響を最も受けづらい。そのため、基底状態 $6^2S_{1/2}$ の $F=3, m_F=0$ と $F=4, m_F=0$ との間の遷移に対応する周波数が、標準周波数（定義値：9.192 631 770 GHz，マイクロ波領域）として使用される。

原子泉では、原子の運動エネルギーを奪って冷却原子群を生成するレーザ冷却、原子検出のための蛍光の発生、および原子のエネルギー状態の選択の過程において、 $6^2S_{1/2}-6^2P_{3/2}$ 間の波長852 nmに相当する光遷移を用いる。励起状態  $6^2P_{3/2}$  は超微細構造により $F=2, 3, 4, 5$ の4つに分裂している。光遷移には基底状態と励起状態の超微細準位に関して $\Delta F=0, \pm 1$ の選択則があるので、例えば  $6^2S_{1/2}, F=3-6^2P_{3/2}, F=4$ の遷移に同調するレーザを照射した場合、基底状態  $6^2S_{1/2}, F=3$ から励起状態  $6^2P_{3/2}, F=4$ に遷移した原子は基底状態  $6^2S_{1/2}$ の  $F=3$ と  $F=4$ にある一定の確率で自然放出する。それに対し、 $6^2S_{1/2}, F=4-6^2P_{3/2}, F=5$ にレーザが同調している場合は両準位をサイクリックに遷移する。原子泉では  $6^2S_{1/2}, F=3-6^2P_{3/2}, F=4$ に同調したレーザによる数万回以上に及ぶ吸収-自然放出過程を通じて  $6^2S_{1/2}, F=3$ の原子を  $6^2S_{1/2}, F=4$ にポンピングするとともに、 $6^2S_{1/2}, F=4-6^2P_{3/2}, F=5$ に対応するレーザによってサイクリックな遷移を起こさせ、光を原子と効率よく相互作用させる。

### 2.2 原子泉

図2に一般的な原子泉<sup>16)</sup>を模式的に示す。本節では、我々が産業技術総合研究所・計量標準総合センター (NMIJ) で運用する原子泉型一次周波数標準器NMIJ-F1を基に説明する<sup>17)</sup>。まず、超高真空装置内にセシウム原子を気体として送り込み、互いに垂直な6方向から $6^2S_{1/2}, F=4-6^2P_{3/2}, F=5$ の遷移に対して10 MHz程度負に離調を取ったレーザを約1 s照射して冷却セシウム原子群 (光モラセス<sup>18)</sup>と呼ばれる) を生成する。さらに、周波数離調を数msの間だけ約50 MHzまで大きくすることにより偏光勾配冷却<sup>19)</sup>を行い温度換算で1  $\mu$ K程度まで原子群を低温化する。それから、上下方向のレーザの周波数を僅かにずらすことにより定在波を上方向に移動させて原子を打ち上げ<sup>20,21)</sup>、その後冷却用レーザを切る。 $6^2S_{1/2}, F=4$ にポピュレートした原子は上方に設けられた中空径1.5 cmのマイクロ波共振器に到達する。このマイクロ波共振器は、状態選択用とラムゼー共鳴 (後述) 用の2つに分かれている。弱い静磁場をかけて基底状態をゼーマン分裂させておき、状態選択共振器で $6^2S_{1/2}, F=3, m_F=0$ と $6^2S_{1/2}, F=4, m_F=0$ との間の遷移に同調した $\pi$ パルスを照射する。この

とき、静磁場とマイクロ波の磁場を平行にすることにより $\sigma$ 遷移( $\Delta m_F=0$ )を選択させることで、基底状態  $F=4, m_F=0$ の全ての原子を基底状態  $F=3, m_F=0$ に遷移させる。その後、 $6^2S_{1/2}, F=4-6^2P_{3/2}, F=5$ に同調したレーザを上方から照射することにより、 $6^2S_{1/2}, F=4$ の原子に散乱力を与え、下方へ吹き飛ばす。残された  $6^2S_{1/2}, F=3, m_F=0$ の原子はラムゼー共振器に入り、 $6^2S_{1/2}, F=3, m_F=0$ と $6^2S_{1/2}, F=4, m_F=0$ 間の遷移に同調した $\pi/2$ パルスを受ける。これにより  $6^2S_{1/2}$ の $F=3, m_F=0$ と $F=4, m_F=0$ に半分ずつの確率でポピュレートした原子は、マイクロ波共振器から約1 mの高さまで打ちあがり、重力によって落下して再びラムゼー共振器にて $\pi/2$ パルスを受け、 $6^2S_{1/2}, F=4, m_F=0$ に遷移する。この後、下方で  $6^2S_{1/2}, F=4-6^2P_{3/2}, F=5$ に同調したレーザを水平方向から互いに対向させて照射することにより発生した原子からの蛍光を、フォトダイオードで検出する。蛍光量は  $6^2S_{1/2}, F=4, m_F=0$ の原子の数に比例するので、ラムゼー共振器における2度の $\pi/2$ パルスによって  $6^2S_{1/2}, F=3, m_F=0$ から  $6^2S_{1/2}, F=4, m_F=0$ へ遷移する確率を蛍光量から得ることができる。遷移確率が最大となるようにラムゼー共振器のマイクロ波の周波数をロックすることによって、遷移周波数を得ることができる。

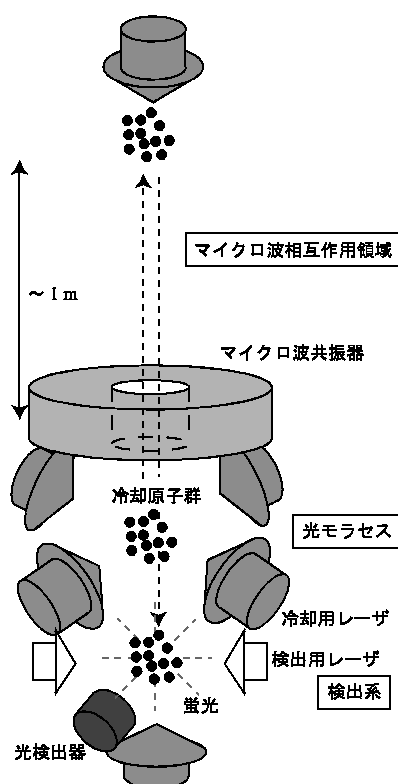


図2 一般的な原子泉。6本の冷却用レーザによる光モラセス、マイクロ波共振器、および水平方向に対向するレーザと光検出器からなる検出系からなる。

このようにマイクロ波を $\pi/2$ パルスで2度に分けて照射することによって遷移周波数を得る手法をラムゼー共鳴法<sup>22)</sup>と呼ぶ。この方法を用いた場合、ラムゼー共振器におけるマイクロ波の周波数の関数として遷移確率をプロットすると、干渉縞のようなフリンジとなる。フリンジの幅は2度のマイクロ波照射のインターバルに反比例する。低速の冷却原子を用いる原子泉では、熱原子ビームを用いる方法に比べてインターバルが長くなり、1 s程度となる。その結果、フリンジの幅が1 Hz程度と非常に狭くなるため、高い精度で遷移周波数を得ることができる。実際にはラムゼー共振器のマイクロ波の周波数は局部発振器として用いられる水晶発振器から連続的に与えられ、約1 sに一回ずつ得られるラムゼー共鳴の信号が最大となるように局部発振器の周波数にフィードバックする。

実効的には原子とマイクロ波は2度のマイクロ波照射のインターバルの間相互作用するので、以下ではラムゼー共振器内およびそれより上方の領域をマイクロ波相互作用領域と呼ぶことにする。マイクロ波相互作用領域に存在する冷却原子に対しては、不確かさを生む周波数シフトの要因をできる限り排除する必要がある。そのため、マイクロ波相互作用領域を3重のパーマロイ磁気シールド(遮蔽係数はトータルで8000)を用いて囲い、外部磁場の影響を抑制する<sup>23)</sup>。また、原子にレーザが照射されることによって生じる光シフトを排除するため、冷却原子がマイクロ波相互作用領域にあるときには、音響光学変調器による高速スイッチングとともに機械的な電磁シャッターを用いてレーザを遮断する。

### 3. 原子泉型一次周波数標準器の不確かさ

#### 3.1 システムティックな要因による不確かさ

表1にNMIJ-F1における不確かさのシステムティックな要因、およびそれらに対応する補正量と不確かさを示す。ここで、「衝突シフト」は原子間の衝突によって遷移周波数が変化することによって起こる。「黒体輻射」は原子が真空チャンバなどからの黒体輻射を受けることによって生じるシフトである。「位相分布シフト」は共振器内のマイクロ波の位相が一樣ではないことが原因となって生じる。「マイクロ波強度依存性」はマイクロ波の強度の変化とともに遷移周波数の測定値が変わるために起こるシフトで、マイクロ波がラムゼー共振器からもれることによって生じる。「二次ゼーマンシフト」は $m_F=0$ の磁気副準位にも影響する2次のゼーマンシフトである。「重力赤方偏移」は、一般相対論における重力の効果に起因する。

表1 NMIJ-F1における不確かさのシステマティックな要因, およびそれらに対応する補正量と不確かさ (2007年9月).

要因	補正量 ( $\times 10^{-15}$ )	不確かさ ( $\times 10^{-15}$ )
衝突シフト	0.0	3.3
黒体輻射	-18.0	1.4
位相分布シフト	0.0	1.2
マイクロ波強度依存性	0.0	0.7
2次ゼーマンシフト	182.5	0.5
重力赤方偏移	1.6	0.1

NMIJ-F1においては, 衝突シフトの不確かさが $3.3 \times 10^{-15}$ で最大となっている. また, NIST-F1 (NISTで運用している原子泉型一次周波数標準器) においても黒体輻射によるシフトに次いで2番目に大きな不確かさを生んでいることから分かるように<sup>24)</sup>, 衝突シフトの不確かさを如何にして小さくするかが将来の原子泉型一次周波数標準器の高度化のための重要課題である<sup>25)</sup>.

### 3.2 シフト量の見積もり

#### 3.2.1 衝突シフト

衝突シフトは原子密度 $D$ , 原子間の相対速度  $v$ および衝突断面積  $\lambda(v)$ を用いて以下の式で書ける.

$$\Delta \nu_{col} = Dv\lambda(v) \quad (1)$$

すなわち, 衝突シフトは原子密度に比例する. また, 原子群の温度が低いほど原子間の相対速度が小さくなるため, 衝突シフトが大きくなる.

衝突シフトが原子密度に比例することを利用して, 遷移周波数を原子数の関数としてプロットし, 最小二乗法によって線形フィッティングする. 図3は, 冷却原子源として磁気光学トラップ (MOT) <sup>26)</sup>を用いたときのNMIJ-F1における原子数vs遷移周波数のプロットである<sup>27)</sup>. ただし, 各原子数における遷移周波数を, 原子数 (任意目盛) が10のときの遷移周波数からの差としてプロットしている. 星印は, 国際原子時の値付けのために運用する際の原子数である. ここで, MOTは光モラセスに四重極磁場を付加することによって原子を冷却し捕獲する手法で, 光モラセスよりも高密度かつ大原子数の冷却原子群を生成することができる.

原子の数の調節は, 状態選択共振器のマイクロ波のパワーを変えることによって行う. その他の実験条件を変えなければ, MOTでの冷却原子群の体積や温度, および打ち上げ高さは変わらないので, マイクロ波相互作用領域における冷却原子群の体積は一定となり, 任意目盛において図3の原子数と原子密度は等価である. フィッティングによって外挿される密度0での遷移周波数および

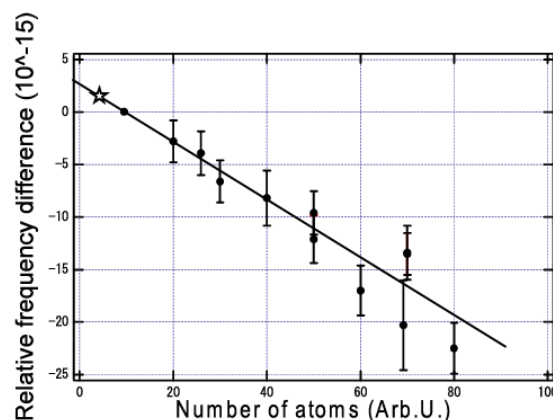


図3 NMIJ-F1において原子数の関数として得られた遷移周波数.

誤差から, 衝突シフトとその不確かさが見積もられる. ただし, NMIJ-F1の運用時に用いられる光モラセスでは, 初期の冷却原子群の寸法はMOTのそれよりも大きいため, 図3から求められた衝突シフトの値は上限値であると考えられる. そのため, 表1に示すように, 衝突シフトの補正量を0とし, 測定された衝突シフトを含むように不確かさを十分に大きく取る.

#### 3.2.2 黒体輻射

ラムゼー共振器の共鳴周波数から導出される温度から黒体輻射による周波数シフトを算出する. また, 真空槽の温度勾配から不確かさを見積もる. 黒体輻射による周波数シフトの補正量 $\Delta \nu_{BBR}$ は温度 $T(K)$ の関数として以下の式で表される<sup>25), 28)</sup>.

$$\Delta \nu_{BBR} = -1.711 \times 10^{-14} \times \left( \frac{T}{300} \right)^4 \left[ 1 + 0.014 \times \left( \frac{T}{300} \right)^2 \right] \quad (2)$$

#### 3.2.3 位相分布シフト

まず, 有限要素法を用いた計算により3次元のマイクロ波位相分布を得る. そして,

$$\Delta \nu_p \approx \frac{-\phi(x, y, z)_{up} + \phi(x, y, z)_{down}}{2\pi T_{int}} \quad (3)$$

に, 求めた位相分布を代入して数値シミュレーションを行うことにより, 位相分布シフト $\Delta \nu_p$ を計算する. ただし,  $\phi(x, y, z)_{up}$ および  $\phi(x, y, z)_{down}$ はそれぞれラムゼー共振器での1回目および2回目の相互作用において原子が感じるマイクロ波の位相である. また,  $T_{int}$ はラムゼー共振器における2度のマイクロ波照射のインターバルである.

### 3.2.4 マイクロ波強度依存性

マイクロ波のパワー  $p$  と周波数シフトの関係は以下の式で書ける<sup>29,30</sup>。

$$\Delta\nu_{pw}(p) = C_1(p-1) + C_2 \left[ \sqrt{p} \sin\left(\sqrt{p} \frac{\pi}{2}\right) - 1 \right] \quad (4)$$

ただし、 $C_1$ および $C_2$ は定数である。

ラムゼー共振器におけるパルスの面積が  $(2n+1)\pi/2$ , ( $n=0, 1, 2, 3, 4$ ) のそれぞれの場合において遷移周波数を測定し、その結果に対して式(4)を用いてフィッティングすることにより、定数 $C_1$ および $C_2$ を見積もる。

### 3.2.5 2次ゼーマンシフト

まず、 $6^2S_{1/2}, F=3, m_F=1$ と  $6^2S_{1/2}, F=4, m_F=1$ の間の遷移周波数を測定することにより1次ゼーマンシフト $\Delta\nu_{z1}$ を得る。2次ゼーマンシフトは1次ゼーマンシフトを用いて以下の式から導かれる。

$$\Delta\nu_{z2} = \frac{8(\Delta\nu_{z1})^2}{\nu_0} \quad (5)$$

ただし、 $\nu_0$ は遷移周波数である。

マイクロ波相互作用領域における磁場は一様ではないので、1次ゼーマンシフトを打ち上げの高さを変えながら測定して磁場の分布を見積もり、トータルの2次ゼーマンシフトを推定する。

### 3.2.6 重力赤方偏移

海拔が違えば重力ポテンシャルが異なるため、時間のずれが生じる。周波数標準ではジオイド面上（ほぼ平均海水面に等しい）を基準にして、こうした重力赤方偏移の補正量を以下の式で見積もる。

$$\Delta\nu_{RS} = 1.09 \times 10^{-16} h_{PFS} \quad (6)$$

ただし、 $h_{PFS}$  (m)は原子泉のジオイド面からの高さである。

### 3.3 周波数安定度および量子限界

周波数安定度 $\sigma_y$ は測定時間 $\tau$  (s)の関数として以下の式で書ける。

$$\sigma_y(\tau) \sim (\Delta\nu/\nu_0) \cdot (S/N)^{-1} \tau^{-1/2} \quad (7)$$

ここで、 $\Delta\nu$ および $S/N$ はそれぞれラムゼー共鳴の線の半値全幅および信号対雑音比を示している。NMIJ-F1における周波数安定度は典型的には $1 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ である。

式(7)から、定められた測定時間において周波数安定度を向上させる ( $\sigma_y$ を小さくする) ためには、ラムゼー共振器における2回のマイクロ波照射のインターバルを長

くして（すなわち、原子群を高く投げ上げて）ラムゼー共鳴の線幅を狭くするか、信号対雑音比を大きくする必要がある。ここで、インターバルは打ち上げ高さの平方根に比例するので、インターバルを一桁長くするには打ち上げ高さを現状の約1 mから100 mにする必要があり、現実的ではない。信号対雑音比の増大は、蛍光の集光効率の向上、検出用レーザの周波数およびパワーの安定化、電気的なノイズの除去などの地道な改善によりなされるが、原子数に比例した信号に対して原子数の平方根に比例した量子雑音が入ってしまう。そのため、信号対雑音比の量子限界は検出される原子の数の平方根によって与えられる。

### 3.4 衝突シフトと周波数安定度の関係

光モラセスで生成される冷却原子の数を増やすと、検出原子数と原子密度が同時に増加するため、周波数安定度が向上する一方で衝突シフトが増大する。そのため、周波数安定度の向上と衝突シフトの抑制にはトレードオフの関係が生じる。

図4は、予想される衝突シフトの不確かさと周波数安定度を検出原子数の関数として示したものである。ただし、このグラフを書く際にはNIST-F1の条件とデータを参照した<sup>24</sup>。検出原子数は $10^4$ であり、 $\tau=1\,771\,200$  s (20.5日)における周波数安定度および衝突シフトの不確かさはそれぞれ $4 \times 10^{-16}$  ( $6 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ ) および $1.0 \times 10^{-16}$ である。また、周波数安定度は検出原子数の平方根に反比例し、衝突シフトの不確かさは検出原子数に比例すると仮定した。ただし、原子数はオーダーでしか見積もられていないため、このグラフの数値は概算であることを注意しておく。

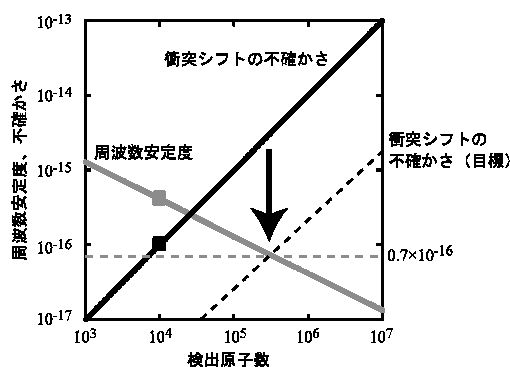


図4 検出原子数の関数として示した予想される周波数安定度（実線：灰色）および衝突シフトの不確かさ（実線：黒）。加えて、周波数安定度 $0.7 \times 10^{-16}$ のライン（破線：灰色）および目標とする衝突シフトの不確かさ（破線：黒色）を示す。また、灰色のドットおよび黒のドットはそれぞれNIST-F1における周波数安定度および衝突シフトの不確かさである。

簡単のため、システムティックな不確かさの要因が衝突シフトのみであると仮定し、周波数安定度と衝突シフトの不確かさが同等であるとする。両者を合成した不確かさを $1 \times 10^{-16}$ に抑制するためには、両者がそれぞれ $0.7 \times 10^{-16}$ に到達しなければならない。NIST-F1では信号対雑音比はほぼ量子限界に達しているため、目標の周波数安定度を得るためには原子数を $3 \times 10^5$ 程度まで増やす必要がある。しかしながら、このとき衝突シフトの不確かさは $3 \times 10^{-15}$ 程度まで増大する。トータルの不確かさが $1 \times 10^{-16}$ に到達するためには、この衝突シフトの不確かさをいかにして $0.7 \times 10^{-16}$ まで下げるかがポイントとなる。

### 3.5 NMIJにおける原子泉型一次周波数標準器の現状

NMIJ-F1では、 $4 \times 10^{-15}$ の不確かさで国際原子時の値付けを行っている。現在、すでに $10^{-16}$ 台の不確かさを実現しているNISTやSYRTEの原子泉を目指した2号器(NMIJ-F2)を設計製作中である。

NMIJ-F2では、NIST-F1と同様に真空槽一体型のマイクロ波共振器<sup>31)</sup>を用いることによってマイクロ波の漏れを解析的に見積もれるようにし、位相分布シフトに起因する不確かさを低減する予定である。また、真空チャンバをクライオジェニックで冷却することが可能であり、黒体放射の抑制が期待される。さらに、光モラセスの冷却用レーザの光軸を(1,1,1)配置(3次的に6方向から照射されるレーザのうちの1本の方向ベクトルが、鉛直軸をz軸としたデカルト座標系において(1,1,1)となる配置)にすることで冷却用レーザが細いマイクロ波共振器の中空部を通過せずに済むようにする。これによって、冷却用レーザのビーム径を大きくすることができ、冷却原子群の体積と原子数を増大させることができると期待される。原子数の増加は周波数安定度の向上に寄与する。

表1に示すように、NMIJ-F1における衝突シフトの補正量は0であるのに対し、不確かさは $3.3 \times 10^{-15}$ と大きく取られている。従って、不確かさが大きいのは衝突シフトが大きいからではなく、見積もりの精度が十分ではないためであると考えられる。ここで、MOTではなく光モラセスを用いたときの衝突シフトを測定できれば、運用時における衝突シフトを正確に見積もることができ、不確かさを小さくできると期待される。そのためには、光モラセスで生成される冷却原子の数を増やす必要がある。従って、現状では衝突シフトの増大を懸念するよりも、まずは原子数を増やすことにより、周波数安定度の向上とともに衝突シフトの見積もりの高精度化を目指すべきである。

周波数安定度を量子限界まで向上させることは容易で

はなく、光源の安定化や、より一様な磁場の励起などの地道な改善を施していくことになるであろう。周波数安定度が向上すれば、不確かさが $10^{-16}$ 台に到達すると期待される。しかしながら、さらに進んで $1 \times 10^{-16}$ の不確かさを目指す、3.4節に示したような衝突シフトの不確かさと周波数安定度の向上との間に存在するトレードオフの関係が浮上する。以下では、このトレードオフの関係の打破に関して議論を進める。

## 4. 海外標準研における取り組みと我々の方針

衝突シフトの不確かさをいかにして低減するかは、我々に限らず国内外の原子泉に係わる研究者にとって重大なテーマである<sup>25)</sup>。いくつかの提案や試みがあるが、現在のところは決定的な手法はなく、各研究機関がしのぎを削っている段階である。その中でも、リードしているのはNISTとSYRTEであるといつてよいだろう。また、METAS(スイス)では、連続的な冷却原子ビームを用いることによって、原子密度を抑えながら検出原子数を増やすことを試みている<sup>32)</sup>。以下では、それぞれの取り組みを説明するとともに、我々の方針について述べる。

### 4.1 ジャグリング (NIST)

ここでのジャグリング<sup>33)-36)</sup>とは、冷却原子群を打ち上げてから検出領域まで落下してくる約1 sの間に、可能な限り数多く冷却原子群を上方へ連発することによって、マイクロ波相互作用領域における原子密度は従来の原子泉と同程度に抑えたまま、検出原子数を打ち上げ回数分だけ増加させる手法である。この手法はNISTで試みられている。光モラセスで $10^7$ 個程度の冷却原子を25 msの間に用意し打ち上げる。これを35 msのインターバルで連続的に行う。真空チャンバ内に充填させてセシウム原子を光モラセスに供給する通常の方法では $10^6$ 個の冷却原子を得るのに1 sかかるため、ジャグリングに必要な原子の高速ロードを行えない。そのため、NISTではLow Velocity Intense Source (LVIS)<sup>37)</sup>を用いて冷却原子を光モラセス内に高フラックス( $10^{10} \text{ s}^{-1}$ )のビームとして送り込むことによりこうした高速ロードを達成する。さらに、打ち上げ毎に原子の速度を調節し、すべての原子群を同時に検出領域に到達させることで、信号対雑音比の向上を図るとともに、マイクロ波相互作用領域で冷却原子群が重なって密度が増大することを防ぐ。

ジャグリングでは、原子がマイクロ波相互作用領域に存在するときに光モラセス用のレーザを照射して、新たな冷却原子群を生成しなければならない。レーザがマイ

クロ波相互作用領域には直接照射されないような実験配置にはなっているものの、僅かながらも生じた散乱光がマイクロ波相互作用領域に入り込み、光シフトが無視できなくなる可能性が高い。こうした難点を解決する方法としては光モラセスの周辺のオプティクスなどに散乱光を極限まで抑制する工夫をこらすか、真空チャンバ内のマイクロ波共振器のすぐ下に機械的な電磁シャッターを設けて高速動作させ、散乱光を遮断するかを選択になるだろう。どちらにしても、極めて高度な実験技術を要求されるはずである。また、通常の原子泉にLVISを付け加えたより複雑な実験配置が必要となる。

#### 4.2 Adiabatic Passage を利用した衝突シフトの見積もり (SYRTE)

衝突シフトの見積もりには原子数の絶対値は必要ないものの、任意目盛での精密な原子数の測定が要求されるが、原子数の安定化や精密測定は非常に難しい。衝突シフトの不確かさは、周波数安定度とともに原子数の精度に起因している。

状態選択共振器でのマイクロ波のパワーを調節することにより、光モラセスで生成された冷却原子の数に対するラムゼー共鳴に関わる原子の数の比を制御することができるが、共振器の温度変化などによりマイクロ波のパワーがわずかに変動するうえに強度分布は共振器内で一様ではない。そのため、ラムゼー共鳴に関わる原子の数の精度が下がる。しかし、状態選択共振器でのマイクロ波の周波数を滑らかに挿引して行う Adiabatic Passage (AP) 法を用いると、この原子数の比がマイクロ波の強度によらず一定となる<sup>38)</sup>。そのため、ラムゼー共鳴に関わる原子の数を精密に制御することができる。SYRTEにおいてAP法による衝突シフトの見積もりの精度はすでに $10^{-2}$ に達しており、近い将来 $10^{-3}$ に到達すると期待される。

通常の光モラセスでは原子数は $10^6$ 個程度であるが、LVISなどによる高フラックス冷却原子ビームを用いて1 s程度原子をロードし、原子数を $10^9$ 程度まで増やす。これによって、検出原子数を $10^7$ 個程度にし、周波数安定度を $10^{-17}$ 程度まで向上させる。それとともに $10^{-14}$ 台まで増加した衝突シフトを正確に見積もり、トータルとしての不確かさ $1 \times 10^{-16}$ を目指す。

ラムゼー共鳴に関わる原子の数を高い精度で決定するには、AP法による状態選択の精度の向上のみでなく光モラセスの原子数の安定度も重要である。ここで、衝突シフトを見積もる際には、各原子数に対して数日間かけることで十分な周波数安定度を得ながら、遷移周波数を精密に測る必要があるため、長時間に渡って光モラセスの

原子数を一定に保たなければならない。そのためには、レーザー光源を今まで以上に安定化する必要がある。加えて、極限的な精度を得るためには、状態選択共振器のマイクロ波の周波数精度および挿引のタイミングや滑らかさを追及していく必要があるだろう。

#### 4.3 連続的な冷却原子ビームを用いた方法 (METAS)

通常の原子泉では光モラセスによって冷却原子の集団を作ってから打ち上げるため、信号は約1 sおきのパルスで得られる。もし、cwの冷却原子ビームを用いて信号を連続的に得れば、周波数安定度がより向上すると期待される。

また、光モラセスを用いる場合に比べて、冷却原子ビームを用いた場合は縦方向に原子の分布が大きく引き伸ばされる。そのため、同じ原子数でも体積が大きくなる分だけ密度を薄くすることができる。従って、衝突シフトの不確かさの低減と周波数安定度の向上を両立する手法として有望であると考えられる。

ただし、光モラセスを単純に冷却原子ビーム源に替えただけでこうした原子泉が実現できるわけではない。図5にMETASの原子泉を模式的に示す。通常の光モラセスを用いた方法では冷却原子群の生成、打ち上げ、マイクロ波との相互作用、および検出といった過程を全て別々

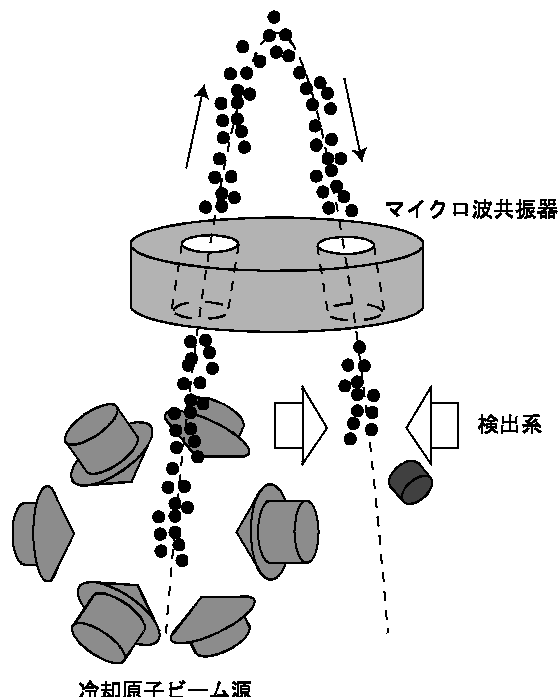


図5 連続的な冷却原子ビームによる原子泉。原子が放物線を描くように打ち上げることで、上昇する原子と落下する原子の軌道が交わらないようにする。

に行うのに対し、連続的な冷却原子ビームを用いる場合には全ての過程を同時に行う必要がある。そのため、冷却原子ビームとして打ち上げられてから検出されるまでの間にレーザの照射によって原子の運動が変化することがないように、原子をやや斜めに打ち上げて放物線の軌道を描かせ、上昇する原子と下降する原子が重ならないように工夫している。

この方法は10年以上前から試みられているものの、国際原子時の値付けに寄与するには至っていない。その理由は、レーザを連続的に照射する必要性から電磁シャッターを用いてレーザを遮断することができないため、散乱光による光シフトが無視できないことである。

#### 4.4 我々の方針

信号対雑音比が向上すると、原子泉の周波数安定度は局部発振器の短期の周波数安定度によって制限されるようになる。現状のNMIJ-F1ではそうした段階には至っていないが、今、局部発振器として使用している水晶発振器よりも高い短期安定度をもつサファイア発振器（測定時間1 sでの周波数安定度 $6 \times 10^{-14}$ ）をNMIJでは保有している<sup>39)</sup>。サファイア発振器を局部発振器として用いて、その性能を十分に発揮するためにも、原子泉の短期の周波数安定度を向上させることが重要である。

原子数の増大と衝突シフトの不確かさの低減の両立に関して、NISTとSYRTEの方針には大きな違いがある。前者は原子の密度を維持することによって衝突シフトを増大させないようにしながら原子数を増やす工夫をしている一方で、後者は原子の密度を上げて周波数安定度を向上させ、それとともに増加した衝突シフトを正確に見積もる方法を取っている。我々としては、サファイア発振器の強みを発揮するためにも、まずは原子数を増やして原子泉の短期安定度を向上させる方向で進めるのが望ましいと考える。

そのためにはSYRTEの試みている手法は有望であろう。その一方で、光シフトの問題さえ解決すれば、METASにおける冷却原子ビームを用いる方法も有力ではないかと考える。そこで、光シフトの解決策として、冷却原子をビームとして打ち上げ、マイクロ波共振器に到達する直前に冷却原子ビーム源のレーザをオフにする方法（パルスビーム方式）を提案する。次章では、パルスビーム方式における周波数安定度と衝突シフトについて考察する。

## 5. パルスビーム方式に関する考察

### 5.1 光モラセスとの比較

周波数安定度の向上と衝突シフトの不確かさの低減を両立する方法の一つは、密度が薄く体積の大きな冷却原子群を生成することである。ただし、原子を内径1.5 cmのマイクロ波共振器に効率よく通過させなければならないので、冷却原子群の横幅は制限される。そのため、冷却原子群の体積を大きくするには、縦方向に長くする必要があるのである。

こうした縦長の冷却原子群を光モラセスによって生成することを考える。光モラセスでは6本の冷却用レーザが交差した領域に冷却原子群が作られるため、要求される冷却原子群の長さが得られるように水平方向のレーザビームを縦長にする必要がある。このときレーザビームの断面積が大きくなるので、光強度を維持するためにはレーザパワーを増大させる必要がある。

現在NMIJ-F1における光源のパワーは約300 mWである。もし、光強度を維持したまま今よりも2桁長い光モラセスを生成しようとするならば、20 Wのパワーが必要になる。現在市販されているレーザや光アンプでは、光モラセスに必要な単一縦モードで波長可変のレーザをこのような高いパワーで得るのは現実的に困難である。また、ビームの縦方向の径が1 mに及ぶレーザを形成し、真空チャンバ内に導入するためには極めて大きなオプティクスとビューポートを用いる必要がある。

冷却原子ビームによって生成される冷却原子群は必然的に縦長である。また、6.1節で詳しく述べるが、冷却原子ビームの生成には通常の $1 \text{ cm}^3$ 程度の体積の光モラセスを生成するのに必要なパワーを持つレーザを数cmのビーム径にして照射すれば十分である。連続的な冷却原子ビームを用いた方式では光シフトの問題が生じるが、冷却原子ビームの先頭がマイクロ波共振器に到達する直前に冷却用レーザを切れば、縦長の冷却原子群を生成しつつ余分な光シフトを抑制することができる。こうしたパルスビームを用いた方式ではラムゼー共振器への周波数の連続的なフィードバックは行われませんが、原子泉に適した低密度で大体積の冷却原子群を生成するのに有効な方法であると考えられる。

### 5.2 パルスビーム方式の原子泉における実験装置

パルスビーム方式の原子泉は4.3節に示したMETASによる冷却原子ビーム方式の原子泉とは違い、原子群に放物線軌道を描かせる必要はない。基本的には通常の原子泉における光モラセスが冷却原子ビーム源に変わるだけ



である。

パルスビーム方式では、冷却原子ビーム源からマイクロ波共振器までの距離が生成される冷却原子群の長さの上限になる。原理的にはこの距離を長く取るほど大きな冷却原子源を生成できることになるが、装置全体が高くなり鉛直出しや光学系のアラインメントが難しくなる。現状の原子泉に比べて極端に高くないようにするためには、冷却原子ビーム源とマイクロ波共振器との距離、およびマイクロ波共振器から原子の最高到達点までの距離をそれぞれ約1 mずつにして、全体として高さを約2 mにするのが適当であり、最大でも3 m以下に抑えるべきだと考えられる。

### 5.3 冷却原子ビームの性能から導かれる原子泉のパラメータおよび不確かさ

冷却原子ビームの性能を示すフラックス、平均速度、縦方向および横方向速度広がり、原子泉における平均打ち上げ高さ、検出原子数、および原子密度といったパラメータとともに、周波数安定度や衝突シフトの不確かさを決める。本節では、冷却原子ビームの各性能値と原子泉の各パラメータとの関係を導き、期待される不確かさを定量的に示す。

#### 5.3.1 平均打ち上げ高さ

原子の平均打ち上げ高さは冷却原子ビームの平均速度から得られる。冷却原子ビーム源を出射した後の原子は重力のみを受けて運動すると仮定すると、平均打ち上げ高さ  $h$  は、冷却原子ビーム出射直後の平均速度  $v_0$  と重力加速度  $g$  を用いて

$$h = \frac{v_0^2}{2g} \quad (8)$$

と表される。この式から、5.2節に示したような  $h=2-3$  m となるための速度は  $v_0=6-8$  m/s になると導かれる。

#### 5.3.2 検出原子数と周波数安定度

検出原子数は、生成直後の冷却原子群の原子数と、原子が検出される効率との積によって表される。前者は冷却原子ビームのフラックスとパルス時間によって与えられ、後者は縦方向および横方向の速度広がりに依存する。

パルス時間は冷却原子がビーム源を発してからマイクロ波共振器に到達するまでの時間  $\Delta t_{m1}$  によって与えられる。

$$\Delta t_{m1} = \frac{v_0 - \sqrt{v_0^2 - 2gd_c}}{g} \quad (9)$$

ただし、 $d_c$  はマイクロ波共振器と冷却原子ビーム源との距離である。冷却原子ビームのフラックスを  $F$  とすると、生成される冷却原子群の原子数は  $N_0 = F\Delta t_{m1}$  で与えられる。これに式(9)を代入して、

$$N_0 = \frac{F}{g} \left( v_0 - \sqrt{v_0^2 - 2gd_c} \right) \quad (10)$$

が導かれる。

冷却原子群が生成された後、まず状態選択において原子数が減少する。状態選択の効率  $\alpha \sim 0.1$  である。さらに、ガウス分布に従う原子の速度広がりのために、原子群が時間とともに横方向に広がり、マイクロ波共振器を通過できずにロスとなる。マイクロ波共振器を通り抜ける効率  $\beta$  (横効率と呼ぶことにする) は、近似的に以下の式で見積もることができる。

$$\beta \cong 1 - \exp\left(-\frac{R_c^2}{R_{b0}^2 + \Delta v_t^2 \Delta t_{m2}^2}\right) \quad (11)$$

ここで、 $\Delta v_t$ 、 $R_c$ 、および  $R_{b0}$  はそれぞれ原子群の横方向の速度広がり ( $1/e$  半幅)、マイクロ波共振器の中空部の半径、および打ち上げ直後の冷却原子ビームの半径である (5.4節に述べるが、冷却原子ビーム生成後に横方向冷却を付加する。この場合には、 $\Delta v_t$  および  $R_{b0}$  はそれぞれ横方向冷却直後における横方向速度広がりおよび冷却原子ビームの半径となる)。また、 $\Delta t_{m2}$  は冷却原子がビーム源を出射してからラムゼー共振器で2度目のマイクロ波照射を受けるまでの時間であり、以下の式で書ける。

$$\Delta t_{m2} = \frac{v_0 + \sqrt{v_0^2 - 2gd_c}}{g} \quad (12)$$

また、縦方向の速度広がりが大きくなると、原子群が時間とともに長くなるため、検出領域に原子群の先頭が到達したときにまだ原子群の一部がマイクロ波相互作用領域に存在する。光シフトが起こるために、検出用レーザー照射時にマイクロ波相互作用領域に残っている原子は周波数測定に寄与できずロスとなる。

検出領域を冷却原子ビーム源より上のなるべく低い位置に設置したとする (すなわち、検出領域からマイクロ波共振器までの距離:  $d_c$  とする)。冷却原子が打ち上げられてから検出領域に到達するまでの時間を  $\Delta t_d$  とし、縦方向速度広がり ( $1/e$  半幅) を  $\Delta v_0$  とすると、検出領域に到達したときの冷却原子群の長さは  $\sim d_c + 2\Delta v_0 \Delta t_d$  で与えられる。このうち検出できる冷却原子群の長さは  $d_c$  であ

るから、マイクロ波共振器を通過する原子の数に対する検出原子数の割合（縦効率と呼ぶことにする）は

$$\gamma \sim \frac{d_c}{d_c + 2\Delta v_0 \Delta t_d} \quad (13)$$

で表される。ここで、

$$\Delta t_d = \frac{2v_0}{g} \quad (14)$$

である。

検出原子数は、以下の式で見積もることができる。

$$N_d = N_0 \alpha \beta \gamma \quad (15)$$

また、周波数安定度が量子限界に達していると仮定すると、図4より周波数安定度は検出原子数から

$$\sigma_y \sim 4 \times 10^{-14} N_d^{-1/2} \quad (16)$$

と見積もられる。

### 5.3.3 原子密度と衝突シフト

マイクロ波相互作用領域における原子密度は、原子が加速度を受けて運動している上に速度広がりを持つため、時間と場所に対し一定ではない。ここでは簡単のため、冷却原子ビームのパルスの中心が最高点に達したときの原子密度を見積もる。

初速度 $v_0$ で速度広がりを持たない冷却原子ビームのパルスの中心が最高点に達したときのパルスの先頭と最後尾の冷却原子ビーム源からの高さは

$$h_t = \frac{1}{8} g (4\Delta t_h^2 - \Delta t_{m1}^2) \quad (17)$$

で求められる。ただし、 $\Delta t_h$ は速度 $v_0$ の原子がビーム源を出発してから最高点に達するまでの時間で

$$\Delta t_h = \frac{v_0}{g} \quad (18)$$

で与えられる。縦方向の速度広がり を考慮すると、冷却原子群の長さは以下の式で見積もることができる。

$$L \sim h - h_t + \Delta v_0 \Delta t_h + \Delta v_0 \left( \Delta t_h + \frac{\Delta t_{m1}}{2} \right) \quad (19)$$

その一方で、横方向速度広がり $\Delta v_t$ と時間 $\Delta t_h$ を用いて原子群の半径は平均で $R_{bh} \sim \sqrt{R_{b0}^2 + \Delta v_t^2 \Delta t_h^2}$ で表されるので、

原子群の体積は

$$V_h \sim \pi L (R_{b0}^2 + \Delta v_t^2 \Delta t_h^2) \quad (20)$$

で見積もられる。

また、最高点における原子数は $N_0 \alpha$ で求められるので ( $\Delta v_t^2 \Delta t_{m1}^2 \sim 1 \text{ mm}^2 \ll R_c^2$ より、 $R_{b0} \leq R_c$ であれば上昇時にマイクロ波共振器を通過できずに生じるロスは無視できる)、平均原子密度 ( $:= N_0 \alpha / V_h$ ) は式(10)と式(20)を代入することで以下のように導かれる。

$$\bar{D} \sim \frac{F \alpha \left( v_0 - \sqrt{v_0^2 - 2gd_c} \right)}{\pi g L (R_{b0}^2 + \Delta v_t^2 \Delta t_h^2)} \quad (21)$$

一方で、光モラセスの場合には最高点での平均原子密度は以下の式で与えられる。

$$\bar{D}_{mol} \sim \frac{3N_{mol} \alpha}{4\pi (R_{mol0}^2 + \Delta v_{mol}^2 \Delta t_{molh}^2)^{3/2}} \quad (22)$$

ここで、 $N_{mol}$ および $R_{mol0}$ はそれぞれ光モラセスにおける冷却原子の数および原子群の半径である。 $\Delta v_{mol}$ は速度分布の $1/e$ 半幅であり、冷却原子群の温度 $T_{mol}$ と以下の式で結び付けられる。

$$\Delta v_{mol} = \sqrt{\frac{6k_B T_{mol}}{m}} \quad (23)$$

ただし、 $m$ および $k_B$ はそれぞれ原子の質量およびボルツマン定数である。また、 $\Delta t_{molh}$ は光モラセスで生成した冷却原子群を投げ上げてから最高点に到達するまでの時間であり、投げ上げ高さ $h_{mol} = 1 \text{ m}$ を用いて $\Delta t_{molh} = (2h_{mol}/g)^{1/2} = 0.45 \text{ s}$ と求められる。式(18, 21-23)より、パルスビームの場合と光モラセスの場合における最高点での原子密度の比 $\kappa := \bar{D} / \bar{D}_{mol}$ は

$$\kappa \sim \frac{4F}{3gLN_{mol}} \left( v_0 - \sqrt{v_0^2 - 2gd_c} \right) \times \left( R_{mol0}^2 + \frac{6k_B T_{mol} \Delta t_{molh}^2}{m} \right)^{3/2} \left[ R_{b0}^2 + \frac{v_0^2 \Delta v_t^2}{g^2} \right]^{-1} \quad (24)$$

となる。

図4における光モラセスの場合において、衝突シフトの不確かさは検出原子数 $N_d$ に比例し、 $N_d \sim 10^4$ のとき衝突シフトの不確かさが $1 \times 10^{-16}$ である。ここで、光モラセスでは $\alpha \sim 0.1$ ,  $\beta \sim 0.1$ ,  $\gamma = 1$ より式(15)から $N_{mol} \sim 10^6$ と計算される。 $N_{mol} = 10^6$ のときの比 $\kappa$ を $\kappa_0$ とすると、パルスビームの場合における衝突シフトの不確かさは以下の式で表される。

$$u_{col} \sim 1 \times 10^{-16} \kappa_0 \quad (25)$$

ただし、衝突シフトの測定精度はNIST-F1における精度と同等であると仮定した。

## 5.3.4 合成された不確かさ

衝突シフトの不確かさと周波数安定度を合成した不確かさは  $u_{tot} = \sqrt{\sigma_y^2 + u_{col}^2}$  で与えられる。ここで、状態選択

共振器のマイクロ波パワーを調整することにより状態選択の効率  $\alpha$  を下げることは容易である。原子密度と検出原子数は双方とも状態選択の効率に比例するため、状態選択の効率を下げることで衝突シフトの不確かさ  $u_{col}$  を低減できる一方で周波数安定度が低下する（すなわち  $\sigma_y$  が大きくなる）。状態選択の効率が  $\eta$  倍 ( $\eta < 1$ ) になるとすると、合成された不確かさは

$$u_{tot} = \sqrt{\eta^2 u_{col}^2 + \eta^{-1} \sigma_y^2} \quad (26)$$

で表される。合成された不確かさを最小とする  $\eta$  および最小値はそれぞれ以下の式で書ける。

$$\eta_0 = \left( \frac{\sigma_y^2}{2u_{col}^2} \right)^{1/3} \quad (27)$$

$$u_{tot}^{\min} = \left( 2^{-2/3} + 2^{1/3} \right)^{1/2} \left( \sigma_y^2 u_{col} \right)^{1/3} \doteq 1.4 \left( \sigma_y^2 u_{col} \right)^{1/3} \quad (28)$$

## 5.4 冷却原子ビーム生成法

レーザ冷却が開発された初期の頃から度々新しい冷却原子ビーム生成方法が開発されてきた<sup>40)-42)</sup>。その中で、要求されるような低速度で速度広がり小さく、かつフラックスの大きな冷却原子ビームを生成できる方法としては、2次元磁気光学トラップ(2D-MOT)<sup>43)</sup>、2D<sup>+</sup>-MOT<sup>44)</sup>、およびLVIS<sup>37)</sup>が挙げられる。ここで、横方向速度広がりを温度換算で1  $\mu$ Kに抑制するため、生成された冷却原子ビームに対して水平方向から冷却用レーザを照射して横方向冷却を付加的に行うものとする。また、飛行とともに径が広がっていく冷却原子ビームに対し、 $R_{b0} = R_c$  となるように横方向冷却を行う位置を決めるものとする。表2に、上記の3つの冷却原子ビーム生成方法について、フラックス $F$ 、平均速度 $v_0$ 、縦方向速度広がり $\Delta v_0$ および横方向速度広がり $\Delta v_t$ (カッコ内は横方向冷却を行わない場合)といった冷却原子ビームの性能を示すとともに、これらのパラメータを用いて5.3節から見積もられる生成直後の冷却原子群の原子数 $N_0$ 、縦効率 $\gamma$ 、横効率 $\beta$ 、最高点における原子群の体積 $V_h$ 、平均打ち上げ高さ $h$ 、検出原子数 $N_d$ 、および原子密度比 $\kappa_0$ を記載する。さらに表2には、式(16)および式(25)からそれぞれ得られる周波数安定度 $\sigma_y$ 、および衝突シフトの不確かさ $u_{col}$ とともに、式(28)を用いて得られる両者を合成した不確かさの最小値 $u_{tot}^{\min}$ を示す。ただし、平均速度が可変である2D-MOTの場合には、

表2 2D<sup>+</sup>-MOT、2D-MOTおよびLVISによって生成される冷却原子ビームの性能値、パルスビームを原子泉型一次周波数標準器に適用した際のパラメータ、および期待される不確かさ。ただし、合成不確かさに関しては各々の比較のために2桁まで記述した。

	2D <sup>+</sup> -MOT	2D-MOT	LVIS
フラックス $F(\times 10^9 \text{ s}^{-1})$	9	0.73	5
平均速度 $v_0(\text{m/s})$	8	2-8	14
縦方向速度広がり $\Delta v_0(\text{m/s})$	2.0	0.078	1.6
横方向速度広がり $\Delta v_t(\text{m/s})$	0.016 (0.2)	0.016 (0.10)	0.016 (0.21)
生成原子数 $N_0(\times 10^8)$	10	1.5	4
縦効率 $\gamma$	0.1	0.8	0.1
横効率 $\beta$	0.09	0.2	0.03
原子群体積 $V_h$ ( $\times 10^{-3} \text{ m}^3$ )	2	0.07	8
平均打ち上げ高さ $h(\text{m})$	3	2	10
検出原子数 $N_d(\times 10^6)$	1	2	0.1
原子密度の比 $\kappa_0$	3	10	0.3
衝突シフトの不確かさ $u_{col}(\times 10^{-16})$	3	10	0.3
周波数安定度 $\sigma_y(\times 10^{-16})$	0.3	0.3	1.3
合成不確かさ $u_{tot}^{\min}(\times 10^{-16})$	1.0	1.4	1.3

平均速度を6 m/sとして平均打ち上げ高さが2 mになるようにした。また、 $d_c = 1 \text{ m}$ 、 $R_c = 7.5 \text{ mm}$ 、 $T_{\text{mol}} = 1 \mu\text{K}$ 、 $m = 2.21 \times 10^{-25} \text{ kg}$ とした。

5.3節に示した数式を用いて得られる数値の精度を考慮すると数倍の誤差は覚悟する必要があるが、3つのどの方法を用いても合成された不確かさが有効数字1桁で $1 \times 10^{-16}$ になると計算される。しかしながら、LVISに関しては、平均速度が大きいために平均打ち上げ高さが10 mに達してしまうという重大な問題がある。この高さの超高真空装置を用意するには、まず建物の建築から始めるなど従来の原子泉よりはるかに規模の大きなプロジェクトを要すると考えられ、現実的ではない。

2D<sup>+</sup>-MOTと2D-MOTを比較すると、合成された不確かさは2D<sup>+</sup>-MOTの方が若干小さい。冷却原子ビームの性能では、2D<sup>+</sup>-MOTの方がフラックスが一桁高い一方で、速度広がりは一桁以上大きくなってしまふ。そのため、2D<sup>+</sup>-MOTの方が生成原子数を大きくできるのに対し、2D-MOTの方が生成原子数に対する検出原子数の割合が大きい。また、2D-MOTには平均打ち上げ高さが調整可能であるという長所がある。

また、2D<sup>+</sup>-MOTとLVISでは、光モラセスと同様に熱気体原子を充満させることによって原子が供給される一方

で、2D-MOTについて今回参照した論文では、原子の供給効率を上げるために熱原子ビームの冷却を用いる。2D-MOTにおいても熱気体原子の充満によって原子をローディングすることは可能であるが、表2に示した性能値を得ることが可能かどうかは定かではない。従って、2D-MOTの場合には2D<sup>+</sup>-MOTとLVISと比べて、原子供給のためにより複雑な実験系を組むことが必要となる可能性が高い。

以上を総合すると、2D<sup>+</sup>-MOTと2D-MOT双方とも不確かさ $1 \times 10^{-16}$ の達成が期待できるが、最も小さな不確かさを期待できるのは2D<sup>+</sup>-MOTである。加えて、2D<sup>+</sup>-MOTの場合の方が生成原子数が大きいので、4.4節で述べた方針に合致している。しかし、速度や速度広がり重視する必要があるれば、2D-MOTを選択することになる。LVISの場合には平均打ち上げ高さが高すぎるので、速度を抑制する付加的な方法が存在しない限り用いることは困難である。

## 5.5 2D<sup>+</sup>-MOT

図6に2D<sup>+</sup>-MOTの実験配置を示す。また、表3に論文<sup>44)</sup>に記載された典型的な実験パラメータを示す。3次元的に6方向から原子の共鳴周波数に対して-18 MHzの離調を取った円偏光レーザーを照射する。さらに、図6に示すように陸上競技トラック型のコイルを4つ配置し、向かい合うコイルに対しては互いに逆向きの電流を流す。このとき中心軸上で磁場が0となる四重極磁場が励起される。レーザーが交差する領域に入り込んできた気体原子は、光子の吸収-自然放出の過程を繰り返すことでレーザーの伝播方向へ散乱力を受ける。ここで、原子はドップラーシフトによって運動方向とは逆向きのレーザーにより強く共鳴するため、原子には減速する力（摩擦力）が加わる。さらに、勾配を持つ四重極磁場によって誘起されるエネルギー準位のゼーマンシフトは中心軸から離れるにつれて大きくなる。このとき、レーザーの円偏光の向きを適切に選ぶと、原子の位置から見て中心軸方向に向かうレーザーにより強く共鳴し、原子には中心軸方向への力が生じる。こうした摩擦力と中心力によって、冷却原子が生成され、中心軸付近に集まる。上下方向のレーザーペアは縦方向の原子冷却に寄与するが、上方向へのレーザーの強度を下方向へのそれよりもやや大きくしておくことにより、原子に上向き速度を与える。そして、冷却原子は下方向へのレーザーを供給するために設置したミラーに設けられた直径0.8 mmの穴からビームとして出射する。

ここで、2D<sup>+</sup>-MOTの実験系に対する2D-MOTのそのの

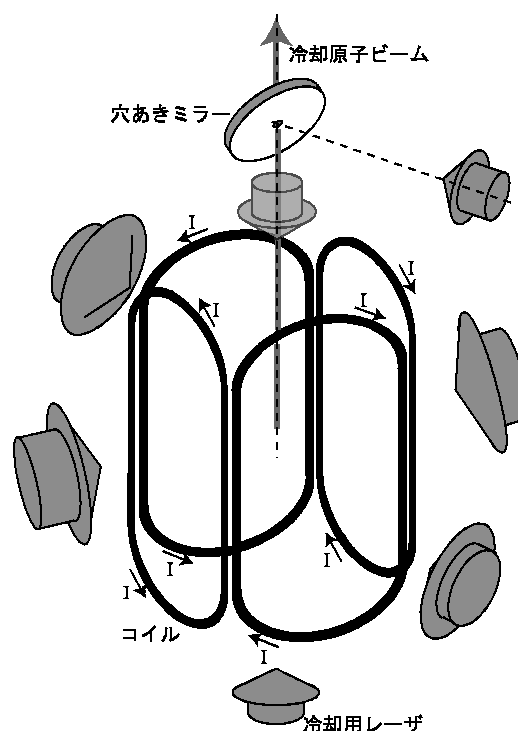


図6 2D<sup>+</sup>-MOTの実験配置。4つの陸上競技トラック型コイルによって励起される二次元的な四重極磁場と6本の冷却用レーザーによって構成される。原子は穴あきミラーの穴から冷却原子ビームとして取り出される。

表3 2D<sup>+</sup>-MOTにおける実験パラメータ。ただし、水平方向に伝播するレーザービームの形状は鉛直方向に長い楕円である。

周波数離調	-18 MHz
磁場勾配	0.126 T/m
レーザービーム径 (水平ビーム)	水平方向: 7 mm 鉛直方向: 24 mm
(鉛直ビーム)	7 mm
レーザーパワー (下向きビーム)	0.64 mW
(上向きビーム)	2.1 mW
(水平ビーム1本あたり)	3.8 mW

大きな違いは、冷却原子ビームの軸上の2本の冷却用レーザーを照射しないことと、原子ローディング用の熱原子ビームの冷却部が必要なことのみである。従って、2D<sup>+</sup>-MOTと2D-MOTの両方を実現できる装置を設計することが可能である。

## 5.6 パルスビーム方式の原子泉

図7に冷却原子源として2D<sup>+</sup>-MOTを配置したパルスビーム方式の原子泉を模式的に示す。原子泉は2D<sup>+</sup>-MOT部、横方向冷却部、検出系、およびマイクロ波相互作用領域により構成される。冷却原子ビームの径は出射後広がっていくが、ビーム径がマイクロ波共振器の内径と等

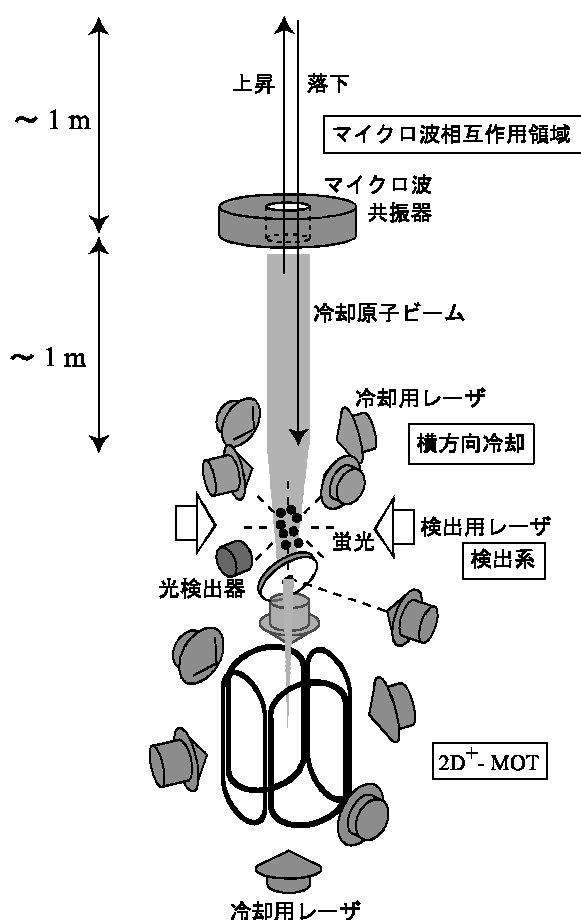


図7 パルスビーム方式の原子泉。光モラセスが $2D^+$ -MOTと横方向冷却に置き換わった以外は通常の原子泉（図2）とほぼ同様である。

しくなる場所で水平方向から4本の負離調のレーザーを照射して横方向冷却を行う。これによって、ビーム径が可能な限り大きく横方向速度広がり小さな冷却原子ビームを形成する。ここで、横方向冷却部からマイクロ波共振器までの距離を約1 mとする。冷却原子ビームの先頭がマイクロ波共振器に到達する直前に $2D^+$ -MOTと横方向冷却用のレーザーをオフにする。これによって、長さ約1 mの冷却原子群が生成される。この後は通常の原子泉と同様に、状態選択共振器において選び出された基底状態の $F=3$ ,  $m_F=0$ の原子がラムゼー共振器において2度の $\pi/2$ パルスを受け、蛍光観測によって検出される。ただし、縦効率を大きくするために検出系をなるべく低い位置（ $2D^+$ -MOTの穴あきミラーのすぐ上）に設け、検出用レーザーを適切なタイミングで短時間（0.1秒程度）だけ照射する。

## 6. パルスビーム方式の長所と問題点

### 6.1 パルスビーム方式の長所

1. 細長くて原子数の多い冷却原子群を生成できる。

光モラセスの場合には、検出原子数は $10^4$ であり、最高点における原子群の体積は $6 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ 程度と見積もられる。従って、表2に示すように、光モラセスの代わりに $2D^+$ -MOTを用いることにより、検出原子数が2桁増える一方で体積も2桁増加するので、衝突シフトの不確かさを維持したまま周波数安定度を1桁向上させることが可能になると期待される。

2. 必要なレーザーパワーが小さい。

NMIJ-F1では、光モラセスを得るために波長可変の外部共振器半導体レーザーの出力を光アンプで約300 mWまで増幅して用いている。また、NIST-F1においては出力1 WのTi:Sapphireレーザーを用いている。これらのレーザーシステムは波長可変レーザーとしては出力が大きく、数百万円から数千万円と高価である。しかし、論文<sup>44)</sup>によれば $2D^+$ -MOTでは光源のパワーは50 mWですむため、市販品で100万円前後、自作すれば数十万円で作製できる外部共振器半導体レーザーを用いれば十分である。

3. 検出領域での背景セシウムガスが少ない。

光モラセスでは真空チャンパ内にセシウムの熱気体原子を充填させることによって原子が供給される。検出領域と光モラセス領域は繋がっているため、検出領域にも熱原子が導入されてしまう。こうした背景ガスが観測されると検出雑音が増える。

$2D^+$ -MOTでも熱気体原子を充填させることにより原子が供給されるが、 $2D^+$ -MOTとそれより上部がミラーの直径0.8 mmの穴のみで繋がるように真空チャンパを設計・製作することが可能である。そのため、背景ガスとして検出領域に入る原子の数は、光モラセスの場合に比べて非常に小さくなると期待される。

4. ジャグリングに比べて装置が簡便である。

パルスビーム方式は通常の原子泉よりも複雑になることは間違いないが、以下の2つの理由からジャグリング方式に比べれば簡便ではないかと考えられる。

第一に、ジャグリングの場合には、4.1節に述べたようにLVISなどの冷却原子ビーム源と光モラセスの両方を配置する必要があるが、パルスビーム方式では、冷却原子ビーム源を配置する代わりに光モラセスが不要

となる。第二に、ジャグリングでは原子とマイクロ波の相互作用中に光モラセスを生成する必要があるため、光シフトを抑制するための何らかの方法を取らなければならない。それに対してパルスビーム方式では、原子がマイクロ波相互作用領域に入る前に冷却原子ビーム源や横方向冷却のレーザを切る。加えて、検出用レーザを適当なタイミングでオンオフして光シフトの影響を受けない原子のみを検出しても十分な原子数が得られると期待される。

5. 検出用レーザによる光シフトが無視できれば、さらなる検出原子数の向上が期待できる。

NMIJ-F1において6本の冷却用レーザの全パワーは約130 mWであるのに比べて2本の検出用レーザの全パワーは1 mW程度と弱い。加えて、検出用レーザはマイクロ波共振器から下方に約1 m離れた位置に水平方向に照射される。そのため、検出用レーザによってマイクロ波相互作用領域にある原子に誘起される光シフトは無視できる可能性がある。もし検出用レーザを常時照射することが可能であれば、速度広がりによらず縦効率が $\gamma = 1$ となると考えられる。表2に示したように2D<sup>+</sup>-MOTにおいて $\gamma \sim 0.1$ なので、検出用レーザをオンオフさせた場合に比べて、照射し続けた場合には検出原子数は10倍程度になると期待される。

## 6.2 パルスビーム方式の課題と懸念される点

前節ではパルスビーム方式の長所を述べたが、以下のような課題や懸念材料も存在する。

1. 2D<sup>+</sup>-MOTの磁場が測定周波数に及ぼす影響。

2.2節で述べたように、マイクロ波相互作用領域は磁気シールドで覆われている。外部磁場の主な要因である地磁気はこの磁気シールドで十分に遮蔽できるが、地磁気の大きさ（ $\sim 30 \mu\text{T}$ ）を超える磁場源が近傍にあると、測定周波数に影響する可能性がある。そのため、磁場発生源をなるべくマイクロ波相互作用領域から遠ざけたい。パルスビーム方式では四重極磁場を用いる必要がある2D<sup>+</sup>-MOTをマイクロ波共振器から約1 m離して配置する予定であるが、この距離では不十分かもしれない。場合によっては、さらに遠ざけるか、新たな磁気シールドか補正コイルを設置する必要があるだろう。

ただし、例えばジャグリングにおける原子ロードに用いられるLVISでも2D<sup>+</sup>-MOTと同程度の磁場を印加する必要があることに注意すべきである。原子泉のさら

なる高度化には、冷却原子源の生成のために磁場の印加が必要となり、そうした磁場の影響の除去は今後重要な課題になると考えられる。

2. 超高真空装置の高さが3 mに及ぶ。

全体の装置の高さは2D<sup>+</sup>-MOTにおける原子の平均速度8 m/sに相当する打ち上げ高さ3 mとほぼ同じになる。また、平均速度が小さくなる2D-MOTを用いた場合でも装置の高さは2 mに及び、少なくとも通常の原子泉装置よりも高くなる。このため、振動などに対する安定性が下がることに加え、より精密な鉛直出しや高精度なアラインメントが必要になる。

3. 打ち上げ高さの制御が難しい。

2次ゼーマンシフトの補正量を見積もるためには、マイクロ波相互作用領域における磁場分布を精密に測定する必要がある。3.2.5節に述べたように、打ち上げ高さの関数として $m_F=1$ に対する遷移周波数の1次ゼーマンシフトを測定することにより磁場分布を得る。そのため、打ち上げ高さ（すなわち冷却原子ビームの平均速度）の精密制御が必要不可欠である。

光モラセスの場合には、対向するレーザの周波数が異なると定在波が動くことを利用して原子に速度を与える。レーザの周波数差は精密に制御することが可能なため、原子の速度を高い精度で制御できる。それに対し2D<sup>+</sup>-MOTの場合には、上下方向の冷却用レーザの強度と周波数を調整することによって散乱力のバランスを変え、冷却原子ビームの平均速度を制御するが、調整可能な平均速度の範囲と制御精度は論文に記載されておらず定かではない。2D-MOTの場合には、レーザの周波数を調節して平均速度を2 – 8 m/sの間で変化させられることが論文に示されているので、2D<sup>+</sup>-MOTで平均速度の調整がうまくいかない場合には2D-MOTを採用することになるだろう。

## 7. まとめ

原子泉型セシウム一次周波数標準器を高度化して $1 \times 10^{-16}$ の不確かさを実現するためには、検出原子数の増大による周波数安定度の向上と衝突シフトの不確かさの低減を両立させることが必要不可欠である。そのための方策として、NISTでは衝突シフトを保ったまま検出原子数を増やすことを目指したジャグリング方式の原子泉を開発中であり、SYRTEではAP法を利用して衝突シフトの見積もり精度を高めている。さらには、METASでは、低密

度かつ大原子数の冷却原子群を実現するために、連続的な冷却原子ビームを用いた原子泉を開発している。

本調査研究では、METASの原子泉で問題となっている光シフトを避けるために、パルスの冷却原子ビームを用いることを提案した。さらには、従来のいくつかの冷却原子ビーム生成法を調べ、冷却原子ビームのフラックス、速度、および速度広がりといった性能値から、原子泉に適用した際に予想される周波数安定度や衝突シフトの不確かさを見積った。その結果、冷却原子ビーム生成法として2D<sup>+</sup>-MOTを採用した場合に、衝突シフトの不確かさと周波数安定度を合成して得られる不確かさが $\sim 1 \times 10^{-16}$ になることが導かれた。

## 謝辞

本原稿を校閲していただいた時間周波数科の今江理人科長ならびに同科時間標準研究室の池上健室長に深く謝意を表します。また、原子泉型一次周波数標準器に関して貴重な議論をしていただいた時間標準研究室の柳町真也研究員に深く感謝するとともに、日頃から助言をしていただいた時間標準研究室の皆様にお礼申し上げます。

## 参考文献

- 1) Circular T, <http://www.bipm.org/jsp/en/TimeFtp.jsp>, No. 238, Oct. 2007.
- 2) 土屋淳, 辻宏: GPS測量の基礎 (社団法人 日本測量協会, 1995) 25-56.
- 3) C. Novotny, B. Bernhardt, G. Ewald, C. Geppert, G. Gwinner, T. W. Hänsch, R. Holzwarth, G. Huber, S. Karpuk, H. J. Kluge, T. Kühl, W. Nörtershäuser, S. Reinhardt, G. Saathoff, D. Schwalm, T. Udem, and A. Wolf: Experimental test of special relativity by laser spectroscopy, *Hyperfine Interactions* **171** (2006) 57-67.
- 4) J. C. Hafele, and R. E. Keating: Around-the-World Atomic Clocks: Predicted Relativistic Time Gains, *Science* **177** (1972) 166-168.
- 5) Y. Saburi, M. Yamamoto, and K. Harada: High-precision time comparison via satellite and observed discrepancy of synchronization, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **25** (1976) 473-477.
- 6) R. F. C. Vessot: Relativity experiments with clocks (for gravitational phenomena verification), *Radio Science* **14** (1979) 629-647.
- 7) S. Iijima, and K. Fujiwara: An experiment for the potential blue shift at the Norikura Corona Station, *Ann. Tokyo Astron. Obs., Second Ser.* **17** (1978) 68-78.
- 8) T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T. W. Hänsch: Absolute optical frequency measurement of the cesium D-1 line with a mode-locked laser, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 3568-3571.
- 9) M. Fattori, G. Lamporesi, T. Petelski, J. Stuhler, G. M. Tino: Towards an atom interferometric determination of the Newtonian gravitational constant, *Phys. Lett. A* **318** (2003) 184-191.
- 10) D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff: Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis, *Science* **288** (2000) 635-639.
- 11) R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russell: Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* **85**, (2000) 2264-2267.
- 12) J. P. Barrat, and C. Cohen-Tannoudji: Etude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité, *J. Phys. Radium* **22** (1961) 329-336.
- 13) M. Takamoto, F. L. Hong, R. Higashi, and H. Katori: An optical lattice clock, *Nature* **435** (2005) 321-324.
- 14) F. L. Hong, M. Takamoto, R. Higashi, Y. Fukuyama, J. Jiang, and H. Katori: Frequency measurement of a Sr lattice clock using an SI-second-referenced optical frequency comb linked by a global positioning system (GPS), *Optics Express* **13** (2005) 5253-5262.
- 15) S. A. Diddams, T. Udem, J. C. Bergquist, E. A. Curtis, R. E. Drullinger, L. Hollberg, W. M. Itano, W. D. Lee, C. W. Oates, K. R. Vogel, and D. J. Wineland: An optical clock based on a single trapped Hg-199(+) ion, *Science* **293** (2001) 825-828.
- 16) A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips: Ramsey resonance in a Zacharias fountain, *Europhys. Lett.* **16** (1991) 165-170.
- 17) T. Kurosu, Y. Fukuyama, Y. Koga, and K. Abe: Preliminary evaluation of the Cs atomic fountain frequency standard at NMIJ/AIST, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **53** (2004) 466-471.
- 18) S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin: 3-Dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 48-51.

- 19) J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji: Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients - simple theoretical - models, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 2023-2045.
- 20) J. L. Hall, M. Zhu, and P. Buch: Prospects for using laser-prepared atomic fountains for optical frequency standards applications, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 2194-2205.
- 21) P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook: Optical molasses, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 2084-2107.
- 22) N. F. Ramsey: A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields, *Phys. Rev.* **78** (1950) 5.
- 23) Y. Fukuyama, T. Kurosu, and S. Ohshima: Generation of uniform magnetic field for Cs fountain frequency standard, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1* **38** (1999) 3003-3004.
- 24) T. P. Heavner, S. R. Jefferts, E. A. Donley, J. H. Shirley, and T. E. Parker: NIST-F1: Recent improvements and accuracy evaluations, *Metrologia* **42** (2005) 411-422.
- 25) R. Wynands, and S. Weyers: Atomic fountain clocks, *Metrologia* **42** (2005) S64-S79.
- 26) E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard: Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2631-2634.
- 27) T. Kurosu, Y. Fukuyama, K. Abe, S. Yanagimachi, and Y. Koga: Evaluation of the Cs atomic fountain frequency standard at NMIJ/AIST, Proc. of the joint meeting EFTF/FCS (Tampa, 2003) 68-71.
- 28) W. M. Itano, L. L. Lewis, and D. J. Wineland: Shift of  $2S_{1/2}$  hyperfine splittings due to blackbody radiation, *Phys. Rev. A* **25** (1982) 1233-1235.
- 29) K. Szymaniec, W. Chalupczak, P. B. Whibberley, S. N. Lea, and D. Henderson: Reply to the comment on 'Evaluation of the primary frequency standard NPL-CsF1', *Metrologia* **43** (2006) L18-L19.
- 30) S. Weyers, R. Schröder, and R. Wynands: Effects of microwave leakage in caesium clocks: Theoretical and experimental results, Proc. of 20<sup>th</sup> Euro. Freq. Time Forum, (2006) 173-180.
- 31) S. R. Jefferts, R. E. Drullinger, and A. DeMarchi: NIST cesium fountain microwave cavities, Proc. of the 1998 IEEE International Frequency Control Symposium (1998) 6-8.
- 32) G. Dudley, A. Joyet, P. Berthoud, G. Mileti, and P. Thomann: First results with a cold cesium continuous fountain resonator: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50** (2001) 510-514.
- 33) E. A. Donley, T. P. Heavner, and S. R. Jefferts: Optical molasses loaded from a low-velocity intense source of atoms: An atom source for improved atomic fountains, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** (2005) 1905-1910.
- 34) S. Ohshima, T. Kurosu, T. Ikegami, and Y. Nakadan: Cesium atomic fountain with 2-dimensional moving molasses, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2* **34** (1995) L1170-L1173.
- 35) R. Legere, and K. Gibble: Quantum scattering in a juggling atomic fountain, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 5780-5783.
- 36) F. Levi, A. Godone, and L. Lorini: Reduction of the cold collisions frequency shift in a multiple velocity fountain: A new proposal, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **48** (2001) 847-850.
- 37) Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman: Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 3331-3334.
- 38) F. P. Dos Santos, H. Marion, S. Bize, Y. Sortais, A. Clairon, and C. Salomon: Controlling the cold collision shift in high precision atomic interferometry, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 4.
- 39) K. Watabe, H. Inaba, K. Okumura, F. L. Hong, J. G. Hartnett, C. R. Locke, G. Santarelli, S. Yanagimachi, K. Minoshima, T. Ikegami, A. Onae, S. Ohshima, and H. Matsumoto: Optical frequency synthesis from a cryogenic sapphire oscillator using a fiber-based frequency comb, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **56** (2007) 632-636.
- 40) W. D. Phillips, and H. Metcalf: Laser deceleration of an atomic-beam, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 596-599.
- 41) P. Berthoud, E. Fretel, and P. Thomann: Bright, slow, and continuous beam of laser-cooled cesium atoms, *Phys. Rev. A* **60** (1999) R4241-R4244.
- 42) A. Takamizawa, H. Ito, S. Yamada, and M. Ohtsu: Observation of cold atom output from an evanescent-light funnel, *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) 1790-1792.
- 43) H. Chen, and E. Riis: Cold atomic beam from a rubidium funnel, *Appl. Phys. B* **70** (2000) 665-670.
- 44) K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven: Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms, *Phys. Rev. A* **58** (1998) 3891-3895.