

## 3-2-2 CRLにおける原子泉型一次周波数標準器 開発

### 3-2-2 *Development of Atomic Fountain Primary Frequency Standard at CRL*

熊谷基弘 伊東宏之 福田京也 梶田雅稔 細川瑞彦 森川容雄  
KUMAGAI Motohiro, ITO Hiroyuki, FUKUDA Kyoya, KAJITA Masatoshi,  
HOSOKAWA Mizuhiko, and MORIKAWA Takao

#### 要旨

通信総合研究所原子周波数標準グループでは、セシウム原子泉型一次周波数標準器の開発を行っている。セシウム原子を磁気光学トラップと偏光勾配冷却により $2\mu\text{K}$ まで冷却し鉛直方向に打ち上げる。打ち上げられた原子は弾道軌道上に置かれたマイクロ波共振器内でマイクロ波と2回相互作用し、ラムゼー共鳴を引き起こす。このラムゼー共鳴の線幅は $1\text{Hz}$ 以下となり、信号の中心周波数は標準器の基準信号として使われる。原子泉型標準器は冷却原子を用いているため、周波数確度は $10^{-15}$ 程度になると見込まれている。我々も、 $1 \times 10^{-15}$ 程度の周波数確度を最終目標に原子泉型標準器の開発を行っている。本稿では、CRLにおける原子泉型標準器の開発状況を報告する。

Communications Research Laboratory has been conducting the development a Cesium atomic fountain primary frequency standard. Cs atoms are cooled to below  $2\mu\text{K}$  by a magneto-optical trap and polarization gradient cooling, and launched vertically by moving molasses method. The launched atoms pass through a microwave cavity twice, on the way upward and downward, and give rise to Ramsey resonance whose linewidth is less than  $1\text{Hz}$ . The atomic fountain standard based on the cold atoms is expected to achieve the uncertainty of the order of  $10^{-15}$ . We also have been developing the atomic fountain to aim at an operational primary frequency standard with the frequency uncertainty of  $1 \times 10^{-15}$ . In this chapter, we report the present status of development of atomic fountain at CRL

#### [キーワード]

原子泉, 一次周波数標準器, レーザー冷却, 偏光勾配冷却, ラムゼー信号

Atomic fountain, Primary frequency standard, Laser cooling, Polarization gradient cooling, Ramsey fringe

## 1 はじめに

通信総合研究所原子周波数標準グループでは、国際原子時(TAI)や日本標準時(JST)の高確度化に貢献することを主目的とし、一次周波数標準器(Primary Frequency Standard)の開発を行っている。一次周波数標準器は、時間の基本単位である秒の大きさを正確に実現できる装置であり、世界各国で様々な開発が行われている。西暦2003年現在、一次周波数標準器として国際原子時の確度評価に寄与しているのは、磁気選

別型、光励起型、原子泉型の3種類だけであり、我々はこれまで磁気選別型(CRL-CS1)、光励起型(CRL-O1)[1](CRL-O1の周波数確度： $1 \times 10^{-14}$ 以下)の一次周波数標準器を開発し、国際原子時の高確度化に貢献してきた。磁気選別型や光励起型標準器は原子ビームを使用した標準器であるのに対し、原子泉型は低速化された冷却原子を利用した標準器であり、従来の原子ビームを使用した標準器よりも一桁良い $1 \times 10^{-15}$ 程度の周波数確度が見込まれている。原子泉型標準器に関する研究は近年様々な国で行われ、仏、独、

米などでは実際に運用が開始されている[2]-[4]。我々も、TAIやJSTの高精度化の一端を担う研究所のグループとして、精度 $1 \times 10^{-15}$ を最終目標に原子泉型一次周波数標準器の開発を行っている。

### 1.1 原子泉型一次周波数標準器の仕組み

原子泉型周波数標準器の仕組みを図1(左側)に紹介する。原子泉型標準器の信号が観測されるまでのプロセスを次に示す。

- ① セシウム原子を三次元的にレーザー冷却する。
  - ② 冷却された原子集団をレーザー光によって鉛直方向に打ち上げる。
  - ③ 打ち上げられた原子集団は、途中に置かれたマイクロ波共振器内でマイクロ波と1回目の相互作用をする。
  - ④ マイクロ波と相互作用した原子集団はそのまま弾道飛行を続けた後、重力により落下し始める。
  - ⑤ 落下してきた原子集団は、再びマイクロ波共振器を通過しマイクロ波と2回目の相互作用をする。
  - ⑥ 更に落下してきた原子を検出する。
- このように、打ち上げられた原子集団が上昇

時と下降時の2度マイクロ波と相互作用し、ラムゼー共鳴[5]を引き起こす。ラムゼー信号の線幅は非常に狭く、この信号の中心周波数が標準器の基準信号として利用される。レーザー光により打ち上げられ重力により落ちてくる原子の様子が「泉」に似ているため、日本語では「原子泉」、英語では「Atomic Fountain」と呼ばれている。

### 1.2 原子泉型標準器と他の一次周波数標準器との比較

周波数標準器の中には、水素メーザー標準器、商用セシウム標準器、ルビジウム標準器なども存在するが、それらは一次周波数標準器というよりも「時計(原子時計)」という意味合いが強いため、ここでは一次周波数標準器である磁気選別型、光励起型と原子泉型の比較を行う。従来型(磁気選別型、光励起型)と原子泉型の一番大きな違いは、先述したように、原子ビームを使用するか冷却原子を使用するかという点にある。それにより装置全体の見た目も大きく異なり、原子ビーム型は原子が水平に移動する横型の装置であるのに対し(図1右側参照)、原子泉型は原子の移動が鉛直方向の縦型の装置となる(図1左側参照)。

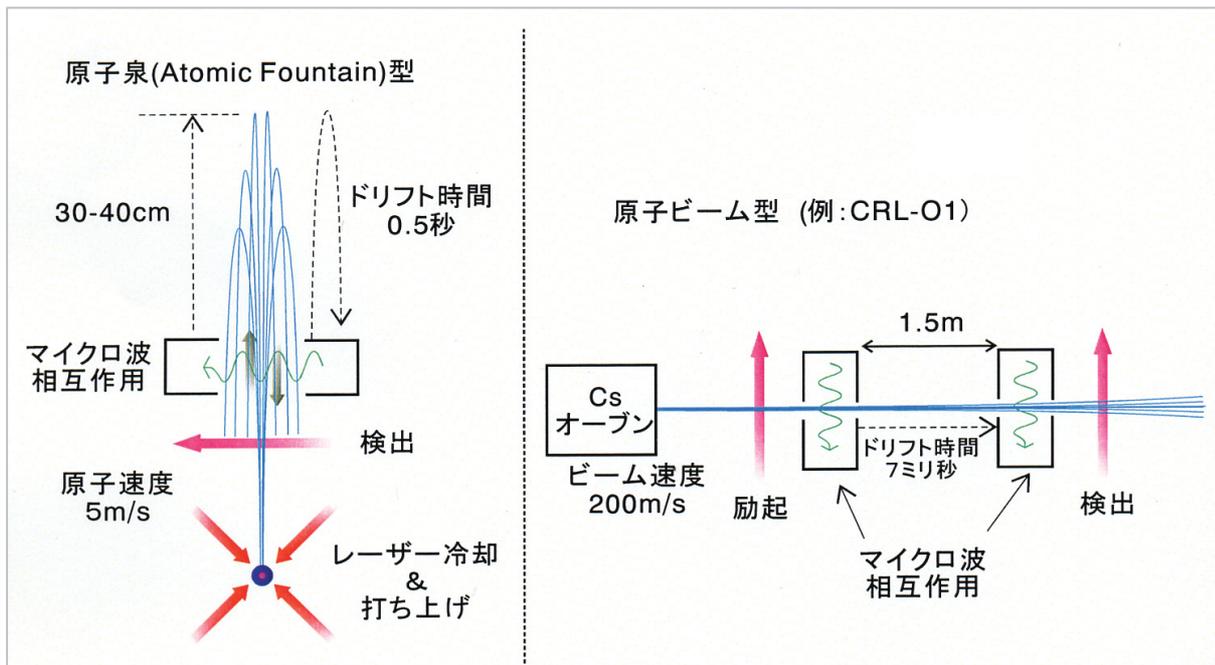


図1 原子泉型標準器と原子ビーム型標準器の概略図

一次周波数標準器の安定度は(1)式で表され、信号の線幅が狭いほど周波数標準器としての安定度は高くなる[6]。

$$\sigma_y(\tau_m) \propto \frac{\Delta\nu}{\nu_0 \cdot (S/N)} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau_m}} \quad (1)$$

$\Delta\nu$ は信号の線幅(半値全幅)、 $\nu_0$ は原子のClock周波数、 $(S/N)$ は平均時間一秒における信号雑音比、 $\tau_m$ は測定時間である。ラムゼー共鳴とは、原子とマイクロ波の1回目の相互作用と2回目の相互作用の間に時間間隔を設け、その時間間隔に依存した線幅の信号を観測する手法であり(本誌3-1及び3-2-1付録を参照)、共鳴周波数付近のラムゼー信号の遷移確率は(2.1)式で与えられ、中心部の線幅は(2.3)式で表される[7]。

$$P(\tau) = \frac{1}{2} \sin^2 b\tau [1 + \cos\{(\omega_0 - \omega)T\}] \quad (2.1)$$

$$b = \frac{\mu_B B}{\hbar} \quad (2.2)$$

$$\Delta\nu = \frac{1}{2T} \quad (2.3)$$

$\omega_0$ は原子の共鳴周波数、 $\omega$ はマイクロ波の周波数、 $\mu_B$ はボーア磁子、 $B$ はマイクロ波の磁束密度、 $\tau$ は原子が共振器を通過する時間、 $T$ はドリフト時間(マイクロ波相互作用の1回目と2回目の時間間隔)。(2.3)式より、ドリフト時間 $T$ が長ければ長いほどラムゼー信号の線幅は狭くなり、最終的に標準器としての周波数安定度が向上することが分かる。原子ビームを用いる磁気選別型や光励起型では、共振器間(1.5m)を通過する原子速度は速く(200m/s)、ドリフト時間は7ms程度と短い。しかし、冷却原子を用いる原子泉型では、非常に遅い速さで(5m/s)鉛直方向にマイクロ波共振器上約30cmまで打ち上げることで、原子ビーム型より100倍程度長い500ms以上のドリフト時間を確保できる。この長いドリフト時間によりラムゼー信号の線幅は1Hz以下となり、周波数標準器としての安定度は大幅に向上する。

逆に、原子泉型の場合、信号強度が弱いことが欠点として挙げられる。それは信号に関与する原子数が少ないことに起因し、 $S/N$ 比は原子ビーム型の1/10程度となってしまふ。また、原子ビーム型の標準器が原子を連続的に噴射でき

る連続動作型なのに対し、原子泉型は打ち上げた原子が落下し終わってから再び次の原子を打ち上げるパルス動作型である。このパルス動作がマイクロ波位相雑音の高周波成分の影響を大きくし、周波数安定度の劣化を引き起こす。この効果はDick効果[8]と呼ばれ、連続動作型の磁気選別型と光励起型では存在しない。しかしこれらの欠点を合わせても、線幅が100倍も狭い信号が観測できる利点により、原子泉型標準器の方が従来の原子ビーム型に比べ一桁ほど良い周波数安定度が得られる。

一次周波数標準器が発生する周波数は、物理的又は工学的要因により、定義値から周波数シフトしている。そのため、定義どおりの値を算出するには様々な周波数シフトを見積もり、そのシフト量を差し引く必要がある。このシフト量の見積り一つ一つには不確かさが存在し、この不確かさを足し合わせたものが一次周波数標準器の最終確度となる。周波数シフトを見積めることは一次標準器開発において必要不可欠であり、周波数シフトという点からも原子泉型の特徴を説明する。

原子泉型のメリットとして次のことなどが挙げられる(シフト要因の内容については本誌3-2-1参照)。

- ・速度の遅い冷却原子を使用しているため、二次ドップラーシフトが小さい。
  - ・観測される信号の線幅が狭いため、不均一磁場やマイクロ波共振器に起因するシフトが小さい。
  - ・共振器は一つしか使用しないため、共振器間の位相差に依存するシフトが小さい。
- 冷却原子を利用する恩恵を受け、ほとんどの周波数シフトが小さくなり、各々の不確かさも $10^{15}$ 以下の大きさになる。ほとんどの周波数シフトが小さくなる中、冷却原子同士の衝突による衝突シフトだけは逆に大きくなってしまふ。これは原子の温度が低くなると、ドブロイ波長が大きくなり衝突断面積が大きくなってしまふことに起因する。この衝突シフト見積りには大きな不確かさが付きまとい、原子泉型の場合、この衝突シフトの不確かさの大きさが標準器の限界を決めていると言っても過言ではない。標準器としての安定度を損なわずに衝突シフトを小さ

くすることは難しい問題であるが、全体的に考えて、見積もるべきシフト要因の数が少なくなるとは大きなメリットであると言える。

### 1.3 CRLにおける原子泉型標準器の開発経緯

一次周波数標準器の開発には、真空技術、レーザー技術、電気回路技術、コンピュータ制御技術など、数多くの知識が必要となる。原子泉型の場合では、特に、冷却原子の生成技術、打ち上げ技術が非常に重要な要素になる。具体的に言えば、原子を数多く打ち上げ、重力により再び落下してくる原子を最大限捕らえる技術が一番重要な技術となる。我々は、小型のプロト装置を用いて、レーザー冷却技術、冷却原子の効率の良い打ち上げ技術などの基礎技術の習得を行い[10][11]、それと並行し、一次周波数標準器として運用可能な大型原子泉装置の開発を行っている[12][13]。今回は、大型の原子泉型標準器開発の現状について報告する。

## 2 CRL原子泉型一次標準器の構造

### 2.1 各部の目的と機能

CRLの原子泉型周波数標準器の装置図を図2に示す。原子泉装置は大きく分けると、冷却原子を生成し打ち上げを行うトラップ部、打ち上げられた冷却原子がマイクロ波と2回相互作用する量子部、マイクロ波と相互作用した原子を検出する検出部、の3部分から成っている。トラップ部における不均一な磁場勾配は原子の打上げ効率の劣化の原因となり、また、量子部の不均一磁場は観測される信号の周波数シフトの原因となるため、装置の大部分は銅やアルミニウムなどの非磁性の素材で作られている。

トラップ部は、三次元的にレーザー光を入射可能なチャンバーと四重極磁場を生成する反ヘルムホルツコイル(逆向きに電流が流れているコイル対)から成っており、全体は一重の磁気シールドに囲まれている。シールドの内部には、地磁気の影響を補正する補正コイルがXYZ方向それぞれに設置されている。トラップチャンバーにはセシウム原子が封入されているリザーバー

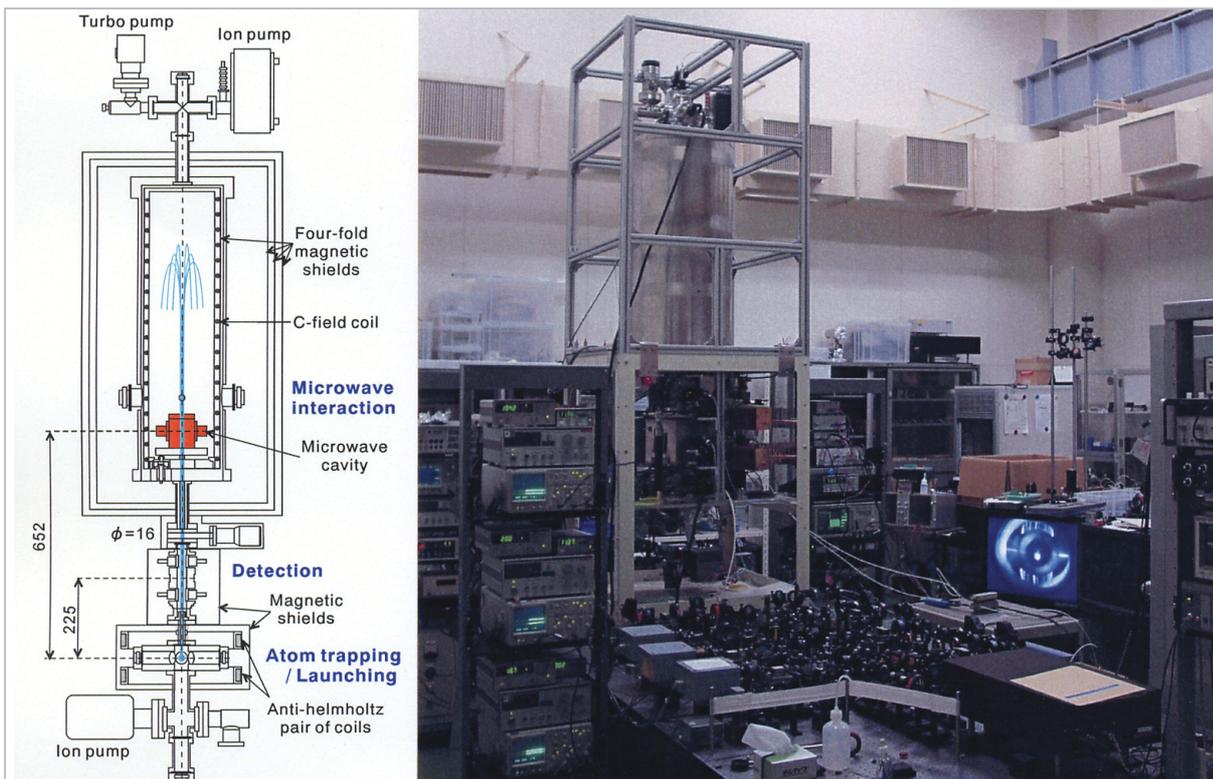


図2 CRL原子泉型一次周波数標準器

が取り付けられており、リザーバーの温度調整によりチャンバー内に送り込むセシウム原子の量を調整している。検出部は、信号観測用のプローブレザー光を入射するビューポートと蛍光観測用の検出器が取り付け可能な特殊ビューポートから成っている。特殊ビューポートには受光面積 $1\text{cm}^2$ のSi(シリコン)のPhoto Detector (PD)が取り付けられ、マイクロ波と2回相互作用したのち下降してくるセシウム原子が発する蛍光の観測を行う。量子部は、セシウムの基底状態の縮退をとくC磁場コイルとセシウム原子のClock遷移を励起するマイクロ波共振器から成っている。量子部全体は4重の磁気シールドに囲まれ、外部からの磁場の影響を遮断している。周波数標準器の基準信号となるものは、磁気量子数 $m_F=0$ の原子が発する $\Delta m_F=0$ の遷移だけであるため、C磁場の向きとマイクロ波の磁場方向は平行でなくてはならない。原子泉の場合C磁場の向きは鉛直方向を向いているため、共振器内のマイクロ波の磁場成分が鉛直方向に揃うTE<sub>011</sub>モードのマイクロ波共振器を使用している[8]。現在使用しているマイクロ波共振器のQ値は10000程度である。

原子集団がマイクロ波と相互作用する際の残留ガスとの衝突は信号のS/N比を劣化させてし

まうため、量子部には非常に高い真空度が要求される。我々は、ターボ分子ポンプ(荒引き用)、イオンポンプに加え、Tiゲッターポンプを併用することで、 $3 \times 10^{-10}$  torr以下という高真空を達成している。また、トラップ部に充満しているセシウム原子が量子部に紛れ込まないように、トラップ部と検出部、検出部と量子部との間の穴径を1~1.5cmと狭くし真空の分離を図っている。原子の飛行距離(打ち上げから検出まで往復約2mの飛行)に対して、原子が通過できる穴径は非常に狭いため、原子を打ち上げ、マイクロ波共振器を通過させ、検出部で観測するには、1mradの打ち上げ精度が必要となる。

## 2.2 レーザー光学系

1.2でも述べたが、原子泉型標準器の欠点は、信号に関与する原子が少ないことに起因する信号強度の弱さが挙げられる。そこで、レーザー光源を高出力化し、トラップできる原子数を増やし信号強度の増加を行っている。標準器としての安定動作には、光源の周波数安定性及び強度安定性も重要な要素であるため、周波数も強度も安定である半導体レーザーを光源に用いている。原子泉用に整備した光学系システム図を図3に示す。我々は3台の高出力(150mW)半導

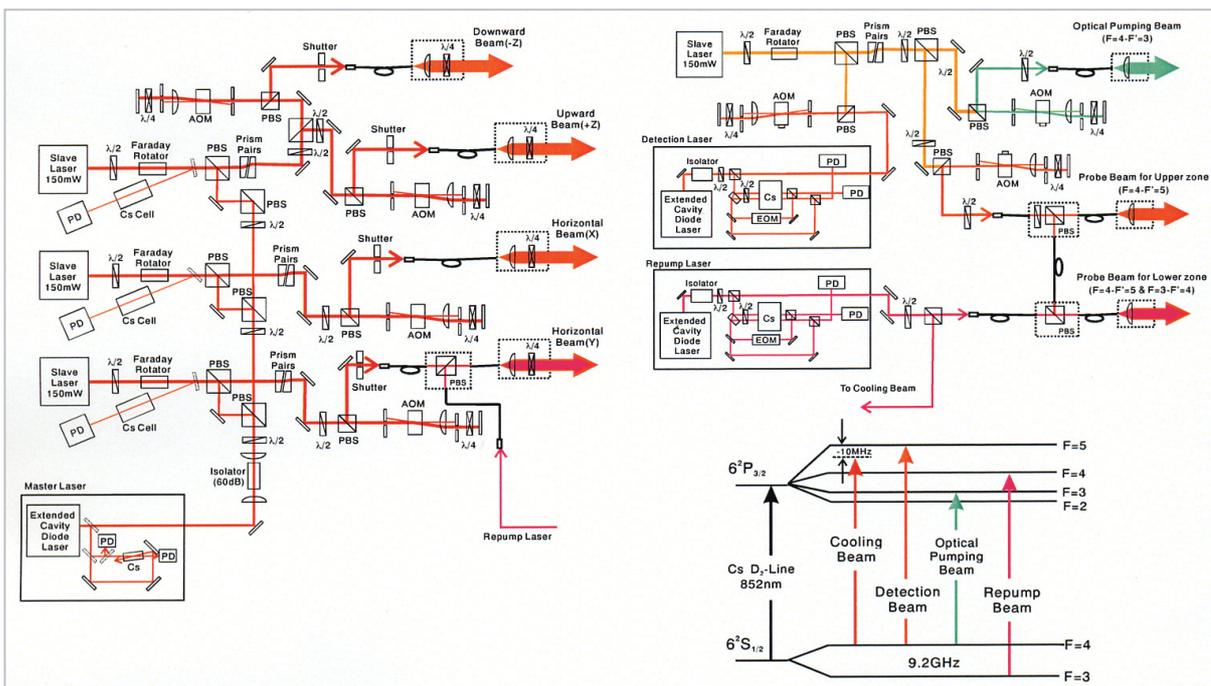


図3 原子泉用レーザー光学系とセシウム原子のエネルギー準位図

体レーザーに注入同期を行い、高出力光源を用意した。主レーザー光の一部が3台の従レーザーに注入され、従レーザーすべての発振周波数は主レーザーの発振周波数 ( $F=4 \rightarrow F'=5$ ) に同期している。主レーザーには、発振線幅が狭く (500kHz) 安定な外部共振器型半導体レーザーを用いており、主レーザーはセシウム原子の吸収線に周波数安定化されている。

セシウム原子の一次冷却、二次冷却、打ち上げ、と過程を変えるには、レーザーの周波数を短時間 (数 $\mu$ s) 内に1MHz~60MHz程度周波数シフトさせる必要がある。レーザーの周波数シフトはAcousto-Optics Modulator (AOM) で行う。レーザー光をAOMに1回だけ通すとAOMの変調周波数を変えた際にレーザーの光軸が変わってしまうため、レーザー光をAOMに2回通すCat's Eye方式を採用し、AOMの変調周波数を変化させても光軸方向は変化しない工夫をしている。原子の打ち上げの際、上下方向 ( $\pm Z$  方向) のレーザー光を別々に周波数シフトさせる必要がある、上下のビーム用にそれぞれ独立なAOMを使用している。水平方向の対向するレーザー光は同じ周波数で良いため、AOM一つで周波数シフトしレーザービームをミラーで折り返し対向させている。このような水平方向用ビームをX方向、Y方向の2セット用意した。また、AOMは周波数を変化させるだけでなく、Cooling光の強度を変化させる役割もしている。Cooling光をOFFにしたい際はAOMの効率を落として対応しているが、AOMだけではレーザー光を完全にOFFにすることができないため、同時にメカニカルシャッターも駆動させ光を完全に遮断している。

AOMを通過したレーザービーム4本は、各々光ファイバーによりトラップチャンバーまで導かれている。光ファイバーは空気の擾乱によるレーザー光強度の揺らぎを防ぐだけでなく、空間モードを補正するSpatial Filterの働きもしている。光ファイバーの出射口には $\lambda/4$ 板が取り付けられており、レーザー冷却に必要な円偏向のレーザービームが得られている。最終的に直径2.5cm、パワー10mW/cm<sup>2</sup>程度のガウシアン分布したCooling光を、上向き用1本、下向き用1本、水平方向用2本、の合計4本用意した。水平

方向のレーザー光はミラーによって折り返され、最終的には、6方向からレーザービームをセシウム原子に照射している。また、レーザー冷却には、Cooling光によって遷移した原子を再び初期状態に戻すRepump光 ( $F=3 \rightarrow F'=4$ ) が必要となる。Repump光用にもう一台外部共振器型半導体レーザーを用意し、Cooling光とファイバー内で重ね合わせ、セシウム原子に照射している。このほかに、光ポンピング用 ( $F=4 \rightarrow F'=3$ ) と検出用 ( $F=4 \rightarrow F'=5$ ) にもう一台外部共振器型半導体レーザーを用意した (詳しくは**3-3**参照)。

### 2.3 マイクロ波シンセサイザー

ドリフト時間を長く確保し線幅の狭い信号の観測に成功しても、信号の中心周波数測定の際、周波数自体の精度が悪くは意味がない。そのためには安定なマイクロ波発生装置が必要となる。水素メーザーは短期 (約1日以内) の安定度が非常に優れた周波数標準器として知られており、我々は水素メーザーを源振にした9.2GHz帯マイクロ波シンセサイザーを用意した。このシンセサイザーは米国NISTによってSpace Clock用<sup>[4]</sup>に開発されたものであり、10000秒での安定度は $5 \times 10^{-17}$ にも及ぶ。9.2GHzシンセサイザーは5MHz、100MHzのVoltage Controlled Crystal Oscillator (VCXO)、6.4GHzのYttrium Iron Garnet (YIG) Oscillator、407MHzのDirect Digital Synthesizer (DDS) から構成されており、VCXO、YIG Oscillator、DDSすべて、商用水素メーザーの5MHz出力に位同期されている。水素メーザーの出力値は、UTC (CRL) (CRLの協定世界時: 本誌**2-1**参照) と4時間おきに時刻比較され、さらにUTC (CRL) はBIPM (国際度量衡局) のUTC (協定世界時) と5日に一度比較されている。幾つかの過程を仲介するが、最終的にはCRLの原子泉型標準器の値とBIPMの値が比較され、UTCやTAIの高確度化に貢献することができる。

シンセサイザーの発振周波数は、PCのDDS制御により1 $\mu$ Hzの刻みで変化可能であり、また、出力はパワーサーボにより0.05dB以下の不確かさで安定化されている。

### 3 原子泉型周波数標準器に必要な要素技術

#### 3.1 磁気光学トラップと偏光勾配冷却<sup>[15]</sup>

室温では数百 m/s の速度で運動しているセシウム原子の低速化には、磁気光学トラップ (magneto-optical trap: MOT) と偏光勾配冷却 (polarization gradient cooling: PGC) という2種類のレーザー冷却法を用いている。原子泉開発におけるレーザー冷却技術には、捕らえられる原子数をなるべく減らさずに原子集団を最大限冷やすことが要求される。そのため、最終的には検出部で観測できる原子数が最大になるように、レーザー冷却のパラメータの最適化を行う必要がある。

MOTは、ドップラー冷却効果及び磁場と原子の相互作用を巧みに利用して、原子をトラップ領域内に保持しつつ冷却する方法である。原子とレーザー光が相互作用する際、原子がレーザー光の光子を1回吸収し放出するとレーザーの進行方向に1光子の運動量  $p=h/\lambda$  ( $h$ はプランク定数、 $\lambda$ は波長) をもらう。すると原子はレーザーの進行方向に輻射圧を受け、その減速度は  $\Delta v = p/M$  ( $M$ は原子の質量) で表される。セシウム原子の場合、原子が1秒当たり光子を吸収放出する割合  $\Gamma$  は  $10^8$  程度であるため、レーザー光との相互作用により原子が受ける減速度  $\Gamma\Delta v$  は約  $10^5 \text{m/sec}^2$  となる。これは1万 G (重力加速度の1万倍) の大きさであり、原子はレーザー光より強烈な力を受けていることが分かる。このことより、原子とレーザー光の相互作用が続けば原子はレーザー光により大きな輻射圧を受け、あっという間にレーザーの進行方向に飛ばされてしまう。そこで、レーザー光の周波数を原子の共鳴周波数より少しだけ低くする。するとドップラー効果により、レーザー光に向かって飛んでくる原子だけがレーザーと相互作用しレーザーの進行方向に押し戻される。逆に、レーザー光に向かってこない原子はレーザーと共鳴せず輻射圧を受けない。この原理を利用して、6方向から原子の共鳴周波数より少し周波数の低いレーザー光を照射し、レーザー光の重なる場所に原子を集める手法がドップラー冷却である。このようにレーザー光だけにより束縛された原子集

団を光モラセス (optical molasses) と呼ぶ。この光モラセス状態は長時間持続できず、このままではやがて重力により落下してしまう。そこで、レーザー光による輻射圧に位置依存性を持たせる方法が必要となる。6方向から冷却する三次元のドップラー冷却配置に反ヘルムホルツコイルを追加する。この反ヘルムホルツにより生成される4重極磁場によって、中心部分では磁場ゼロ、中心から離れるにつれて磁場が大きくなる磁場勾配ができる。この磁場勾配により、中心から離れるほど原子の共鳴周波数はZeemanシフトをすることになる。先ほどの6方向からのレーザー光のうち、対向するものは互いに直交する円偏光 ( $\sigma^+$  と  $\sigma^-$ ) にすると、中心から離れるほどレーザー光と相互作用しやすく (輻射圧を受けやすく) なり、中心部では原子はレーザー光と相互作用しなくなる (力を受けない)。結果、原子は磁場ゼロの中心部に集められる。このように磁場勾配を作りドップラー冷却効果の位置依存性を持たせた冷却方法がMOTである。

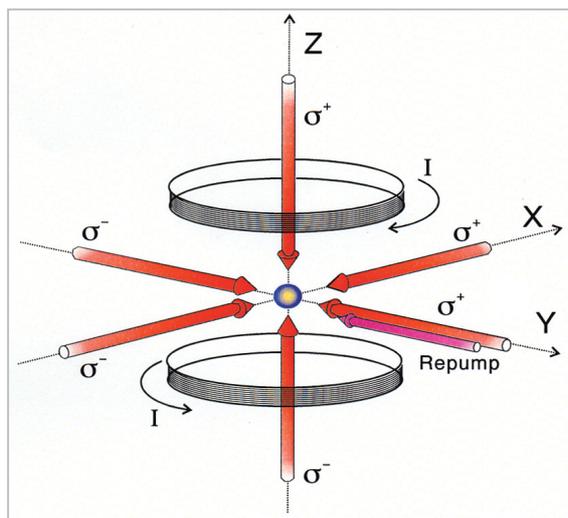


図4 磁気光学トラップ(MOT)

反ヘルムホルツコイル (電流の流れる向きが逆のコイルペア) の中心に6方向からCooling用レーザービームを照射。対向するビームは直交する円偏光 ( $\sigma^+$  と  $\sigma^-$ )。

CRL原子泉装置におけるレーザー冷却の配置を図4に示す。向かい合うコイルに逆向きの電流を流し10Gauss/cm程度の4重極磁場を作り、その中心に向けて6方向から互いに直交する円偏光のCooling光を照射する。2.2でも記したが、レーザー冷却にはCooling光によって他の準位に遷

移した原子を再びCooling遷移に戻すRepump光が必要となるため(図3のエネルギー準位図参照)、 $F=3 \rightarrow F'=4$ のレーザー光をトラップの中心に向けて照射する。この状態で、Cooling光の周波数をセシウム原子の共鳴線( $F=4 \rightarrow F'=5$ )から-10MHz程度離調した値に合わせると、セシウム原子はレーザー光の中心にトラップされ、数10cm/s(数百 $\mu$ K)(ドップラー極限温度)まで冷却することができる。到達冷却温度が低いほど、打ち上げの際の水平方向への拡散は小さくなり検出される信号強度は強くなる。CRL原子泉の場合、1Hz以下のラムゼー信号を得るためには4.5m/s程度の初速度で打ち上げる必要があり、打ち上げから検出までの時間は1s程度かかる。冷却原子の到達温度がドップラー極限温度程度では、直径数mmに閉じ込められた原子集団は検出部では数10cm程度にまで広がってしまい、検出部で検出可能な原子数は非常に少なくなってしまう。そこで、MOTにより予備低速化された原子を更に冷却する必要がある。

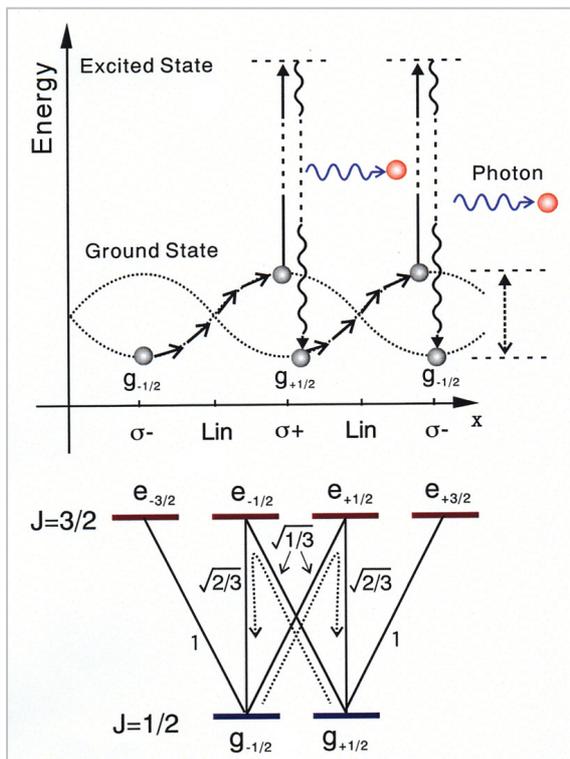


図5 偏光勾配冷却(PGC)の仕組み

(上段) 1回の吸収放出の過程で光子1個のエネルギーを放出(下段) エネルギー副準位間の遷移確率

PGCの概念図を図5に示す。互いに直交した偏光で向いているCoolingレーザーは、偏光状態が位置(光の波長レベル)ごとに異なる定在波を作る。それに伴い、原子のエネルギー状態もACシュタルク効果により分裂し、その副準位は偏光状態に依存してエネルギーシフトする。また、副準位間の遷移確率は図5から分かるように遷移ごとに異なる。そのため、偏光状態が位置ごとに異なる定在波の中で運動する原子は、その場所での偏光状態と遷移確率に従い吸収と放出を行う。例えば、 $g_{-1/2}$ 状態の原子は、偏光状態 $\sigma^+$ の場所では $e_{+1/2}$ に遷移し、 $e_{+1/2}$ に励起された原子は遷移確率に従い $g_{+1/2}$ 状態に緩和する。この際、 $g_{-1/2}$ 状態と $g_{+1/2}$ 状態のエネルギー分裂分の運動エネルギーを光子に変えて放出する。再び、 $g_{+1/2}$ 状態の原子は、 $\sigma^-$ の偏光状態の場所で再び光子を放出する。このように、偏光に勾配のある定在波の中を運動する原子は、運動エネルギーを光子として次々と放出し、副準位間の分裂エネルギーを越えることができなくなるまで内部エネルギーを失う。PGCとは超微細構造副準位間の遷移確率の空間的变化を利用した冷却方法であり、原理的には反跳限界温度(セシウム原子の場合は約200nK)まで冷却可能ではある。原子泉の場合、冷却過程で原子数をなるべく減らさないという点から数cm/s(数 $\mu$ K)程度までの冷却にとどめている。PGCの効果を得るにはトラップ領域での磁場強度は10mGauss以下(地磁気は約400mGauss)でなくてはならないため、トラップチャンバーの周りに配置された補正コイルを用いて地磁気をキャンセルすることが非常に重要となる。また、PGCによる冷却効果はトラップ光の強度と共鳴線からの離調に依存する。我々は、レーザー光のパワーを半分以下に落としレーザーを-60MHz程度に離調すれば、原子数を失わず効率良く冷却できることを確認している。このPGCの際の強度変化はAOMの回折効率の調整、-60MHzの離調は主レーザーのロックポイントの変更により行われている。

レーザー冷却により、すべてのセシウム原子は基底状態の超微細構造準位 $F=4$ の状態に集められる。光励起型標準器(例:CRL-O1)は、レーザー光励起によりすべての原子を超微細構造準位の片方の準位(CRL-O1の場合 $F=3$ )に集め、磁

気選別型よりも信号強度の増加を図っている(本誌3-2-1参照)。原子泉の場合、レーザー冷却は原子を低速化させるのと同時に、原子の状態を揃える役割もしている。

### 3.2 打ち上げとTOF信号観測

冷却された原子の打ち上げは、上下のレーザー光の離調によって打ち上げる Moving Molasses (MM) によって行っている。MMとは、下方からのレーザー光は正に離調(+ $\delta$ )、上方からのレーザー光は負に離調(- $\delta$ )すると、光ポテンシャルが上向きに移動し光ポテンシャル内に閉じ込められた原子集団も上方への初速度を得る方法である。この方法を利用すると、上向きに速度を持った原子から見る座標系ではMOTの状態が持続されているため、原子集団を冷却した状態のまま(過剰な熱を与えることなく)原子集団に初速度を与えることができる。その初速度は  $V_0 = \lambda \cdot \delta$  で与えられ( $\lambda$ は光の波長:セシウム原子の場合、レーザー光の波長は852nm)、初速度5m/sを与えるには $\pm 6\text{MHz}$ 程度の離調が必要になる。MMの際の周波数離調は、AOMのDrive周波数の変化によって行っている。

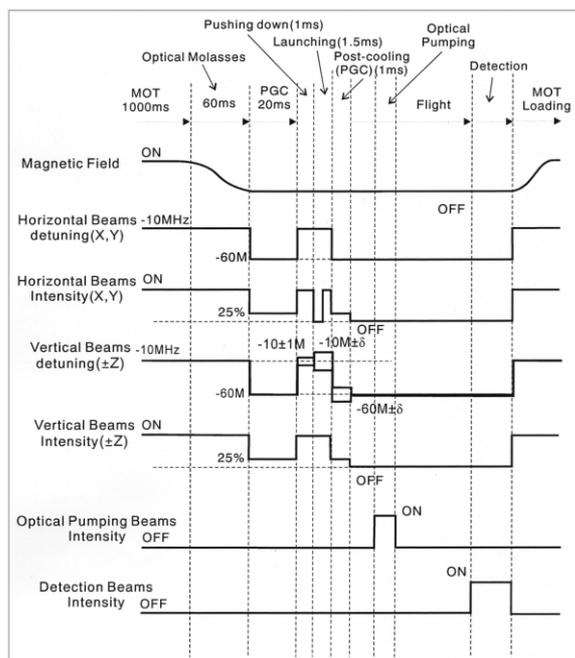


図6 トラップ、冷却、打ち上げ、検出のタイミングチャート

セシウム原子の捕捉、冷却、打ち上げ、検出のタイミングチャートを図6に示す。PGCの際に

は、MOTのトラップコイルをOFFする必要があるが、コイルのインダクタンスにより磁場を瞬時に遮断することは困難である。そこで、MOTの後、光モラセス過程を挟むことにより、MOTコイルの残留磁場の影響を除いている。MOTコイルの磁場の影響がなくなった時点でPGCを行い、打ち上げ前の原子集団を更に冷却する(Pre-Cooling)。PGCにより数 $\mu\text{K}$ まで冷却された原子はMMにより一旦下向きに移動させた後、上向きのMMにより鉛直方向に打ち上げられる。初速度を与え終わった段階で、レーザー光はPGCの状態に変更し横方向成分の冷却を再び行う。このMM後のPost-Coolingは原子が横方向のレーザービームを飛び出す寸前まで行われる。打ち上げの前に一旦下に移動させるのは、打ち上げ原子がレーザービームの最下部から最上部まで移動する時間をできるだけ長くし(レーザーと原子の相互作用時間を長くし)、Post-Coolingの効果を高めるためである。レーザー光6軸すべての切替えは数 $\mu\text{s}$ 程度の同期性が必要なため、タイミングの切替えはすべてPC制御で行っている。

効率の良い冷却及び打ち上げができていないかを確認するために、検出部(トラップ部の中心から約18cm上)にプローブ光を入射し冷却原子のtime-of-flight (TOF) 信号を観測した。打ち上げられたセシウム原子はマイクロ波共振器を通過するが、ここでは効率の良い打ち上げを確認することが目的であるため、共振器にはマイクロ波を励起していない。打ち上げられた原子がプローブ光を横切る際に発する蛍光を、プローブ光に直交する方向に設置されたSiのPDで観測している。プローブ光はミラーで折り返され定在波を作り、プローブビームを横切る間中蛍光を発する工夫がされている。観測されたTOF信号を図7に示す。横軸は、打ち上げ終了後からの時間を示しており、打ち上げられた原子が下降してきてプローブ光を横切った時間を表している。信号の下の値はMoving Molassesの離調周波数を表しており、離調が大きいほど打ち上げ速度が大きくなる。打ち上げ初速度を大きくすると、落下までに時間がかかっている様子が図7からよく分かる。打ち上げ速度と到達時間の値は理論と非常に良い一致をしており、原子の打ち上げ

を精度良く制御できていることを示している。また、得られた TOF 信号にガウシアン曲線をフィッティングし線幅を求め、到達時間と信号の線幅から原子集団の拡散速度を算出した。結果、MOTとPGCの組合せでセシウム原子を $2\mu\text{K}$ 以下まで冷却できていることを確認した。MOTとPGCを組み合わせた手法により、実に8桁以上(室温(300K) $\rightarrow 2\mu\text{K}$ )の冷却化に成功したことになる。

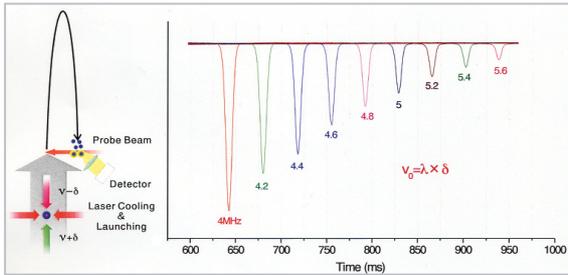


図7 観測された TOF 信号

信号の下の値は Moving Mollases の離調周波数。反転増幅のため信号は下向き。

### 3.3 ラムゼー信号観測

セシウム原子の効率の良い冷却及び打ち上げを達成できたため、マイクロ波共振器にマイクロ波を励起させラムゼー信号の観測を行った。**2.1**でも述べたが、周波数標準器の基準信号は磁気量子数 $m_F=0$ の原子が発する $\Delta m_F=0$ の遷移間のマイクロ波であるため、C磁場コイルにより1mGauss以下の磁場を発生させ、セシウム原子の基底状態の縮重をといている。また、(2.1)(2.2)式より、ラムゼー信号の大きさが最大になるのは $b\tau=\pi/2$ の時である。原子の速度が遅い原子泉型の場合は共振器を通過する時間 $\tau$ は長い(10ms)ため、共振器にフィードするマイクロ波のパワーは $-65\text{dBm}$  (0.3nW)と非常に小さくて良い。

打ち上げられた原子集団とマイクロ波の相互作用の模式図を図8に示す。レーザー冷却により、すべてのセシウム原子は基底状態の超微細構造準位 $F=4$ の状態に集められている。打ち上げられた $F=4$ の原子は、検出部に入射された $F=4 \rightarrow F'=3$ のレーザー光に共鳴し、励起状態の $F'=3$ 状態を経た後、基底状態の $F=3$ の状態に集められる。この過程は光ポンピング(Optical Pumping)と呼ばれ、この過程により、打ち上げられた原

子はマイクロ波と相互作用する前に $F=3$ の状態に揃えられる。本来、Selection共振器を導入して $F=3$ の $m_F=0$ 状態に原子を揃えることができれば光ポンピング過程は必要ないが、Selection共振器の使用を控えている現在は、光ポンピングにより打ち上げ原子を $F=3$ 状態に揃えている。光ポンピングにより $F=3$ に揃えられた原子はそのまま弾道飛行を続け、マイクロ波と二回相互作用する。共振器内でマイクロ波と二回相互作用し、 $F=3$ の原子のうち、一部の原子が $F=4$ の状態に遷移する。 $F=4$ に遷移する原子数は、セシウム原子のClock周波数にマイクロ波の周波数が一致した時に最大になり、周波数シフト要因を除けば、秒の定義より、 $F=4$ の原子数が最大の時のマイクロ波周波数が9192631770Hzということになる。蛍光強度は原子数に比例しているため、 $F=4$ に共鳴するプローブ光を入射し蛍光強度を観測すれば、 $F=4$ に遷移した原子数を求めることができる。しかし、冷却原子の打ち上げ効率は一定ではないため、 $F=4$ に遷移する原子の絶対数は揺らいでしまう。この揺らぎの影響を除くため、 $F=4$ の原子数( $N_4$ )だけでなく、打ち上げられたすべての原子数( $N_{\text{all}}$ )も打ち上げごとに観測し、打ち上げられた原子のうち $F=4$ に遷移した原子の比率 $N_4 / N_{\text{all}}$ を求め、観測量を規格化している。

検出部には、レーザー光が入射できるビューポートが3か所存在し、一番上と一番下の2か所には蛍光観測用のPDが設置されている。PDが設置されていない真中のポートには光ポンピング用のレーザー光( $F=4 \rightarrow F'=3$ )が入射されている。一番上のポートには、 $F=4$ の原子に共鳴するレーザー光( $F=4 \rightarrow F'=5$ )が入射され、ミラーによる反射で定在波が作られている。ここでは、打ち上げられた $F=3$ の原子のうち、マイクロ波によって $F=4$ に遷移した原子数( $N_4$ )を測定する。一番下のポートでは、打ち上げられたすべての原子数( $N_{\text{all}}$ )を観測する。ここでは、 $F=3 \rightarrow F'=4$ のレーザー光の定在波と $F=4 \rightarrow F'=5$ のレーザー光の定在波を重ね合わせている。マイクロ波によって遷移した $F=4$ の原子は $F=4 \rightarrow F'=5$ のレーザー光と共鳴し蛍光を発する。逆に、マイクロ波によって遷移しなかった $F=3$ の原子は、 $F=3 \rightarrow F'=4$ のレーザー光と共鳴し一旦 $F=4$ 状態

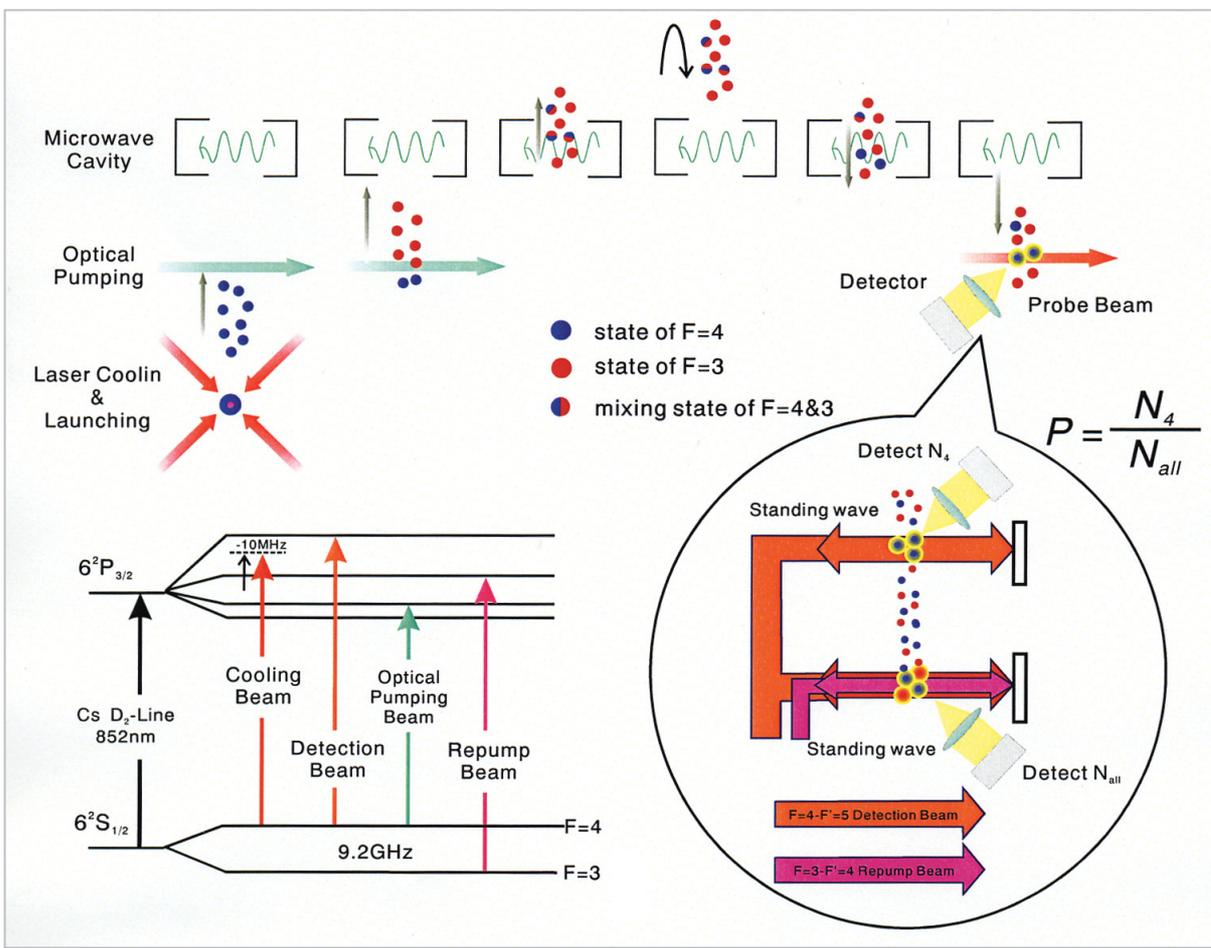


図8 マイクロ波相互作用と信号観測(規格化)の模式図

に移った後、 $F=4 \rightarrow F'=5$ のレーザー光と共鳴し蛍光を発する。このようにして、一番下のポートでは打ち上げられた原子の総数を打ち上げごとに観測している。 $N_4$ 観測時も $N_{all}$ 観測時も、元は同じレーザー( $F=4 \rightarrow F'=5$ )を分けて使用することで、レーザーの周波数変化による蛍光強度の揺らぎを除去している。 $F=3$ の原子の観測用レーザー光( $F=3 \rightarrow F'=4$ )は、MOTの時に使用したRepump光の一部を分けて使用している。このような検出システムを構築した上で、セシウム原子とマイクロ波の相互作用を行う。打ち上げられた原子が検出部に達する前に次の原子を打ち上げることはできないため、打ち上げ、検出、周波数変化、打ち上げ、検出、周波数変化、…と、離散的に周波数を変えながら $N_4/N_{all}$ の値をプロットし、ラムゼー信号全体を観測する。得られたラムゼー信号を図9に示す。図9は、離調5.2MHz(初速度4.4m/s)で打ち上げられた時の結果であり、理論的にはドリフト時間は520ms、

ラムゼーの線幅も0.96Hzとなる。実際、観測されたラムゼー信号も1Hz以下となっており、初期の目標どおり1Hz以下のラムゼー信号観測に成功した。

### 3.4 周波数安定化

得られたラムゼーのS/N比は $10^{15}$ の確度を出すにはまだまだ不十分であるが、現段階でどの程度の安定度が得られているか確認するため、マイクロ波周波数をラムゼー信号の中心に同期させる周波数安定化を行った。周波数安定化の方法は非常にシンプルで、ラムゼー信号の強度が半分になるマイクロ波周波数の2点( $\nu_0 - \Delta\nu/2$ と $\nu_0 + \Delta\nu/2$ )の信号強度を比較し、2点の信号強度が等しくなるようにマイクロ波の中心周波数を変化させる。通常は、その強度差に比例してマイクロ波の中心周波数の変化量を決めるが、現在はシンプルな方法を採用しており、2点の強度差が小さくなる方向にマイクロ波の周波数を

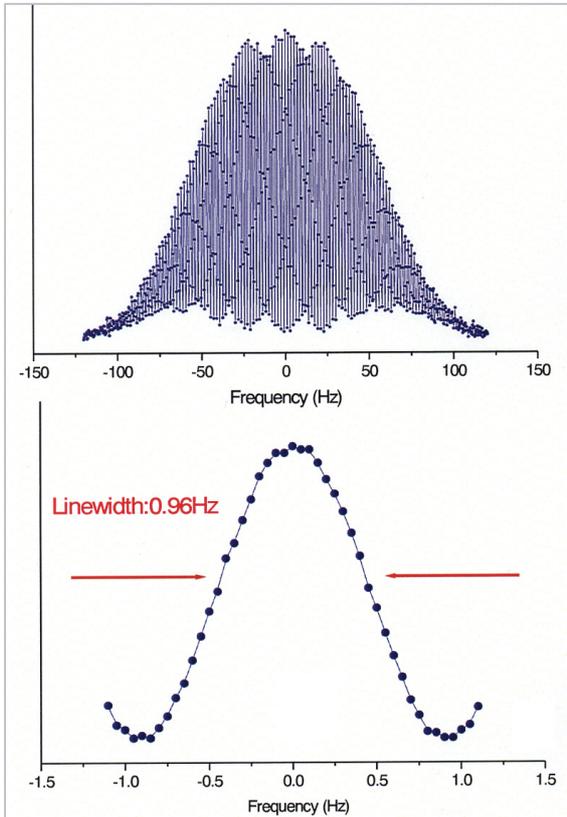


図9 観測されたラムゼー信号（全体図と中心部拡大図）

（上段）全体図（下段）中心部分拡大図。打上げ初速度4.4m/s、打上げ高さ100cm、ドリフト時間520ms、得られた信号の線幅0.96Hz

一定の量だけステップ変化させている。この方法により周波数安定化されたマイクロ波の発振周波数を半日ほど測定し、その周波数安定度をアラン分散の形で表す。得られたアラン分散図を図10に示す。縦軸は周波数安定度  $\sigma_y(\tau_m)$ 、横軸は平均時間  $\tau_m$  を表しており、周波数ステップの量を5mHz、10mHz、20mHzと変化した時

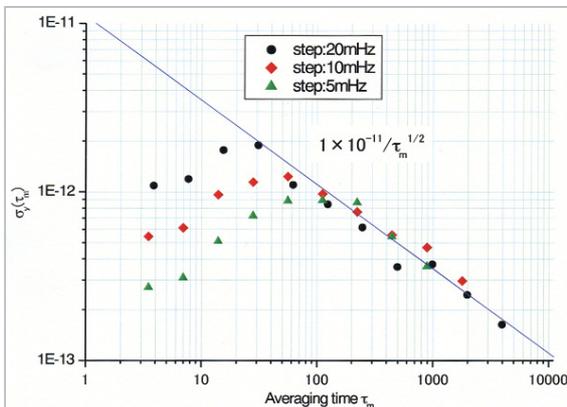


図10 周波数安定度（アラン分散図）

の結果を示す。

現在は周波数変化を一定量にしているため、短期安定度（平均時間100秒以下）は実際以上に良くなってしまい、その値は信用できない。しかし、平均時間100秒以上の周波数安定度の値は、周波数ステップの量に依存しない値で落ち着き、その値は  $1/\tau_m^{1/2}$  の大きさに減衰している。この結果より、長期の値は現在の系の安定度を如実に反映しているものと言え、得られた長期安定度の結果より、現在の原子泉の周波数安定度は  $1 \times 10^{-11}/\tau_m^{1/2}$  程度であることが分かった。  $10^{15}$  台の安定度を得るにはあと一桁以上の改善が必要となるが、現在の安定度は得られたラムゼー信号のS/N比に依存しており、S/N比を更に向上すれば、周波数標準器としての安定度は向上すると考えられる。

#### 4 今後の課題

当初の目標どおり、1Hz以下のラムゼー信号の観測には成功し、周波数安定化により標準器としてある程度の安定度を得ることができた。しかし、(1)式より分かるように、測定時間1日で  $10^{15}$  台前半の安定度を出すには、信号のS/N比は1000程度が必要になる。現在観測されている信号のS/N比は50にも満たないため、信号のS/N比の向上が現段階の最優先課題である。信号のS/N比を向上させる方法は幾つか考えられる。まずは、打ち上げの高さを低くし検出部に落下する原子数を増やすことである。図7からも分かるように、打ち上げの高さが上がれば検出までに時間がかかり、拡散により検出部までたどり着ける原子数は減ってしまう。しかし、原子の飛行時間が短くなれば拡散する原子数が減り信号強度は増加する。もちろん線幅1Hz以下ラムゼー信号を観測するには共振器から30cm程打ち上げる必要があるが、現在のCRLの原子泉はトラップ部から共振器までの距離が長い（CRL:約70cm、世界の原子泉:30-40cm）、この距離をもう少し短くすることができれば、原子の打ち上げ高さを低くすることができ信号強度の増加を図れると考えられる。また、検出部での検出効率を上げることにより信号強度の増加を図れると考えている。落下した原子はプロ

ブ光と相互作用すると四方八方に蛍光を発する。しかし、現在の構造ではある立体角内の蛍光しか観測できず、その効率は楽観的に見積もっても15%程度と推定される。そこで四方八方に発する蛍光をもっと高効率で集光できる構造に変えることで、信号強度の増加を図れると考えている。これらの改修は装置全体の改造となるため、1号機を少し修正しただけでは解決できない。そこで1号機の弱点を見極めた上で、様々な改良を盛り込んだ原子泉2号機の製作を今後行う予定である。

原子泉型標準器の開発はラムゼー信号の観測で終わりではない。観測されたラムゼー信号の中心周波数を測定して、その値が定義とどの程度シフトしているのか算出しなくてはならない。中心周波数決定の手法は幾つか考えられ、どの手法が短時間に正確な値を出す方法であるか試行錯誤しながらそのアルゴリズムを開発する必要がある。また、(1)式から分かるように、たとえS/N比1000程度の信号を観測しても、 $10^{-15}$ 台の周波数安定度に到達するには1日程度の測定時間が必要となる。そのためには、原子泉システム全体が最低でも1日以上安定であることが要求される。原子泉型標準器は、真空技術、レーザー光学技術、マイクロ波技術など数多くの要素の集合体である。そのため、それらすべての要素の安定性に今以上に注意を払う必要がある。さらに、**1.2**でも述べたが一次周波数標準器は己の周波数シフト要因をすべて見積もる必要がある。原子泉型は原子ビーム型に比べ見積もる

べきシフト要因が少ないというメリットはあるが、衝突シフトの算出という難題も抱えている。この衝突シフトの見積りも今後の大きな課題である。

## 5 まとめ

CRLにおける原子泉型一次周波数標準器の開発を紹介した。原子泉型標準器の実用を目指し、一次周波数標準器として運用可能な大型原子泉装置を製作した。トラップ部、検出部、量子部からなる装置は、大部分が非磁性の素材で作られ、量子部の真空度は $3 \times 10^{10}$  torrに達している。また、レーザー冷却及び打ち上げ用に半導体レーザーを基とした高出力光源システムを組み上げた。MOTとPGCの組合せにより、セシウム原子を $2\mu\text{K}$ 以下まで冷却することができ、冷却された原子をMoving MolassesとPGCを組み合わせて、効率良く打ち上げることに成功した。また、原子の軌道上に設置されたマイクロ波共振器内でClock周波数に共鳴したマイクロ波と2回相互作用させることにより、1Hz以下のラムゼー信号の観測に成功した。マイクロ波をラムゼー信号の中心に周波数安定化し、標準器として $1 \times 10^{11} \tau^{-1/2}$ 程度の安定度を得ることができた。確度 $10^{-15}$ 台の周波数標準器を完成させるためには、ラムゼー信号の高S/N化、周波数安定化システムの改良、周波数シフト要因の評価などが今後の課題として残っている。

### 参考文献

- 1 Atsushi Hasegawa, Kyoya Fukuda, Masatoshi Kajita, Hiroyuki Ito, Motohiro Kumagai, Mizuhiko Hosokawa, Noboru Kotake, and Takao Morikawa, "Accuracy Evaluation of Optically Pumped Primary Frequency Standard CRL-O1", submitted to Metrologia.
- 2 A. Clairon, S. Ghezali, G. Santarelli, Ph. Laurent, E. Simon, S. Lea, M. Bahoura, S. Weyers, and K. Szymaniec, "The LPTF Preliminary Accuracy Evaluation of Cesium Fountain Frequency Standard" Proc. of 1996 European Frequency Time Conference, pp.218-223.
- 3 S. Weyers, U. Hubner, R. Schroder, C. Tamm, and A. Bauch, "Uncertainty evaluation of the atomic cesium fountain CSF1 of the PTB" Metrologia, 38, pp.343-352, 2001.
- 4 S.R. Jefferts, J. Shirley, T.E. Parker, T.P. Heavner, D.M. Meekhof, C.W. Nelson, F. Levi, G. Costanzo, A. De Marchi, R.E. Drullinger, L. Hollberg, W.D. Lee and F.L. Walls, "Accuracy Evaluation of NIST-F1", Metrologia, 39, pp321-326, 2002.

- 5 N. F. Ramsey, "Molecular Beams", Oxford University Press, Oxford, 1985.
- 6 吉村和幸, 古賀保喜, 大浦宣徳, "周波数と時間", 電子情報通信学会, 1989.
- 7 J. Vanier and C. Audoin, "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards", Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989.
- 8 関口利男, "電磁波", 朝倉書店, 1976.
- 9 J. Dick, "Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standard", Proc. of the 19th Precise Time and Time Interval, pp.133-147.
- 10 福田京也, 古川学, 梶田雅稔, 小竹昇, 戸田淳, 森川容雄, "Cs 原子泉型一次周波数標準器の基礎技術の研究", 電気学会電子回路研究会, ECT-99-107, 1999.
- 11 K. Fukuda, H. Ito, M. Kumagai, M. Kajita, A. Hasegawa, M. Hosokawa, and T. Morikawa, "Cesium Fountain Development at CRL", Proc. of ATF2000, pp.217-223.
- 12 M. Kumagai, H. Ito, K. Fukuda, M. Kajita, M. Hosokawa, and T. Morikawa, "Development of Cs Atomic Fountain Frequency Standard at CRL", Proc. of ATF2002, pp. 150-155.
- 13 熊谷基弘, 伊東宏之, 福田京也, 梶田雅稔, 細川瑞彦, 森川容雄, "CRLにおける原子泉型一次周波数標準器開発", 電気学会電子回路研究会, ECT-02-87, 2002.
- 14 A. Sen Gupta, D. Popovic, and F. L. Walls, "Cs Frequency Synthesis: A New Approach" Proc. of 1999 Joint Meeting EFTF-IEEE IFCS, pp. 615-619.
- 15 H. J. Metcalf and P. van der Straten, "Laser Cooling and Trapping", Springer, 1999.



くまがい 基弘

電磁波計測部門原子周波数標準グループ研究員 博士(理学)  
原子標準、レーザー物理



いとう ひろし

電磁波計測部門原子周波数標準グループ研究員 博士(理学)  
原子周波数標準



ふくだ きょうや

電磁波計測部門原子周波数標準グループ主任研究員  
周波数標準



かじた まさひろ

電磁波計測部門原子周波数標準グループ主任研究員 理学博士  
量子エレクトロニクス、原子分子物理学



ほそかわ みずひこ

電磁波計測部門原子周波数標準グループリーダー 理学博士  
原子周波数標準、時空計測



もり かわたけ おさむ

電磁波計測部門研究主管  
周波数標準、時空計測