

4-2 原子泉型一次周波数標準器 NICT-CsF1 & NICT-CsF2

4-2 Caesium Atomic Fountain Primary Frequency Standard NICT-CsF1 & NICT-CsF2

熊谷基弘 伊東宏之 矢野雄一郎 梶田雅稔 相田政則 花土ゆう子 細川瑞彦 井戸哲也

Motohiro KUMAGAI, Hiroyuki ITO, Yuichiro YANO, Masatoshi KAJITA, Masanori AIDA, Yuko HANADO,
Mizuhiko HOSOKAWA, and Tetsuya IDO

情報通信研究機構では、国際原子時や日本標準時の校正を目的にセシウム原子を用いた原子泉型一次周波数標準器の開発を行っている。冷凍機型冷却サファイア共振器の超高安定信号を参照信号とし、周波数安定度を向上させた。また、周波数シフトの評価方法を見直しと改良を行い、不確かさの低減につなげた。本稿では、1号機CsF1と2号機CsF2の性能及び前特集号からの変更点を中心に紹介する。

NICT has developed Caesium atomic fountain primary frequency standard NICT-CsF1 & NICT-CsF2 to calibrate International Atomic Time (TAI) and Japan Standard Time (JST). A cryocooler-type cryogenic sapphire oscillator is used as a local oscillator, resulting in improvement of the frequency stability. And new evaluations for some frequency shifts are performed to reduce their uncertainties.

1 はじめに

1.1 原子泉型一次周波数標準器

一次周波数標準器は、国際単位系 (SI) のひとつである「秒」の長さを正確に評価できる装置である。1967年国際度量衡総会において、「秒」の定義は「秒は133セシウム (Cs) 原子の基底状態の2つの超微細構造準位間の遷移に対応する放射の周期の9 192 631 770倍である」と決まった [1][2]。これは言い換えると、Cs原子の超微細構造準位間のエネルギー間隔は9 192 631 770 Hzにプランク定数 h を乗じたものであり、Cs原子に9 192 631 770 Hzの電磁波を当てた時にCs原子の内部状態変化が一番大きくなる、ということである。これは定義値であるため、もしCs原子が一番反応する電磁波の周波数が9 192 631 770 Hzからずれていたならば、それはCs原子が持つ固有周波数 (共鳴周波数) がずれているのではなく、この電磁波の周波数値を決めている基準信号がずれている、ということになる。例えば、基準信号に国際原子時 [3] や日本標準時 [4] を使用すれば、Cs原子の反応を見ることで、基準信号の値が秒の定義に従った値かどうかを確認することができる。しかし、現実の世界でCs原子の共鳴周波数を測定した場合、様々な外乱によってその値はCs原子の本来の固有周波数からずれている。実際、Cs原子の共鳴周波数は、電場、磁場、温度、衝突、

重力などに大きく影響を受けるのだが、その外乱により生じる値のずれ (周波数シフト) を様々な評価法によって算出し、その値を差し引きすることにより、秒の定義値を正確に実現できるものが一次周波数標準器 (Primary Frequency Standard) である。2019年現在、一次周波数標準器と呼べるものは、Cs原子の量子遷移を基準にし、考えられる全ての周波数シフト量を評価した周波数標準器だけである。

高精度の一次周波数標準器を実現するには、なるべく周波数線幅の狭い共鳴信号を観測する必要がある。そこで考え出された手法がラムゼー共鳴である [5]。この共鳴は、原子と電磁波の相互作用を、時間間隔を空けて2回行った場合においても、原子と電磁波を長時間相互作用させ続けた時に得られる線幅と同じ線幅の信号を得られるというもので、1回目と2回目の相互作用の時間間隔 (ドリフト時間) が長ければ長いほど線幅の狭い信号が観測できる。このラムゼー共鳴を利用した一次周波数標準器として、まず磁気選別型、次に光励起型が開発された。この2つのタイプは、熱原子ビーム型とも呼ばれ、原子とマイクロ波が相互作用するマイクロ波共振器を空間的に離して設置し、加熱により原子をビーム状に水平方向に飛ばすことで長いドリフト時間を確保していた。それに対し、原子泉型は冷却原子型と呼ばれ、レーザー冷却やレーザー光による原子操作の技術の進歩と共に発展を遂げたタイ

プである。レーザー冷却により集められた原子を、レーザー光の輻射圧で鉛直上方向に打ち上げ、上方に設置された共振器内のマイクロ波と上昇時と下降時の2回相互採用させることで、熱ビーム型よりも100倍長いドリフト時間を実現している。原子が真上に打ち上げられ、その後重力により自由落下する様子が「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。今後新たなタイプが現れる可能性はあるが、現時点で一番高精度な一次周波数標準器は原子泉型である。

1.2 開発の経緯

情報通信研究機構(NICT)では、国際原子時への貢献、日本標準時の高精度化を目的にセシウム(Cs)一次周波数標準器の開発を行っており、磁気選別型RRL-Cs1 [6]、光励起型NICT-O1(旧CRL-O1) [7]に続く一次周波数標準器として原子泉型の開発を行ってきた。1号機は「NICTのCs原子Fountainの1号機」ということでNICT-CsF1 [8]と名付けられ、2007年には一次周波数標準器として国際承認を受け、その後協定世界時や国際原子時の高度化に貢献した。詳しくは2010年度発行の情報通信研究機構季報(現:情報通信研究機構研究報告)「時空標準特集」[9]を参照いただきたい。

一次周波数標準器の計測運用は、15~20日間程度の期間を区切って行う。それは、その評価期間前後に周波数シフト量を再評価しなくてはならないことに加え、様々な要因により一次周波数標準器の長期連続運転が容易ではないことに起因している。そのため、連続的に信号を出し続ける「時計」というよりは、定期的に運用して国際原子時などの周波数値を評価する「校正装置」という意味合いが強い。しかし、一次周波数標準器としての運用時間が長くなり、とぎれることなく周波数校正が可能となれば、校正される時系の確度は短期的にも長期的にも向上する。NICTでは、一次周波数標準器の連続動作時間をできるだけ長くする取組として、レーザー光学系のシステム改良や冷凍機型冷却サファイア共振器の導入などを実施した。また、代替機としての役割や1号機との相互比較による周波数シフト量の不確かさ低減などを目的に2号機(NICT-CsF2)の開発を行った。本特集号では、NICT-CsF2や冷凍機型冷却サファイア共振器など前回の特集号で紹介していない項目に加え、新たに導入した周波数評価方法や周波数シフト要因などについて報告する。

2 原子泉型一次周波数標準器の全体システム

2.1 CsF1とCsF2の内部構造

1号機CsF1の構造は[9]で紹介したとおりであり、その後大きな変更はない。レーザー冷却によって直交する6本のレーザー光が交差する場所にCs原子を集め、レーザー光の力で真上に打ち上げる。上方向に打ち上げられたCs原子集団は、ラムゼー共振器内で、上昇時と自由落下による下降時の2回、マイクロ波と相互作用をし、ラムゼー共鳴を引き起こす。検出部では、落下してきた原子が発する蛍光強度の大きさからラムゼー共鳴の遷移確率を求め、ラムゼー共鳴が一番強く起こるマイクロ波の周波数を測定している。このように、原子泉型周波数標準器は、原子を集めるトラップ部と、原子とマイクロ波が相互作用する量子部に、信号を観測する検出部が挟まれる形となっている。

2号機CsF2の全体構成もCsF1と同じであるが、トラップ部の構造が大きく異なっている。CsF1では、反ヘルムホルツコイルからなる四重極磁場に上下方向2本のレーザー光と水平方向4本のレーザー光をカップルする磁気光学トラップ(magneto-optical trap: MOT)でCs原子を捕獲し、上下方向(Z方向)の光の周波数の離調により原子に上向き(0,0,1)式の打ち上げを採用しているのに対し、CsF2では、MOTを使わずにレーザー光の力だけでCs原子を集めている。磁場勾配を使わないためCs原子の束縛力が小さいが、打ち上げ方向(Z方向)の軸に対して、54.74度傾いた軸に6本のレーザー光を照射できる構造にし、ビーム径の大きいレーザー光(CsF2の場合は $\phi=25$ mm)を照射することで多くの原子を集めることが可能となる。打ち上げに関しては、XYZ方向6本のレーザー光の周波数離調により原子に初速度を与える(X,Y,Z: 1,1,1)式を用いることができ、CsF1よりも小さな周波数離調で所望の初速度が与えられている。CsF2でMOTを使用しない理由は、冷却原子間で起こる衝突による周波数シフトを小さくするためである。MOTでは磁場勾配により非常に小さな空間(直径数mm)に原子が集められ、原子集団は高密度の状態になっている。それに対し、レーザー光の力でのみ原子を集める場合は、磁場強度の場所依存性がないため、レーザー光が重なった部分(直径1 cm弱)に原子が緩やかな束縛条件で集められており、結果として衝突によるシフトが小さくなる。また、比較的直径が大きな原子集団がラムゼー共振器を通過するため、共振器内のマイクロ波の位相分布の位置依存性に対しても影響を小さくするメリットがある。CsF1とCsF2では原子を集めるプロセスのコンセプトが異なるためトラップ部の構造が大きく異なるが、



図1 原子泉型一次周波数標準器 NICT-CsF2

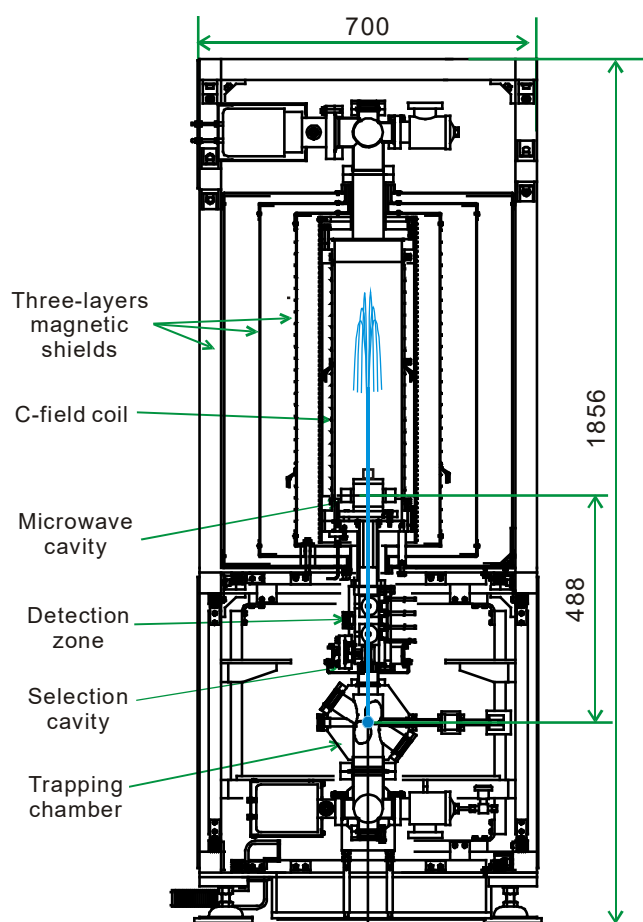


図2 NICT-CsF2の内部構造

それ以外の部分に大きな違いはない。量子部は三層の磁気シールドの覆われており、無酸素銅で作られたQ値が20000弱の円筒型共振器がラムゼー共振器として真空層内に設置されている。検出部には、検出レーザー光を水平入射できるポート3つと、蛍光観測用の光ディテクターが設置できるポート2つから成っており、 $F=4$ と $F=3$ の原子が発する蛍光を独立に検出できる。検出部とトラップ部の間には、磁気副準位 $m_F=0$ の原子だけを選ぶ選択用共振器が設置されており、その共振器はQ値100程度の方形型共振器である。トラップ部と量子部にはそれぞれイオンポンプとNEGポンプが1台ずつ備え付けられ、真空層内部では 10^7 torr以下の超高真空を実現している。図1にCsF2の全体写真を、図2にCsF2の内部構造を示す。

2.2 CsF1とCsF2用レーザー光学系

Cs原子の捕獲、上方への打ち上げ、落下する原子の検出、を行うレーザー光として、周波数雑音が比較的少ない半導体レーザーを用いている。CsF1とCsF2用のマスターレーザーとして、外部共振器型半導体レーザーを1台ずつ用い、その発振周波数はCs原子の D_2 線の $F=4 - F''=5$ 遷移に安定化している。マスターレーザーの出力強度は10 mW程度であるため、高出力半導体レーザーをスレーブレーザーとする注入同期やテーパーアンプによる光増幅などでレーザー光の高出力化を図っている。増幅されたレーザー

光の周波数と光強度は音響光学素子 (acousto-optics modulator: AOM) によって制御される。AOM による透過光の消光比は高くないため、Cs 原子がマイクロ波と相互作用している間は、メカニカルシャッターを用いて AOM で消しきれなかった残留光を完全に遮断している。レーザー冷却と検出の過程では $F=3$ の原子を $F=4$ に戻すリボン光が必要であり、外部共振器型半導体レーザーを 1 台用意し、CsF1 と CsF2 用にレーザー光を分けて使用している。CsF1 用光学系と CsF2 用光学系は 1 つの光学テーブル上に構成され、レーザー光は偏光保持ファイバーを介してそれぞれの原子泉型周波数標準器にまで運ばれている。Cs 原子に照射されるレーザー光強度は、強い条件では 10 mW/cm^2 程度である。

原子泉型一次周波数標準器はマイクロ波帯の標準器であるが、レーザー冷却やレーザー光による打ち上げなどレーザー光による原子操作が動作の基盤となっているため、レーザー光学系の堅牢性は重要な課題である。実際、原子泉型周波数標準器の動作を止めてしまう一番の原因は光学系周りの不具合である。我々は、前回の特集号 [9] での紹介以降も、マスターレーザーの周波数安定化システムの見直し、スレーブレーザーとして使用する半導体レーザーの変更を含む注入同期システムの改善、振動の少ないメカニカルシャッターの導入、無駄な光学系の排除、などを行い、より長時間の連続動作を目指している。

2.3 ラムゼー共鳴を起こすマイクロ波ソース

2.3.1 冷凍機型冷却サファイア共振器 (Cryocooler Cryogenic Sapphire Oscillator: CryoCSO)

周波数標準器開発において、原子や分子の量子遷移をプローブする信号源の局部発振器 (Local Oscillator) の短期安定性が悪いと、量子遷移本来の精度で信号が取れず、結果として、周波数標準器自身の性能を制限してしまうことはしばしば起こる。NICT の原子泉型周波数標準器においても同様の問題が発生しており、[8] にあるように CsF1 の周波数安定度は局部発振器として用いた水素メーザーの短期安定度に制限されていた。そこで我々はこの問題を解決するために、西オーストラリア大学で開発された冷却サファイア共振器を導入した [10]。

冷却サファイア共振器は、サファイア結晶を極低温まで冷却すると得られる高 Q 値の共振特性を利用した信号発振器である。HEMEX 法によって作られた円筒型高純度サファイア結晶を液体ヘリウム温度まで冷却すると、円筒型結晶の円周に沿う形で共振モードが立ち、直径約 5 cm、高さ約 3 cm のサファイア結晶を用いた場合は、共振周波数約 10 GHz において

10^9 という非常に高い Q 値を実現する。このような特性を持つ冷却されたサファイア結晶とそのロスを補完する HEMT アンプなどを含んだループ回路を組み、ループ回路長がサファイア結晶の共振モード周波数の定数倍になるように調整すると、共振周波数で自励発振を始める。そこに、周波数安定化や強度安定化を施すことで、最終的には平均化時間 1 秒で 10^{-15} という非常に高い短期安定性を持つマイクロ波信号を発生させることができる。これは水素メーザーよりも 100 倍程度高い安定度である。この冷却サファイア共振器の信号を、原子泉型周波数標準器のラムゼー共鳴を引き起こすマイクロ波の原振に使うことで、一次周波数標準器の周波数安定度は局部発振器の性能に制限されるのではなく、Cs 原子がもたらすラムゼー共鳴の信号/雑音比 (SN 比) によって決定されるようになる。

導入当初、真空層に入れられたサファイア結晶を、容量 250 リットルの液体ヘリウムデュワーの中に丸ごと沈められ冷却していた。我々の運用環境では、1 日で約 20 リットルの液体ヘリウムが蒸発していたため、約 3 週間に 1 度液体ヘリウムを供給する必要があり、その作業の際には信号に位相の不連続点が頻繁に発生したのに加え、作業後にサファイア結晶の温度が安定するまでの時間は原子泉型周波数標準器の局部発振器として使えないという問題があった。また、昨今のヘリウム枯渇による価格高騰により、運用コストの上昇も大きな問題となっていた。そこで我々は、液体ヘリウムデュワー内でサファイア結晶を冷却するのではなく、パルスチューブ冷凍機を用いた機械式冷却によりサファイア結晶を極低温にまで冷却する方式に変更した。パルスチューブ冷凍機は、低温部に可動部品がないため、長寿命で高信頼性というメリットがある。パルスチューブ冷凍機は振動の比較的小さい冷凍機と言われているが、その振動がサファイア共振器に与える影響を押さえる工夫が必要であった。振動除去のための試みや、温度安定性を上げるための工夫に関しては [11] を参照いただきたい。

サファイア結晶を梱包した真空容器をパルスチューブ冷凍機の“coldfinger”部に設置し、液体ヘリウム温度 (4.2 K) 以下まで冷却し、ヒーターを用いてサファイア結晶のゼロ膨張温度 (我々の場合は 7.6 K) で温度安定化している。このようにパルスチューブ冷凍機内で極低温まで冷やされたサファイア結晶を含んだループ回路を構成し、冷却サファイア共振器として高安定なマイクロ波を発振している。冷却部分以外の構成は、デュワー型冷却サファイア共振器の際に用いていたものと同じである。NICT の冷凍機型冷却サファイア共振器の発振周波数は 11.2005 GHz、出力パワーは約 10 dBm で、数年間という長期間においてメンテナン

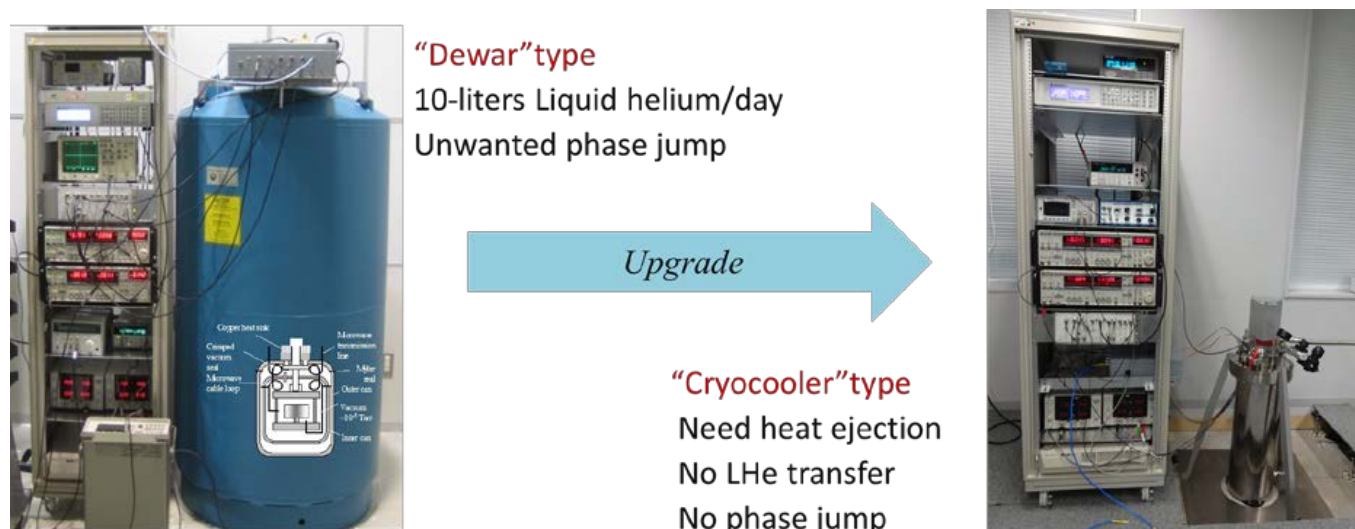


図3 デュワー型から冷凍機型へ変更

スフリーな連続運転が可能となっている。図3に以前のデュワー型冷却サファイア共振器と現在の冷凍機型冷却サファイア共振器の写真を示す。

2.3.2 周波数基準伝送と周波数コンバーター

冷凍機型冷却サファイア共振器により、位相トビなどなしで連続的に超高安定な参照信号が発振できるようになったが、冷凍機自身の音響ノイズが高精度な原子周波数標準に影響を及ぼす可能性があるため、冷凍機型冷却サファイア共振器は、原子泉型標準器や光周波数標準の開発場所から物理的に離れた場所で運用している。冷却サファイア共振器から発せられるマイクロ波信号 (11.2 GHz) のみを光ファイバー経由で高精度実験室の方に伝送し、その伝送された信号を基準に CsF1 と CsF2 においてラムゼー共鳴を引き起こす 9.193 GHz マイクロ波を生成している。信号伝送の方法を具体的に述べると、15 μm 光通信帯のシングルモードレーザーの出力光を、マッハツェンダー変調器を介して 11.2 GHz 信号で強度変調をかけ、実験部屋間に敷設された 120 m の光ファイバー経由で伝送し、伝送先では変調された光を高速フォトディテクターで検出し、11.2 GHz のマイクロ波信号を取り出している。ここでの懸念は、マッハツェンダー変調器、120 m 光ファイバー、高速フォトディテクターを仲介することで、冷却サファイア共振器の信号の精度が劣化しないか、という点である。その影響を評価したのが図4である。まずは光ファイバーの影響を除くため、マッハツェンダー変調器を用いて光に信号情報を乗せた後、高速フォトディテクターでマイクロ信号として取り出した時の精度劣化を評価した。それは図4の青線で示されており、平均化時間数秒で安定度は冷却サファイア共振器自体の短期安定度と同等であることに加え、原子泉型周波数標準器の典型的な周波数安定度よりも

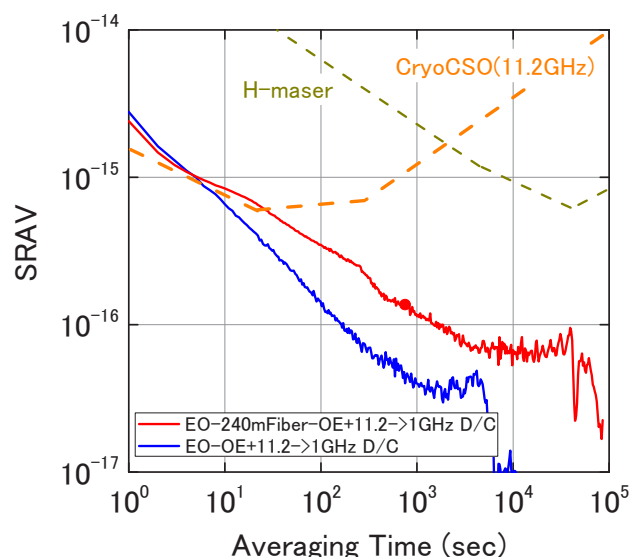


図4 CryoCSO 信号伝送の際の EO-OE 変換と光ファイバーの影響

1桁以上良いため問題にならない。次に、120 m 光ファイバーの影響を調べるために、240 m の Round-trip 光ファイバーを加えて評価したものが図4の赤線である。温度や振動などに起因するファイバー長の伸び縮みによって長期安定性が少し劣化するが、その大きさは冷却サファイア共振器の長期周波数ドリフトよりも小さい。後述するように 1 GHz Down-converter 内部で冷却サファイア共振器の長期周波数ドリフトを取り除く制御がかけられるので、光ファイバリンクによる周波数変化の影響は無視できる。

光ファイバー経由で伝送された冷却サファイア共振器の 11.2 GHz 信号は、1 GHz Down-converter で冷却サファイア共振器の短期安定度を維持したまま 1 GHz 信号に変換される。この 1 GHz 信号と水素メーザーからの信号を周波数比較し 1 GHz 信号の長期周波数

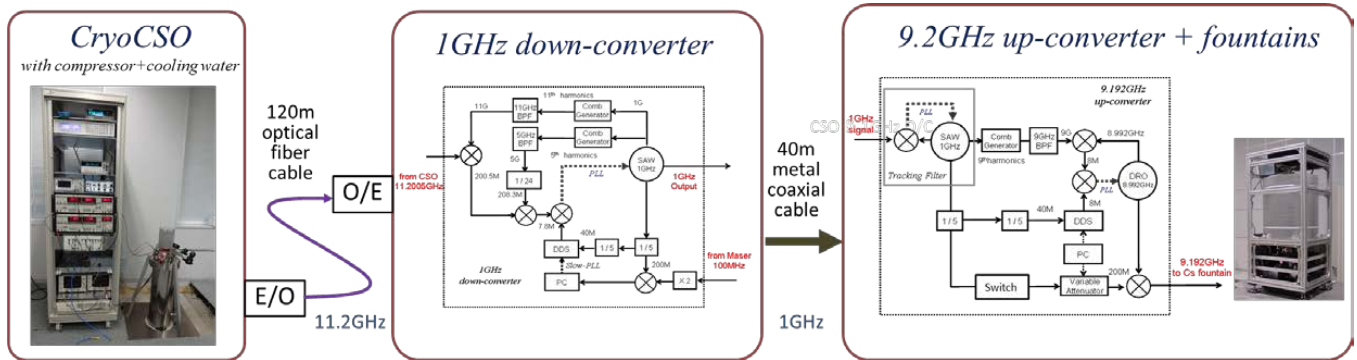


図5 CryoCSOからFountainまでの周波数変換の流れ

ドリフトが水素メーザーの周波数変化に合うようにゆっくりとした制御をかけることで、短期安定度は冷却サファイア共振器の短期安定度と同等、長期の周波数値は用いた水素メーザーの値と同じ、という性能の1 GHz 信号を発生させている。この1 GHz 信号は40 m の同軸ケーブル経由でCsF1 とCsF2 を運用している部屋に運ばれ、9.193 GHz Up-converter の基準信号として使われる(1 GHz Down-converter と9.193 GHz Up-converter の詳細は [10] を参照。)このようにして、冷凍機型冷却サファイア共振器の信号を基準に超高安定な9.193 GHz 信号源が作られ、ラムゼー共鳴の励起に使われている。図5に、CryoCSOの信号が1 GHz 信号に変換され、その後9.193 GHz に変換される流れを示す。

3 原子泉型一次周波数標準器の動作サイクルと周波数安定度

原子泉型標準器は、原子捕獲、上方への打ち上げ、ラムゼー共鳴、検出を1つのサイクルとして、繰り返し動作している。レーザー冷却により約 10^8 個のセシウム原子を捕獲し、ドップラー極限温度(数百 μK)まで冷やす。CsF1で磁場勾配を利用するMOTで原子を捕獲しているが、CsF2ではレーザー光の力だけで光モラセス(optical molasses: 光と原子の相互作用により原子が一点に集められ糖蜜(molasses)のようになっている状態)を作っている。冷却捕獲された原子集団はmoving molasses法(下向きのレーザー光の周波数をCs原子の共鳴周波数から低く、上向きのレーザー光の周波数を高くし、捕獲している原子集団に上向きの初速度を与える方法) [12]で鉛直方向に打ち上げる。打ち上げ初速度は(レーザー光の波長) × (上下のレーザー光の周波数差) (CsF2の場合は $\sqrt{3}$ 倍)で与えられ、CsF1、CsF2共に約4 m/sである。打ち上げられた原子集団の温度が高いと熱拡散により検出部にまで到達できる原子数が減るため、初速度が与えられ

た原子集団を偏光勾配冷却(polarization gradient cooling: PGC)により約 $2\ \mu\text{K}$ まで冷却している。この時点でCs原子は基底状態の超微細構造準位の $F=4$ 状態にそろえられている。この原子集団が選択用共振器を通過する際、共振器に基底状態の超微細構造準位間に相当するマイクロ波(9.192 GHz)を加えると、 $F=4$ の原子のうち磁気副準位 $m_F=0$ の原子が選択的に $F=3$, $m_F=0$ に励起される。この $F=3$ 状態に励起される原子数は共振器に加えるマイクロ波の強度によってコントロールできる。 $F=4$ の他の副準位の原子は横方向からのレーザー光により吹き飛ばされ、吹き飛ばされなかった $F=3$ の原子だけそのまま上昇飛行を続ける。 $F=3$ の原子はラムゼー共振器内でマイクロ波と一度目の相互作用し、共振器の上40 cm程度に達した後落下を始め、下降しながらラムゼー共振器を通過する時に再びマイクロ波と再び相互作用する。この2回のマイクロ波相互作用によってラムゼー共鳴が引き起こされる。ラムゼー共鳴による $F=3$ から $F=4$ への遷移の確率は、検出部で、 $F=4$ 状態にいる原子が発する蛍光強度(N_4)と $F=3$ 状態にいる原子が発する蛍光強度(N_3)を独立に測定し、規格化($P=N_4/(N_4+N_3)$)することで求めることができ、その遷移確率が一番高い周波数が、秒の定義で規定される周波数9 192 631 770 Hzということになる。NICT-CsF2で観測されたラムゼー信号を図6に示す。

遷移確率が一番高い周波数(ラムゼー信号の中心周波数)はマイクロ波の周波数をラムゼー信号の中心に安定化することで求めている。具体的には、 f_0 をマイクロ波の中心周波数、 $\Delta\nu$ をラムゼー信号の半値全幅とした場合、ちょうどラムゼー信号の傾きが急になる周波数 $f_0 - \Delta\nu/2$ と $f_0 + \Delta\nu/2$ で信号強度を測定し、この2つの周波数で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調整する($f_0 \rightarrow f_1$)。 f_1 が求めたらまた2つの周波数 $f_1 \pm \Delta\nu/2$ における信号を取得し f_2 を求める。このようにしてラムゼー信号の中心と思われる値 $f_0, f_1, f_2 \dots$ を記録していき、これを平均した値を

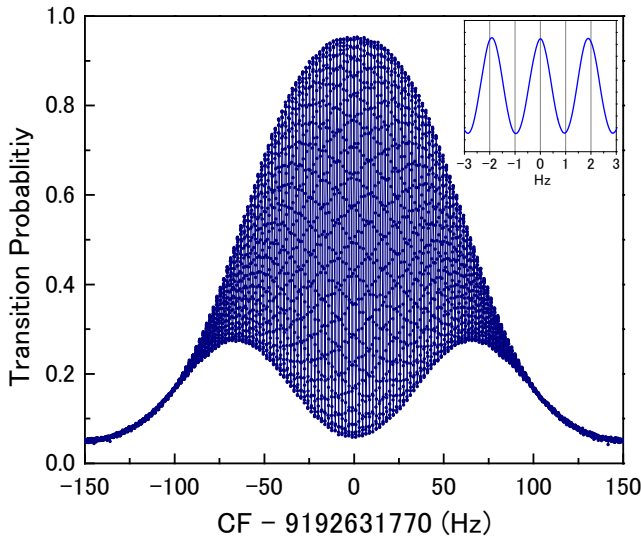


図6 CsF2で観測されたラムゼースペクトル

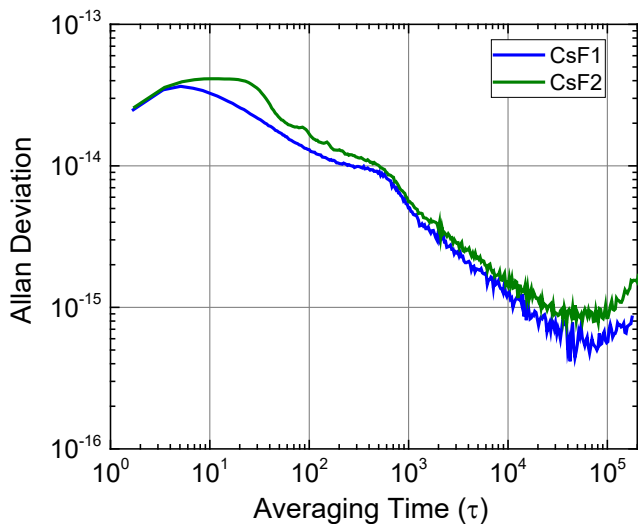


図7 Cs1とCsF2で得られた周波数安定度

ラムゼー信号の中心周波数とする。得られたCsF1とCsF2の周波数安定度を図7に示す。

4 周波数シフトとその評価方法

1でも述べたとおり、秒の定義は無摂動状態下のCs原子の共鳴周波数が基準となっているため、一次周波数標準器開発では、考えられうる全ての周波数シフト要因を評価できるように本体の内部構造、光学系、マイクロ波源、制御方法、などをデザインし、全体システムを構築した後、それぞれの周波数シフトの評価方法に基づきシフト量の大きさをその値の不確かさと共に決定している。この周波数シフトの評価方法は唯一無二のものではなく、世界各国の一次周波数標準器開発者が更なる高精度化を目指して新たな評価法を検討している。以前の情報通信研究機構季報[9]では、

その当時主流の評価方法及びNICTで実際に行い得られたシフト量とその不確かさについて紹介した。評価方法が変わらないものに関しては今回割愛し、評価法を変えることにより不確かさを小さくできたもの、以前の評価法では理論的には実験的にも不十分だったもの、以前の評価の際には考慮されていなかったもの、などについて紹介する。

4.1 断熱通過法による衝突シフト評価

Cs原子の原子泉型一次周波数標準器において、冷却原子間の衝突による周波数シフトは無視することができない。Cs原子は数 μK 程度まで冷却されるとド・ブロイ波長が大きくなり、その結果、衝突断面積が大きくなる。そのためCs原子の原子泉型標準器の衝突シフト量は大きい。信号に関与する原子数を減らせば衝突シフトは小さくできるが、その代わりに信号に関与する原子数に大きく依存する周波数安定度は悪くなってしまふ。衝突による周波数シフト量は次式で表される。

$$\Delta\nu_{col} = n\nu\lambda(v) \quad (n \text{ は原子数, } \nu \text{ は原子の相対速度, } \lambda \text{ は衝突断面積}) \quad (1)$$

(1)式から分かるように、原子集団の速度分布を保った状態(原子の相対速度も衝突断面積の変化しない状態)で、原子数 n を変えて周波数測定を行えば、直線近似により $n=0$ の時の周波数値を概算することができる。この方法を使うには、前述したように、原子集団の状態を変えずに n を変えることが必須である。レーザー冷却の条件やレーザー光による打ち上げ条件を変えることにより n を変えることはできるが、ラムゼー共振器に到達する原子集団の状態も変わってしまうため、正しく周波数シフトを評価できない。そこで、原子捕獲や原子打ち上げの条件が全く変えずに、選択用共振器にフィードするマイクロ波信号の条件を変えることで、信号に関与する原子数を変化させる。具体的には、 $F=4, m_F=0$ 状態にいる原子にマイクロ波を当て $F=3, m_F=0$ 状態に励起させ、 n_1 と n_2 の2種類の状態を作りだし、打ち上げごとにその条件をスイッチすることで基準信号のドリフトなどの影響を受けずに衝突シフトを評価する。以前はマイクロ波信号の強度のみを変え $F=3, m_F=0$ 状態に励起する原子数を変化していた。しかし、この方法だとマイクロ波信号の強度ノイズや共振器内の通過場所により励起率に揺らぎが発生し、正確に周波数シフト量が評価できないという問題があった。実際、前回の特集号執筆時点では、CsF1の衝突シフトの不確かさは衝突シフト量の20%を与えていた。衝突シフト量が大きくなるとそれに合わせて不確かさも大きくなるため、励起する原子数を

4 原子周波数標準

減らせば衝突シフト自身は小さくなるが、周波数安定度も劣化してしまう。原子数の多い少ないにかかわらず、原子数を正確にコントロールすることができれば、高い周波数安定度を維持したまま、衝突シフトの不確かさを下げることができる。そこで、より正確に原子数を制御できる方法として高速断熱通過法 (Rapid Adiabatic Passage) を採用した。

高速断熱通過法とは、原子の重ね合わせ状態を断熱的に変化させる方法である [13][14]。具体的には、選択用共振器にフィードする 9.193 GHz のマイクロ波信号の強度のみならず周波数も同時に変化させる。図 8 にあるように、マイクロ波の周波数は原子との共鳴周波数から大きく外れた状態 (Off-resonance) の状態から、完全に共鳴の状態 (On-resonance) の状態を経て、±符号が反対の非共鳴状態 (Off-resonance) へ変化させる。共鳴の周波数線幅よりも十分離れていれば Off-resonance と取り扱うことができる。ここでの共鳴線幅は選択用共振器の通過時間の逆数で決まる約 50 Hz であるため、今回の場合は、共鳴線幅から 100 倍離れた周波数である (9 192 631 770 Hz - 5 kHz) から、On-resonance (9 192 631 770 Hz) を経た後、(9 192 631 770 Hz + 5 kHz) へと周波数を変化させる。原理的にはこの周波数離調変化だけで原子の状態をコントロールができるが、共鳴は有限の周波数線幅を持つため、周波数の変化に合わせてマイクロ波信号の強度も変化させる必要がある。図 8 にあるように、Off-resonance の時にはマイクロ波信号の強度は低く、On-resonance の時には最大、また Off-resonance の時は最小、と変化させる。変化のプロファイルは Blackman パルス型を採用している。打ち上げられた原子が選択用共振器を通過する時間は約 5 ミリ秒であるため、この時間内に、断熱要件を維持しつつ、上記したように周波数と強度を変化させる。図 8 の左図のように、周波数変化を Off-resonance ~ On-resonance ~

Off-resonance とした場合は、 $F=3$ 状態にいる原子は全て $F=4$ 状態へ、 $F=4$ 状態にいる原子は全て $F=3$ 状態へ、遷移する。原子泉型一次周波数標準器の場合、レーザー冷却により打ち上げられる Cs 原子は $F=4$ 状態に捕えられているため、 $F=4, m_F=0$ 状態にいる原子の全てが $F=3, m_F=0$ 状態へ励起される (Full 励起)。それに対し、図 8 の右図のように Off-resonance ~ On-resonance と変え、途中から周波数を On-resonance で維持する場合は、 $F=4$ 状態と $F=3$ 状態が等しく混ざり合っている状態になり、結果として、 $F=4, m_F=0$ 状態にいる原子の半分が $F=3, m_F=0$ 状態へ励起される (Half 励起)。高速断熱通過法を使うと、Full 励起と Half 励起の原子数比は 2:1 の関係になるため、(Full 励起の原子数で測定した時の中心周波数) - (Half 励起の原子数で測定した時の中心周波数) が、Half 励起の原子数で測定した際の衝突周波数シフト量 (Full 励起時の衝突シフト量はその倍) となる。

図 9 に高速断熱通過法を可能としたマイクロ波発振器の構成図を示す。Cs 原子の共鳴周波数は 9.193 GHz であるが、9.193 GHz のマイクロ波信号が直接出せて周波数と強度を同時に高速変化することができる発振器は市販品ではない。そこで、図 9 にあるように、9.2 GHz 発振器と 7 MHz デジタルシンセサイザーをミキシングして 9.193 GHz を生成する構成にし、7 MHz の周波数と強度を FPGA で同時に制御することで、9.193 GHz の周波数と強度を高速変化させている。

On-resonance の時のマイクロ波信号のピーク強度を変えながら $F=3$ に励起した原子数を測定した結果を図 10 に示す。横軸は、周波数を掃引しないで励起する時のマイクロ波信号の最適パワーを基準にした相対パワーである。マイクロ波のピーク強度が 30 dB 以上になると、Full 励起と Half 励起の比がちょうど 2:1 になることが分かる。またその比率の安定性を示したのが図 10 の一番右のグラフであり、比率の長期揺

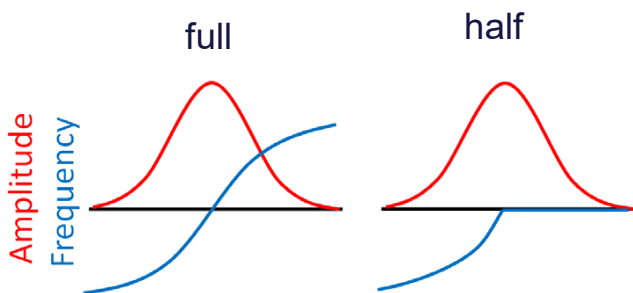


図 8 高速断熱通過法の際のマイクロ波信号の周波数と強度変化

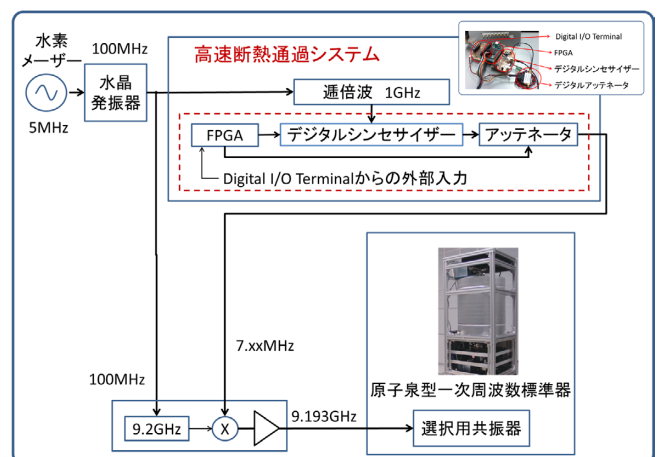


図 9 高速断熱通過法を可能とするマイクロ波発振器の構成図

らぎは1%以下であることを確認した。

高速断熱通過法は、レーザー冷却された原子集団の形や相対速度、マイクロ波信号の強度揺らぎ、選択用共振器内の定在波の強度分布、などに影響を受けずに原子数を制御できる手法であり、衝突シフトが大きいCsF1だけでなく、衝突シフトが比較的小さいCsF2にも導入している。双方共に、衝突シフトの不確かさは衝突シフト量の1%を与えている。

4.2 真空チャンバーの温度コントロールと黒体輻射シフト

CsF1とCsF2は25℃(±0.2℃)で非常に安定に室温管理された実験室内で運用されているため、当初、本体真空層の積極的な温度調整は行っていなかった。その後、室温管理された実験室においても、実験室中央に設置された温度センサーから離れた場所での温度揺らぎが比較的大きかったことが判明したことから、真空層内に設置された円筒型のラムゼー共振器自身の共振周波数をCs原子の共鳴周波数と完全に一致させた方が共振器の特性に依存するシフト量をより低減することができるため、本体の真空層に温度制御を施すことにした。

温度制御は真空層の外側に巻かれた非磁性ヒーターを用いて行うが、その際留意すべきことは、制御電流によって発生する磁場である。非磁性のヒーターは折り返してツイストペアにして真空層の外壁に巻き付け、制御電流も直流電流ではなく100kHzの交流電流を流すことにより、なるべく磁場を発生させない工夫をしている。また、この温度制御は原子泉型周波数標準器の動作サイクルの原子捕獲のプロセスの間だけで実施し、原子とマイクロ波が相互作用する時間帯では温度制御をOFFしている。CsF1とCsF2のラムゼー共振器の共振周波数は機械工作精度に依存しており、その共振周波数がCs原子の共鳴周波数に合うようにCsF1の場合は30.7℃、CsF2の場合は26.8℃で温度安定化されている。

黒体輻射による周波数シフトは次の式で表される [15]。

$$\frac{\Delta\nu_{BBR}}{\nu_0} = -1.718 \times 10^{-14} \left(\frac{T}{300}\right)^4 \times \left[1 + 0.013 \left(\frac{T}{300}\right)^2\right] \quad (2)$$

温度勾配や温度センサーの確度を考慮して、温度の不確かさは±1K(0.2×10¹⁵)としている。

4.3 共振器内の位相分布に依存する周波数シフト

熱原子ビーム型の一次周波数標準器の場合、ラムゼー共振器の部分は2か所に離れており、共振器の特性の違いが周波数シフトを引き起こすため、共振器の特性をできる限り同等にする必要があった。その点、原子泉型は同じ共振器を上昇時と下降時の2回通過してラムゼー共鳴を引き起こすため、同一の特性を持つ共振器を2つ用意する必要はない。しかし、ラムゼー共振器内の定在波の位相は均一ではなく、打ち上げられた原子集団の共振器内を通過する場所が、上昇時と下降時で異なる場合、その位相差によって周波数シフトが引き起こされる。この周波数シフトは、Distributed Cavity Phase (DCP) シフトと呼ばれ、その大きさは $[\varphi(r') - \varphi(r)]/2\pi T$ (r, r' : 原子集団が上昇時と下降時通過する場所、 T : ドリフト時間) で表される。対向する2方向からのマイクロ波フィードを持つ円筒型共振器内の場所による位相差の最大値は次式で与えられ [16]、

$$\Delta\varphi_{max} = \frac{\pi}{24Q_{cavity}} \left(\frac{\rho}{r_c}\right)^2 \quad (3)$$

(Q_{cavity} : 共振器のQ値、 ρ : 共振器の上下に開けられた原子集団が通過する穴の半径、 r_c : 円筒型共振器の空洞部分の半径)

共振器のQ値を20000、 $r_c=28$ mm、 $\rho=6$ mm とすると位相差の最大値は 3×10^{-7} radである。これは対向する2方向からフィードされるマイクロ波の位相が理想的にそろっていると仮定した場合の値であり、2つのマイクロ波フィードの位相差 $d\phi$ がずれている場合はこの値より大きくなる。そこで我々は $d\phi = \pi/5$

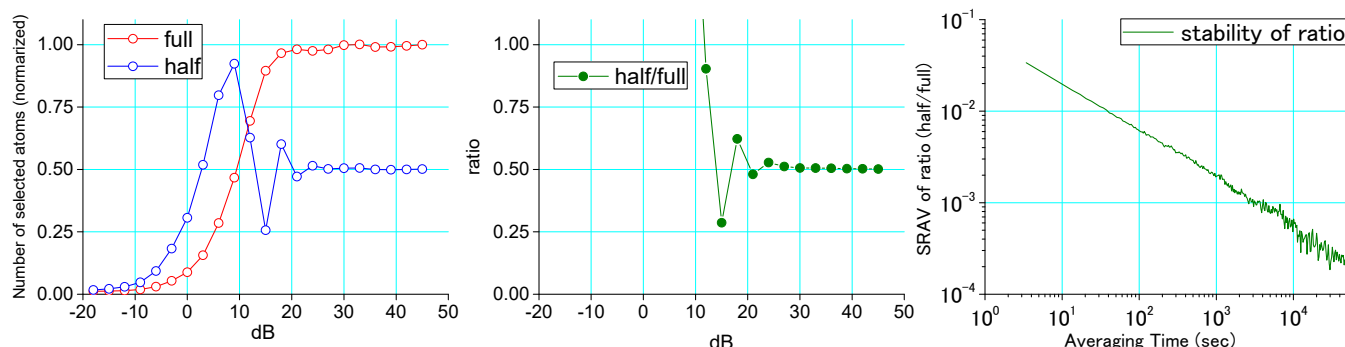


図10 CsF1に高速断熱通過法を適用した時の励起される原子数の変化

4 原子周波数標準

をワーストケースとして DCP シフトの不確かさを 0.3×10^{-15} としていた。

上記の評価方法は、装置が理想的に製造され、理想的な条件の下で運用した時の値であるため、最近は実験的にこのシフト量を評価する必要が出てきている。Liらは DCP シフト評価に関して新しいアプローチを提案し [17]、各国の原子泉型一次周波数標準器もそのアプローチに合わせ評価方法の見直しを行っている [18][19]。具体的には、原子泉型標準器自体を少し傾け原子集団は通過する場所を変えたり、ラムゼー共鳴を引き起こすマイクロ波の強度を強くしたりして中心周波数測定を行い、理論計算と組み合わせ DCP による影響を評価している。NICT においても新しいアプローチに基づいた評価を実施しているが、その評価は十分ではない。CsF1、CsF2 の 2 台体制のメリットを生かし、このシフト量の評価を完了する予定である。

4.4 マイクロ波レンズ効果による周波数シフト

3 で述べたように、原子泉型周波数標準器では、ラムゼー共振器にフィードするマイクロ波の周波数をラムゼー信号の中心周波数と思われる周波数に対して、ラムゼー信号の半値半幅分だけ低い周波数 ($-\Delta\nu/2$)、高い周波数 ($+\Delta\nu/2$) と変え、その 2 つ周波数で得られるラムゼー信号の遷移確率が等しくなる周波数を、ラムゼー信号の中心周波数値としている。この遷移確率は、ラムゼー共振器を通過し、検出部に到達する $F=4$ 状態と $F=3$ 状態のそれぞれの原子集団が発する蛍光強度を規格化することで求めているわけであるが、この手法において、打ち上げられた原子集団は、 $F=4$ 状態の原子も $F=3$ 状態の原子も同じ軌道を通ることが前提とされている。しかし厳密に言えば、ラムゼー共振器内に生成されるマイクロ波の定在波によって、 $F=4$ 状態の原子と $F=3$ 状態の原子では異なる大きさの双極子力が加えられ、それぞれの状態の原子の通過軌道に少しずつずれが生じてしまう。これがマイクロ波レンズ効果である [18]。ラムゼー共振器に加えるマイクロ波の周波数が、Cs 原子の遷移周波数よりも低い時、つまり、 $f_0 - \Delta\nu/2$ に周波数を合わせた時、 $F=3$ 状態の原子には収束力が働き $F=4$ 状態の原子には発散が働く。これにより、 $F=3$ 状態の原子の方が、より多く検出部に到達することになる。逆に、マイクロ波の周波数が Cs 原子の遷移周波数よりも高い時 ($f_0 + \Delta\nu/2$)、 $F=3$ 状態の原子には発散力、 $F=4$ 状態の原子には収束力が働き、 $F=4$ 状態の原子の方がより多く検出部に到達する。このように、検出部に到達する原子数のずれがラムゼー共振器に加える周波数によって生じるため、実質的には求められる中心周波数にも僅かに周波数シフトが生じてしまう。

このマイクロ波レンズ効果による周波数シフト量は以下の式で表される。

$$\delta\nu = \frac{\hbar k^2}{4\pi m_{Cs}} \frac{b\pi}{2 \sin(\frac{b\pi}{z})} \frac{a^2(w_0^2 + t_1 t_2 u^2)}{w_2^4 \left[\exp\left(\frac{a^2}{w_2^2}\right) - 1 \right]} \quad (4)$$

k はマイクロ波の波数、 m_{Cs} は Cs 原子の質量、 $w_{0,1,2}$ は原子雲の半径と打ち上げからラムゼー共振器までの到達時間 (下添え字 0 は打ち上げ時、1 は 1 回目の相互作用時、2 は 2 回目の相互作用時)、 b はラビ周波数、 a はラムゼー共振器の通過穴の直径、 u は原子集団の水平方向の速度。CsF1、CsF2 共に 1×10^{-16} 以下のシフト量であることを確認している。このマイクロ波レンズ効果は、前回の特集号の際には考慮されていなかったものであるが、その後検討が必要であることが判明した周波数シフトである。

5 まとめ

情報通信研究機構では Cs 原子を用いた原子泉型一次周波数標準器の開発を行っている。NICT-CsF1、CsF2 の 2 台体制で開発・運用を行っており、冷却サファイア共振器を導入により周波数安定度を向上させ、周波数シフト評価法の見直し・改良を行い周波数不確かさの低減につなげた。現時点での周波数シフト量とその不確かさをまとめたものを表 1 に示す。もうこれ以上周波数不確かさを下げるのが不可能と思われる周波数シフトもあるが、評価方法に改良の余地があり、周波数不確かさを保守的に見積もっているシフト要因もある。今後、より正確な評価を行い、周波数不確かさの低減を図っていく予定である。

原子泉型一次周波数標準器の開発はかなり成熟した段階に来ており、周波数シフトの評価方法は確立され

表 1 CsF1 と CsF2 の周波数シフトとその不確かさ

Physical Effect	CsF1		CsF2	
	Bias	Uncertainty	Bias	Uncertainty
2nd Zeeman	44.94	0.07	105.77	0.08
Collision*	-30.00	0.30	-8.00	0.08
Blackbody Radiation	-18.32	0.24	-17.40	0.24
Gravitational Potential	8.36	0.11	8.36	0.11
Microwave Leakage	0.00	<0.01	0.00	<0.01
Microwave Purity	0.00	<0.01	0.00	<0.01
Cavity Pulling	0.00	<0.01	0.00	<0.01
Rabi Pulling	0.00	0.01	0.00	0.01
Ramsey Pulling	0.00	0.01	0.00	0.01
AC Stark	0.00	<0.01	0.00	<0.01
Distributed Cavity Phase**	0.00	0.30	0.00	0.30
2nd Doppler	0.00	<0.01	0.00	<0.01
Microwave Lensing	0.00	0.04	0.00	0.08
Majorana	0.00	0.01	0.00	0.01
Background Gas	0.00	0.17	0.00	0.17

units are fractional frequency $\times 10^{-15}$

*: typical value, **: further evaluations are needed.

つつある。しかし、新たな評価方法の提案や、新たな周波数シフト要因の提起により、従来の評価方法の見直しや更なる精度向上に向けた再評価の必要が出てくることもある。実際、今回紹介した周波数シフトの中には前特集号の時には考慮されてなかったものも存在する。NICTでは、「秒」の値を正確に実現することを目的に、今後も一次周波数標準器の開発及び運用を行っていく。

謝辞

NICT-CsF1の開発初期に有益な助言を下された森川容雄氏と福田京也氏に感謝します。NICT-CsF2の開発を手伝ってくれたClayton R. Locke氏に感謝します。冷却サファイア共振器導入及び冷凍機化に力を貸してくださったJohn G. Hartnett氏と石島博氏に感謝します。高速断熱通過法の導入をサポートしてくれた木戸耕太氏と志賀信泰氏に感謝します。

【参考文献】

- 1 <https://www.bipm.org/en/CGPM/db/13/1/>.
- 2 J Terrien, "News from the International Bureau of Weights and Measures," Metrologia 4, p.41, 1968.
- 3 <https://www.bipm.org/en/bipm/tai/>.
- 4 Y. Hanado, K. Imamura, N. Kotake, N. Nakagawa, Y. Shimizu, R. Tabuchi, L. Q. Tung, Y. Takahashi, M. Hosokawa, and T. Morikawa, "The new Generation System of Japan Standard Time at NICT," International Journal of Navigation and Observation, 2008.
- 5 <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1989/ramsey/lecture/>.
- 6 K. Nakagiri, M. Shibuki, H. Okazawa, J. Umez, Y. Ohta, and H. Saitoh, "Studies on the Accurate Evaluation of the RRL Primary Cesium Beam Frequency Standard," IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. IM-36, p.617, 1987.
- 7 A. Hasegawa, K. Fukuda, M. Kajita, H. Ito, M. Kumagai, M. Hosokawa, N. Kotake, and T. Morikawa, "Accuracy Evaluation of Optically Pumped Primary Frequency Standard CRL-01," Metrologia, vol.41, p.257, 2004.
- 8 M. Kumagai, H. Ito, M. Kajita, and M. Hosokawa, "Evaluation of caesium atomic fountain NICT-CsF1," Metrologia, vol.45, p.139, 2008.
- 9 熊谷基弘 伊東宏之 梶田雅稔 細川瑞彦, 原子泉型一次周波数標準器 NICT-CsF1, 情報通信研究機構季報, vol.56, nos.3/4, p.29, 2010.
- 10 C. R. Locke, 熊谷基弘, 伊東宏之, 長野重夫, J. G. Hartnett, G. Santarelli, 細川瑞彦, 超高安定冷却サファイア共振器とその周波数コンバータ, 情報通信研究機構季報, vol.56, nos.3/4, p.45, 2010.
- 11 J. G. Hartnett and N. R. Nand, "Ultra-Low Vibration Pulse-Tube Cryocooler Stabilized Cryogenic Sapphire Oscillator With 10⁻¹⁶ Fractional Frequency Stability," IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol.58, p.3580, 2010.
- 12 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, vol.6, p.2194, 1989.
- 13 F. Pereira 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, 233004, 2002.
- 14 M. Kazda, V. Gerginov, N. Nemitz, and S. Weyers, "Investigation of Rapid Adiabatic Passage for Controlling Collisional Frequency Shifts in a Caesium Fountain Clock," IEEE trans. instrum. meas., vol.62, p.2812, 2013.
- 15 S. Weyers, V. Gerginov, M. Kazda, J. Rahm, B. Lipphardt, G. Dobrev, and K. Gibble, "Advances in the accuracy, stability, and reliability of the PTB primary fountain clocks," Metrologia, vol.55, p.789, 2018.
- 16 S. Jefferts, J. Shirley, N. Ashby, E. Burt, and J. Dick, "Power dependence of distributed cavity phase-induced frequency biases in atomic fountain frequency standards," IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control, 12, p.2314, 2005.
- 17 R. Li R and K. Gibble, "Evaluating and minimizing distributed cavity phase errors in atomic clocks," Metrologia, vol.47, p.534, 2010.
- 18 R. Li, K. Gibble and K. Szymaniec, "Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard: evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts," Metrologia, vol.48, p.283, 2011.
- 19 S. Weyers, V. Gerginov, N. Nemitz, R. Li, and K. Gibble, "Distributed cavity phase frequency shifts of the caesium fountain PTB-CSF2," Metrologia, vol.49, p.82, 2012.



熊谷基弘 (くまがい もとひろ)

電磁波研究所
時空標準研究室
主任研究員
博士(理学)
原子周波数標準、光ファイバ周波数伝送、
テラヘルツ周波数標準

伊東宏之 (いとう ひろゆき)

総務省
国際戦略局
技術政策課
技術企画調整官
博士(理学)
周波数標準、レーザー分光



矢野雄一郎 (やの ゆういちろう)

電磁波研究所
時空標準研究室
博士(工学)
原子時計、マイクロ波周波数標準、数値計算



梶田雅稔 (かじた まさとし)

電磁波研究所 企画室/
テラヘルツ研究センター
テラヘルツ連携研究室
理学博士
量子エレクトロニクス、原子分子物理学

相田政則 (あいだ まさのり)

電磁波研究所
時空標準研究室
嘱託
時刻・周波数標準

花土ゆう子 (はなど ゆうこ)

電磁波研究所
上席研究員
博士(工学)
時刻・周波数標準、高精度計測



細川瑞彦 (ほそかわ みずひこ)

情報通信研究機構
理事
理学博士
時空計測、時刻・周波数標準



井戸哲也 (いど てつや)

電磁波研究所
時空標準研究室
室長
博士(工学)
光周波数標準、光周波数計測