

セシウム一次周波数標準の現状と その高精度化に向けた最近の研究動向

田邊健彦*

(2013年2月14日受理)

Review of current status and studies for improvement of cesium primary frequency standards

Takehiko TANABE

Abstract

Recent studies on frequency standards are categorized into (i) development of optical frequency standards, e.g., optical lattice clocks and single ion optical clocks, and (ii) improvement of cesium (Cs) primary frequency standards. Particularly the rapid progresses on optical frequency standards promote the discussion of redefinition of the second, which is one of the milestones of (i). The first step for the redefinition of the second by optical frequency standards, the superiority of its performances such as absolute frequency, uncertainty and instability must be verified by comparison with respect to the SI second, which is realized by Cs primary frequency standards as accurate as possible. Therefore the improvements of Cs primary frequency standards, i.e., ^{133}Cs atomic fountain, are strongly required. In this report, the current status of researches on the ^{133}Cs atomic fountains and recent attempts by our group at improving them are reviewed.

1. 序論

1.1 時間・周波数標準とは

実験に基礎を置く自然科学においては、さまざまな「測定」が必須である。測定量を数値化するとき、それは必ずある基準の値、「標準」と比較する。定量的な議論を行い、現象のより深い理解を目指す際に欠くことができないのが、堅牢な計量標準である。

測定量は、時間や長さなどから成る7つの「基本単位」と、複数の基本単位を組み合わせた「組立単位」を用いて記述される。もちろん、時間や長さには標準が存在し、より優れた標準、つまり不確かさが小さい標準を探索する研究が、古くから今日に至るまで脈々と続いている。標準は、それ自身が主役になる機会は少ないが、科学の研究における縁の下での力持ちとして、その重要性はいくら強調しても強調しすぎることではない。「現代科学の歴

史」とも言うべきノーベル賞の歴史において、標準に関する研究が何例も受賞対象になっていることは、科学研究における標準の重要性を物語っていると言える。

さて、物理量の測定において突出して高い精度で数値化できる量が、本稿で対象とする「時間」、もしくはその逆数の「周波数」である。それが可能な理由は、時間・周波数の標準の精度が非常に高いからに他ならない。時間・周波数の標準は、それが他の標準や基礎物理学と密接に関連していることも特徴として挙げられる。周波数測定それ自身を高精度・高感度のプローブとして用いることで、今まで検証が困難であった物理現象、例えば微細構造定数の時間変化の有無などを探索することも議論されており、これも大変興味深い。レーザーを用いた精密分光への寄与と光周波数コムの開発により、2005年にノーベル物理学賞を受賞したT.W.Hänschの受賞記念論文¹⁾にある“Never measure anything but frequency”というフレーズは、測定において周波数測定が占める特別な位置を端的に表していると言えるだろう。

時間は日常の生活において最も馴染みのある物理量の

* 計測標準研究部門 時間周波数科 時間標準研究室, 波長標準研究室

一つである。生活の基本にあり、日々の行動の目安である時間を知るための道具が「時計」である。いかなる時計も、本質的には「発振器」、「カウンター」、「基準」の三つの要素から構成されている。「発振器」には、何らかの周期的な物理現象を利用する。振り子時計の場合には振り子であり、一般的な腕時計の場合には水晶発振器である。発振器の持つ周期的な物理現象を数えるのが「カウンター」である。振り子時計や腕時計の場合、内部のギア部がその役割を担う。さて、発振器の周波数は安定であることが望ましいが、様々な原因により徐々にその周波数は変化してしまう。そこで何らかの安定な「基準」によりずれを検知し、周波数が一定になるように発振器にフィードバックする必要がある。一秒を定義するための基準として、かつては天体の運行（地球の自転や公転）を利用していた²⁾。その後、原子が放出もしくは吸収する電磁波の周波数を基準として用いる「原子時計」の研究が発展し、非常に高い精度で秒が決められる目処があった。そして1967年、セシウム原子に基づく「原子の秒」が定義として採択され、1秒は「基底状態にあるセシウム133原子の超微細構造間の遷移に対応する放射の周期の9 192 631 770 倍の継続時間」となった。これを周波数という観点で読み直すと、基底状態にあるセシウム133原子の超微細構造準位を取り上げ、この2つの準位間のエネルギー差に相当する電磁波の周波数が9 192 631 770 Hzであるということを意味する。これはマイクロ波領域の周波数である。

上記の超微細構造間の遷移周波数を測定し、定義を実際に実現する装置が「セシウム原子時計」、もしくは「セシウム周波数標準器」である。原子時計もまた、上記の場合と同様に三つの要素から構成される。発振器としてマイクロ波発振器が用いられ、マイクロ波発振器の場合、振動数が大きいために機械的なカウンターではなく、電気的なカウンターにより電磁波の振動数を測定する。そして、基準が原子の準位間の遷移周波数（時計遷移周波数）である。後で述べるが、得られた遷移周波数の値には、さまざまな要因による「不確かさ」が存在する。本稿のタイトルにある「一次周波数標準」とは、この不確かさを自ら評価した標準器のことであり、本稿における周波数標準とは、一次周波数標準器としてのセシウム原子時計のことであり、セシウム原子時計の精度は10桁から始まり、先人達による地道な努力の結果、現在は15桁から16桁にも到達している（不確かさが $10^{-15} \sim 10^{-16}$ ）。これを分かりやすく述べると、仮にセシウム原子時計を数千万年間動かし続けても、一秒程度しかずれないことを意味する。これは物理量の測定において、他に類を見

ない高い精度である。

1.2 原子時計の研究の現状

1967年に、セシウム原子の超微細構造間の遷移に基づいて秒が定義されて以来、まもなく半世紀になる。そして近年、秒をめぐる研究は大き転換期にある。現在の周波数標準の研究は、以下の2つの大きな柱に沿って行われている。

1. 光周波数標準（光時計）の研究
2. 現行のセシウム周波数標準の高精度化

上記の「1」は以下のような背景に基づく。レーザー光が誕生した頃から、原子の光領域にある遷移を用いる原子時計、「光周波数標準（光時計）」の可能性が議論されてきた。先述の通り、現在の一秒はセシウム原子のマイクロ波領域の周波数によって定義されている。マイクロ波領域の周波数は約10 GHz (10^{10} Hz) であるのに対して、光領域の周波数は数百 THz (10^{14} Hz) のオーダーであり、約10万倍周波数が高い。定性的に述べると、光周波数標準はセシウム周波数標準より細かく時間を測定することができるため、時間分解能が一気に5桁向上する。つまり、より高精度な周波数標準となる。

そこで、光周波数標準の研究・開発が各国の研究機関で長年にわたり行われてきた。光周波数標準の研究が始まった当初は、光周波数標準それ自身の精度の問題に加えて、光周波数の測定が困難であるという大きな問題があった。しかし20世紀末に、ドイツとアメリカのグループで、超短パルスレーザーによる「光周波数コム」を用いたレーザー周波数カウンターが発明されて以来³⁾⁻⁵⁾、光周波数測定の問題が克服され、光周波数標準の研究が大きく進展した。さらに、基準として用いる原子の側においても、「光格子時計」という優れた方式が考案・開発されたことも契機となり^{6),7)}、現在、光周波数標準の研究は現代物理学におけるホットトピックの一つと言えるまでに盛んに行われている。そして、この光周波数標準の研究の大きな目標の一つが、現在はマイクロ波の領域にある秒の定義を光領域に得ることである。光周波数コムの不確かさは既に $10^{-17} \sim 10^{-19}$ であり⁸⁾、光周波数標準の不確かさが 10^{-17} のオーダーでさらに向上中である。光周波数標準の近年の急速な進展具合を受けて、近い将来に「秒の再定義」が行われることが予測されている⁹⁾。

さて、光周波数標準の研究の目標の一つである「秒の再定義」の実現に向けた重要なステップは、光周波数標

準の性能（不確かさや安定度）を評価し、セシウム周波数標準に対する優位性を実証することである。しかしその性能評価においては、現在の秒の定義を実現するセシウム周波数標準が必須であり、それにより可能な限り精度良く光周波数標準の性能を評価する必要がある。そのためには、現行のセシウム周波数標準のさらなる高精度化がきわめて重要である。これが上記の「2」の背景である。

以上を背景として、本稿では特に上記の「2」について、セシウム周波数標準の基礎と動作原理について、また各国の標準研究所と産総研におけるセシウム周波数標準の現状について述べる。ここではセシウム周波数標準の高精度化に向けた本グループによる近年の取り組みについても紹介する。また、セシウム周波数標準のさらなる高精度化において重要な鍵を握る、黒体輻射シフトに起因する不確かさの低減に向けた、近年の研究動向についてまとめる。

2. セシウム原子時計

2.1 セシウム原子のエネルギー構造

セシウム周波数標準について説明にする前に、セシウ

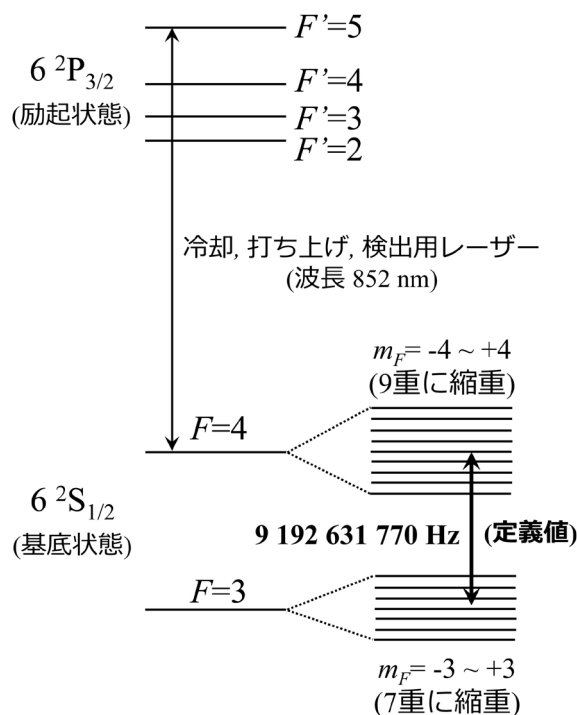


図1 セシウム原子のエネルギー準位図。Fは全角運動量量子数、 m_F はその射影量子数である（量子化軸は磁場の印加方向）。あわせて、原子泉における原子の冷却、打ち上げ、検出に用いる遷移（波長 852 nm）を示した。

ム原子のエネルギー構造について簡単に説明しておこう。図1を適宜参考にして欲しい。セシウム原子は原子番号 $Z=55$ のアルカリ原子であり、キセノン原子 ($Z=54$) と等価な電子の閉殻構造の外側に、1個の電子を配置した構造である。基底状態 ($6^2S_{1/2}$) は最外殻電子の軌道角運動量 L がゼロであるため、核スピン $I=7/2$ と最外殻電子のスピン $S=1/2$ が結合することで、2つの超微細構造準位 $F=3, 4$ が生じる。Fは全角運動量量子数である。2つの超微細構造準位 $F=3$ と $F=4$ は、それぞれ $2F+1$ 個の磁気副準位が縮重しており、磁場を印加するとゼーマン効果によりその縮重が解ける。このうち、磁場によるエネルギーシフト量が最も小さい ($F=3, m_F=0$) と ($F=4, m_F=0$) の2つの準位間の遷移が、セシウム原子時計の時計遷移として用いられる（量子化軸は磁場の印加方向である）。 $m_F=0$ 同士の遷移においても、磁場によるわずかな周波数シフトが生じるため、磁場を測定し、補正を行う。以上に基づいて、前節で述べた「一秒の定義」を再度記すと、「セシウム 133 原子の基底状態 $6^2S_{1/2}$ の ($F=3, m_F=0$) と ($F=4, m_F=0$) の準位間の遷移に対応する電磁波の周波数が 9 192 631 770 Hz である」となる。

2.2 ラムゼー共鳴

セシウム原子時計は大きく分けて (i) 原子ビーム方式、(ii) 原子泉方式、という2つの方式がこれまでに考案・開発され、運用されてきた。(i)の方式は、加熱したオーブンから噴出したセシウム原子のビームを用いる方式であるのに対して、(ii)は、レーザー冷却によりセシウム原子を極低温にまで冷却し、低速化された冷却セシウム原子を用いる方式である。現在の主流は、(ii)の原子泉方式である。本稿では(i)の説明は省略するが、詳細は例えば文献¹⁰⁾などを参照してほしい。

高精度な周波数標準器を実現するためには、できるだけ周波数線幅が狭い信号を観測する必要がある。そのためには、セシウム原子とマイクロ波との相互作用時間を出来る限り長くする必要がある。そこで周波数標準器では「ラムゼー共鳴」という現象を用いる。ラムゼー共鳴は、セシウム原子に限らず、他の原子やイオンの準位間の遷移周波数の精密測定において欠かせない重要な手法である。ラムゼー共鳴法では原子は電磁波と2回相互作用するが、1回目と2回目の相互作用の間に時間間隔を設けるのが特徴である。具体的には、準位の縮重を解くためにC磁場と呼ばれる定常磁場を印加し、原子の状態をある準位に揃える。この状態で電磁波を時間 τ だけ照射し、時間 T が経過した後再び電磁波を時間 τ 照射する。このように2回に分けて原子と電磁波が相互作用すると、

原子が他の状態に移る確率が実際に相互作用する時間 τ だけでなく、2回の相互作用の間の時間間隔 T にも依存する干渉項が得られ、遷移確率が電磁波の周波数変化に対して鋭敏になる。この現象を利用することで、高い精度で遷移周波数を測定することができる。本稿では具体的な計算の中身は示さないが、セシウム原子時計において、共鳴周波数 ν_0 (セシウム原子の場合は 9.192...GHz) 付近における時計遷移の遷移確率 $P(\tau)$ は、以下の (1) 式で表される¹⁰⁾。

$$P(\tau) = \frac{1}{2} \sin^2 b\tau [1 + \cos 2\pi(\nu - \nu_0)T]. \quad (1)$$

(1) 式において τ は原子とマイクロ波との相互作用する時間 (マイクロ波共振器を通過する時間)、 ν は照射するマイクロ波の周波数、 T は 1 回目と 2 回目の相互作用の時間間隔である。 b は、

$$b = \frac{\mu_B B'}{\hbar}, \quad (2)$$

であり、 μ_B はボーア磁子、 B' は磁束密度である。このとき、観測されるスペクトルの線幅 $\Delta\nu$ は、

$$\Delta\nu = \frac{1}{2T}, \quad (3)$$

で与えられる。(3) 式より、観測される線幅は T に比例して狭くなることがわかる。これがラムゼー共鳴法の特徴である。マイクロ波共振器 (ラムゼー共振器) 中のマイクロ波の周波数の関数として時計遷移の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り、これを「ラムゼーフリンジ」と呼ぶ。例として、本グループの原子泉で得られたラムゼーフリンジを図 2 に示した。ただし、(1) 式は

$$2\pi|\nu - \nu_0| \ll b, \quad (4)$$

を満たすときのみ成り立つことに注意してほしい。また (1) 式では、全ての原子が等しい速度を持つことを仮定しているが、実際の原子は速度分布を持つ。そのため、実際に得られる信号は速度分布 $f(\tau)$ が (1) 式にコンボリュートされた、

$$I = I_{\text{off}} + \frac{I_0}{2} \int_0^\infty f(\tau) \sin^2 b\tau [1 + \cos 2\pi(\nu - \nu_0)T] d\tau, \quad (5)$$

と表される。 I_{off} は信号におけるオフセットであり (周波

数計測に関係のないセシウム原子からの寄与)、 I_0 は定数である。

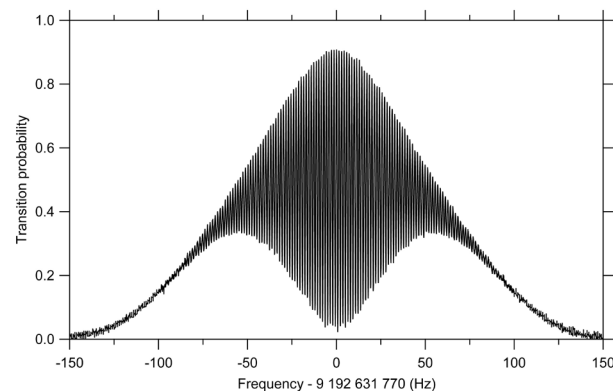


図 2 本研究グループの原子泉で得られたラムゼーフリンジの一例。横軸は周波数離調 (マイクロ波の周波数と共鳴周波数 ν_0 との差)、縦軸は時計遷移確率 (無次元) である。フリンジの幅は約 0.7 Hz である。

2.3 原子泉型一次周波数標準器の開発の経緯

1950 年代に、最初に開発されたセシウム周波数標準器は原子ビーム方式であった。原子ビーム方式の場合、加熱したオープンから噴出した数百 m/s のセシウム原子ビームが、2つのマイクロ波共振器を通過する時間間隔、つまり (3) 式における T は数ミリ秒程度でしかなかった。その後、さらに長いマイクロ波との相互作用時間を確保するため、セシウム原子を鉛直方向に打ち上げる方法が提案された。打ち上げた原子の軌道にマイクロ波共振器を設置しておけば、打ち上げによる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することができ、長い相互作用時間を確保できるというアイデアである。この方式は、原子が「泉」のように打ち上がり、落下する様子に似ているため「原子泉」と呼ばれる。原子泉は、原子時計の研究の黎明期からそのアイデアはあったが、実現には至らなかった。詳しくは述べないが、当時は熱原子ビームを鉛直に打ち上げたため、原子は上空にいたるまでに拡散してしまい、信号が得られなかったのである。原子泉の実現には、レーザーや、レーザーで原子の運動を精密に制御するレーザー冷却技術が必要であった。そして、これらの技術が成熟した 1980 年代の後半に、スタンフォード大学のグループによりナトリウム原子を用いた原子泉が初めて報告された (1989 年)¹¹⁾。その後、1995 年にフランスの標準研究所 Systèmes de Référence Temps Espace (以下 SYRTE) が、原子泉方式のセシウム周波数標準器のプロトタイプを開発し、そ

の性能を評価したことが契機となり¹²⁾、世界各国でその開発が始まった。レーザー冷却により冷却された（低速化された）セシウム原子を用いる原子泉では、 $T=1\text{s}$ と長く、線幅が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。この原子泉方式が現在のセシウム周波数標準器の主流の方式であり、本グループにおいても運用・開発が行われている。では次に、原子泉における周波数測定の流れを見ていこう。

3. 原子泉型一次周波数標準器における周波数測定の概要

一般的な原子泉の概略図を図3に示す。原子泉における周波数の測定は、セシウム原子の冷却と打ち上げ→原子とマイクロ波の1回目の相互作用→重力により落下してきた原子とマイクロ波の2回目の相互作用→原子の検出、という流れで行われる。以下、この流れを見ていこう。

1. セシウム原子のレーザー冷却と打ち上げ

超高真空に保った真空チェンバー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方向からレーザー光を照射し、ドップラー冷却により冷却セシウム原子集団（光モラセス）を生成する。このとき、冷却光として $6^2\text{S}_{1/2}, F=4-6^2\text{P}_{3/2}, F=5$ の遷移周波数のレーザー（波長852

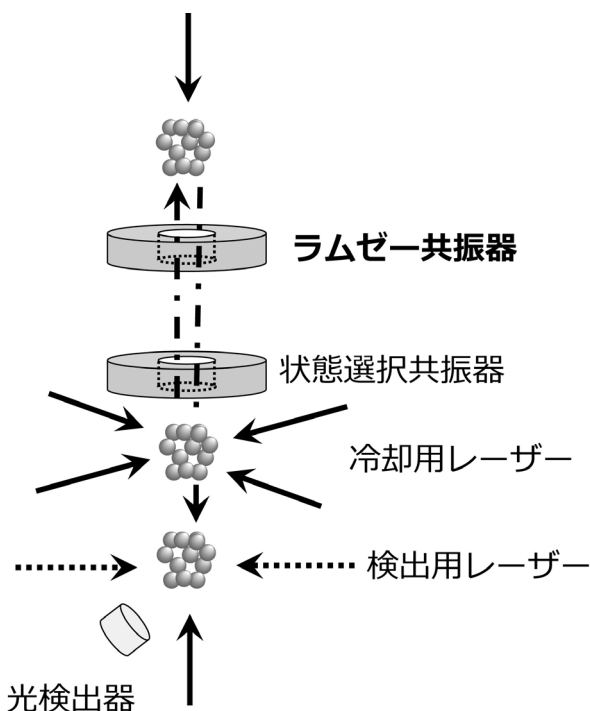


図3 一般的な原子泉の概略図。詳細は本文を参照。

nm, セシウム原子の D_2 線)を用いる。これにより、原子を $6^2\text{S}_{1/2}, F=4$ の状態に揃える。

実際には、セシウム原子の運動によるドップラー効果を考慮して、 $6^2\text{S}_{1/2}, F=4-6^2\text{P}_{3/2}, F=5$ の遷移に対して約10 MHz負に離調を取ったレーザーを約1 s照射する。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を行い、1 μK （速度約1 cm/s）程度まで原子集団を冷却する。その後、上下方向のレーザーの周波数をわずかにずらし、定在波を上方向に移動させて原子を打ち上げた後、冷却用のレーザーを切る。

2. 原子とマイクロ波の相互作用 (1回目)

$6^2\text{S}_{1/2}, F=4$ の状態に揃えられて打ち上げられた原子は、初めに「状態選択共振器」とよばれるマイクロ波共振器を通過する。状態選択共振器には弱い静磁場が印加されている。ゼーマン効果により基底状態 $6^2\text{S}_{1/2}, F=4$ の縮重を解き、 $6^2\text{S}_{1/2} (F=3, m_F=0)$ と $6^2\text{S}_{1/2} (F=4, m_F=0)$ の遷移に共鳴する π パルス照射する。このとき、静磁場とマイクロ波の磁場は平行であり、 σ 遷移($\Delta m_F=0$)により、 $(F=4, m_F=0)$ の全ての原子を $(F=3, m_F=0)$ に遷移させる。その直後、 $6^2\text{S}_{1/2}, F=4-6^2\text{P}_{3/2}, F=5$ に共鳴するレーザーを上方から照射することにより $6^2\text{S}_{1/2}, F=4$ の原子に散乱力を与え下方へ吹き飛ばす。

残された $6^2\text{S}_{1/2} (F=3, m_F=0)$ の原子はさらに打ち上がった後、「ラムゼー共振器」とよばれるマイクロ波共振器を通過し、 $6^2\text{S}_{1/2} (F=3, m_F=0)$ と $6^2\text{S}_{1/2} (F=4, m_F=0)$ 間の遷移に同調した $\pi/2$ パルスを受ける。これが原子とマイクロ波の1回目の相互作用である。

3. 原子とマイクロ波の相互作用 (2回目)

1回目の原子とマイクロ波の相互作用により、 $6^2\text{S}_{1/2} (F=3, m_F=0)$ 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、ラムゼー共振器から約1 mの高さまで打ち上がった後、重力により落下し始める。落下の途中で再びラムゼー共振器を通過する際に $\pi/2$ パルスを受け、 $6^2\text{S}_{1/2} (F=4, m_F=0)$ に遷移する。これが原子とマイクロ波の2回目の相互作用である。

4. 原子の検出

下方で $6^2\text{S}_{1/2}, F=4-6^2\text{P}_{3/2}, F=5$ の遷移周波数のレーザー（波長852 nm）を横方向から互いに対向させて照射し、 $6^2\text{P}_{3/2}, F=5$ の状態に励起した原子からのけい光をフォトダイオードで検出する。けい光量は $6^2\text{S}_{1/2} (F=4, m_F=0)$ の原子の数に比例するので、時計遷移の確率はけい光量から得ることができる。時計遷移の確率が最大となるよ

うにラムゼー共振器中のマイクロ波の周波数をロックすることで、遷移周波数を得る。具体的には、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る水晶発振器から与えられ、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。これにより、セシウム原子の時計遷移周波数を基準とする「マイクロ波発振器」としてのセシウム原子時計が実現する。

以上が原子泉における周波数測定の流れである。序論で述べたように、得られた周波数の値には、さまざまな要因による不確かさが存在する。では次に、得られた周波数の評価について述べていこう。

4. 周波数標準器の性能の評価

セシウム原子の時計遷移の周波数（定義値）は、原子が無摂動状態にある場合の値である。つまり原子を取り囲む環境の温度はゼロ K であり、原子は完全に静止しており、外部磁場や外部電場、セシウム原子同士の衝突、重力の影響といった外部の摂動が全てない、理想的な孤立状態におけるセシウム原子の時計遷移周波数が 9 192 631 770 Hz 定義されている。しかし実際にはこのような実験系は存在しない。原子の運動によるドップラー効果、外部磁場によるゼーマン効果、外部電場によるシュタルク効果、セシウム原子同士の衝突など、さまざまな要因により時計遷移周波数はシフトし、不確かさの要因となる。

ここで、原子時計の性能を評価する際に用いられる用語について説明しておこう。「不確かさ (uncertainty)」は、原子時計で得られた遷移周波数の測定結果に含まれる疑わしさである。特に、秒の定義であるセシウム原子の遷移周波数をいかによく実現できているかを表す言葉として、「正確さ (accuracy)」を用いる。次に、周波数のふらつきを程度を表すのが「安定度 (stability)」である。安定度を表す際には、平均化時間（時計の動作時間） τ の関数であるアラン分散、もしくはその平方根のアラン偏差 $\sigma_y(\tau)$,

$$\sigma_y(\tau) = \left\langle \frac{\Delta\nu_{\text{rms}}}{\nu_0} \right\rangle_{\tau}, \quad (6)$$

を用いる。ここで ν_0 は中心周波数（セシウム原子の場合 9.192...GHz）、 $\Delta\nu_{\text{rms}}$ は観測される周波数ゆらぎ、 $\langle \dots \rangle_{\tau}$ は時間 τ の間の平均をそれぞれ表す。この値が小さいほど原子時計の性能は優れていることを意味する。

より具体的な議論のために、単位時間に N 個の原子を観測し、周波数 ν_0 を決めるのに時間 T ($< \tau$) を要する測定を繰り返すことを考えよう。この測定を平均化時間 τ の間繰り返すとすると、測定の回数は $n = N\tau/T$ である。 τ の間、実験条件が全く変化しないとすると、 $\langle \Delta\nu_{\text{rms}} \rangle_{\tau}$ は \sqrt{n} に反比例し、 $\sigma_y(\tau)$ は、

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \sqrt{\frac{T}{N\tau}}, \quad (7)$$

となる。 $\Delta\nu$ はスペクトルの線幅である。安定度は、簡単に述べると、時間 T を要する測定を繰り返した場合、連続する 2 回の測定でどの程度違う周波数が得られるかということを表す。例えば、ある原子時計の安定度が平均化時間が 1 日で 10^{-15} であったとすると、それは 1 日前と 1 日後では $\nu_0 \times 10^{-15}$ Hz しか値がずれないことを意味する。(7) 式より、理想的には安定度は $\tau^{-1/2}$ に依存して小さくなることが分かるが、ある τ でそれ以上は小さくならなかったり、増加に転じることもある。例として、NMIJ で運用する原子泉型一次周波数標準器 NMIJ-F1¹⁵⁾（次節以降に改めて後述する）の典型的な安定度は、 $\sigma_y(\tau) = 1 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ ある。慣例的に、 $\tau = 1$ s 前後の安定度を短期安定度、それ以上の安定度を長期安定度と言うことが多いが、明確な定義はない。

また (7) 式からは、安定度が優れた原子時計を作るためには、高い Q 値 ($Q = \nu_0/\Delta\nu$) をもつ多くの原子を、長時間観測すればよいことも分かる。ここでは特に、(7) 式の右辺の分母に ν_0 があることに注目してほしい。スペクトルの線幅 $\Delta\nu$ が同程度であれば、測定する周波数 ν_0 に比例して安定度が向上する。つまり、セシウム原子時計よりも ν_0 の値が大きい遷移を観測する光時計は、潜在的に短期安定度が優れているのである。その結果として、より短時間に高精度な測定が可能となる。これが序論で述べた、光周波数標準への移行を目指す理由の一つでもある。

もう一つ、「再現性 (reproducibility)」は、原子時計が繰り返し運転されるときに、いつも同じ周波数になるかどうかを表す。再現性にはもう一つ意味があり、それは複数の同種原子時計同士が同じ周波数になるかどうかを表す。

4.1 原子泉型一次周波数標準器における不確かさ

一般に、測定においては不確かさ (uncertainty) が必ず付随するが、不確かさには二つの種類がある¹⁶⁾。一つは統計学的な取り扱いができるものであり「A タイプの不確かさ」という。A タイプの不確かさは、簡単に述べ

表1 NMIJ-F1 (NMIJ, 日本), NIST-F1 (NIST, 米国)¹⁷⁾, および SYRTE-FO2 (SYRTE, フランス)¹⁸⁾ の不確かさ要因と, 各補正量と不確かさのまとめ (2007年9月の結果).

効果	NMIJ-F1		NIST-F1		SYRTE-FO2	
	補正量	不確かさ ($\times 10^{-15}$)	補正量	不確かさ ($\times 10^{-15}$)	補正量	不確かさ ($\times 10^{-15}$)
衝突	0.0	3.3	-0.42	0.10	11.2	0.12
黒体輻射	-17.2	0.9	-21.21	0.26	16.8	0.06
位相分布	0.0	1.2	0.02	0.02	-9	0.09
2次ゼーマン効果	181.7	2.0	36.53	0.02	-191.59	0.03
重力赤方偏移	1.6	0.1	180.54	0.03	-	-
合計		4.0		0.35		0.21

れば測定データの数を増やすことで小さくすることができる。もう一つはそれができないものであり、「Bタイプの不確かさ」という。先述の通り、原子時計で得られる遷移周波数は複数の要因（電場や磁場など）により共鳴周波数（セシウム原子の場合は定義値 9.192...GHz）からシフトしており、各シフト要因に対して、その大きさを見積もり補正を行う。その見積もりの際に生じる不確かさが、各シフト要因における不確かさとなり、その二乗和の合計の平方根が「Bタイプの不確かさ」となる。これを小さくするためには、実際に電場や磁場などによるシフトの大きさを小さくするか、もしくは正確に補正する必要がある。例えば、ゼーマン効果による影響を評価するために、磁場の大きさを変えながら遷移周波数の変化を測定し、ゼロ磁場で周波数を求めるということを行う。ここで本研究グループ、すなわち National Metrology Insutitute of Japan（以下 NMIJ）で運用する原子泉型一次周波数標準器 NMIJ-F1 における主な周波数シフト要因と、各要因に伴う補正量とその不確かさをまとめたものを表 1 に示す。参考のために、米国の標準研究所 National Institute of Standards and Technology（以下 NIST）の原子泉 NIST-F1 と¹⁷⁾、フランスの標準研究所 SYRTE の原子泉 SYRTE-FO2 の値¹⁸⁾ も併せて示した。表 1 の値は、実際のシフト量 (Hz) や不確かさ (Hz) を、セシウム原子の時計遷移周波数 (9.192...GHz) で割った相対値（無次元）であり、この不確かさを「相対不確かさ (fractional uncertainty)」という。表 1 に挙げた不確かさは「タイプ B の不確かさ」である。表 1 に挙げた以外にも周波数シフトの要因はあり、その不確かさを地道に改善していくことはもちろんであるが、新たな不確かさ要因を見出すことも重要な課題である。原子泉における周波数シフトの要因については、高見澤による報告が詳

しい¹⁴⁾。

4.2 各国の原子泉の現状

現在、最も小さな不確かさで秒の定義を実現できる原子泉であるが、その不確かさの限界は 1×10^{-16} あたりであると予想されている¹⁹⁾。そこで、この 10^{-16} 台前半の不確かさが原子泉開発における一つの目標値となる。表 1 に示したように、NIST (米国) と SYRTE (フランス) の原子泉の不確かさは $2 \sim 4 \times 10^{-16}$ で、ほぼ横並びの状況にある。NIST (米国) と SYRTE (フランス) が 10^{-16} 台の前半の不確かさを実現できている理由の一つとして、衝突シフトに起因する不確かさが小さいことが挙げられる。かつては、セシウム原子同士の衝突により生じる衝突シフトに起因する不確かさが、原子泉における大きな不確かさ要因であった。しかしここでは詳しくは述べないが、近年は「Adiabatic Passage 法」に代表される、原子数を見積もる手法の精度が向上したため、衝突シフトに起因する不確かさは 10^{-16} 台前半にまで低減することが可能となった^{21), 22)}。SYRTE では、原子の密度を上げて周波数安定度を向上させ、それにより増加した衝突シフトにより正確に見積もる方法を取っている。

安定度の向上も不確かさの低減と密接に関連している。安定度が良くなると同じ統計的不確かさを得る時間はその 2 乗で短くなり、より精密に周波数シフトを評価することができる。つまり安定度向上は不確かさ低減にもつながるのである。ここでは特に、安定度向上のためにしばしば用いられる冷却サファイア発振器 (Cryogenic Sapphire Oscillator, CSO) について触れておこう。周波数標準器の性能が向上すると、その性能は局部発振器として用いる水素レーザーや水晶発振器の性能で制限されてしまうことが起こる。これを打破するため、短期安定度

がより優れたCSOを局部発振器として用いて、そこから周波数シンセサイザでつくられたマイクロ波(9.192...GHz)がしばしば原子泉に用いられる。水素レーザーの安定度は、平均化時間1秒で 10^{-13} のオーダーであるのに対して、CSOは平均化時間10-100秒で 10^{-16} のオーダーであり、100倍以上短期安定度が優れている。SYRTEでは、2000年にCSOを用いて原子泉型一次周波数標準器における量子射影ノイズ限界(quantum projection noise limit, 原子を検出する際にはそのポピュレーションを破壊測定するが、それにより生じる量子ノイズのこと)の観測に成功した²⁰⁾。NMIJにおいても、平均化時間1秒での短期安定度が 4.3×10^{-15} のCSOを保有しており²³⁾、将来的にはこれらを用いて安定度の向上を目指す予定である。この冷却サファイア発振器の強みを発揮するためにも、まず原子数を増やして原子泉の短期安定度を向上させるという方針で原子泉の開発が行われている。本節の最後に、近年の各国の標準研究所の原子泉の不確かさをまとめたものを表2に示す。

4.3 NMIJの原子泉の現状

一次周波数標準器は各国の標準研究所が所有・運用しており、この結果に基づいて「時系」が構成されている。現在の時間・周波数標準の国際的な枠組みが「国際原子時(Temps Atomique International, TAI)」である。各国の標準研究所や天文台等で稼働している原子時計(商用のセシウム原子時計や、水素レーザー型周波数標準器)の相互比較のデータや、機関間の比較データが、パリに本

部を置く国際度量衡局(Bureau International des Poids et Measure, BIPM)に集約される。BIPMでは、集約されたデータから平均の時間を計算し、「自由原子時(Echelle Atomique Libre, EAL)」と呼ばれる時系を作り出す。このEALに対して、一次周波数標準器による評価結果を加味して、周波数の微調整がなされた時系がTAIである。TAIは、自ら校正機能を持ち、それ自身が秒を実現する一次周波数標準器により校正される。標準研究所において、一次周波数標準器を運用する大事な目的の一つがTAIの校正である。時系についての詳細は、例えば文献¹⁰⁾などを参照してほしい。

さて、NMIJでは現在3台の原子泉を運用もしくは開発中である。NMIJの原子泉の1号機として「NMIJ-F1」と名付けられ原子泉は、今から約10年前に完成して運用が開始された¹⁵⁾。NMIJ-F1は、BIPMへその測定結果を定期的に報告し、 4×10^{-15} の不確かさでTAIの値付けを行い、その校正へ寄与してきた。また以下に述べる2号機(NMIJ-F2)のリファレンスとして運用を目指しているが、2011年3月の震災以降運用が中断しており、現在復旧作業中である。

そして現在は、 10^{-16} 台の不確かさを目指した2号機「NMIJ-F2」を開発中である²⁵⁾。このNMIJ-F2は、TAIへの寄与をより高めることももちろんであるが、NMIJで開発中の¹⁷¹Yb^{26), 27)}、⁸⁷Sr光格子時計に対する高精度のリファレンスとしての運用を目指している。

加えて、「トランケーテッドビーム方式」という独自の方式の原子泉を新規提案した²⁸⁾。これは次節で紹介す

表2 近年の各国の標準研究所における原子泉の不確かさのまとめ。BIPMのホームページに発表された資料²⁴⁾を基に作成した。不確かさ u は、 $u = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}$ として計算した。

	A タイプの不確かさ $u_A (\times 10^{-15})$	B タイプの不確かさ $u_B (\times 10^{-15})$	不確かさ $u (\times 10^{-15})$
NIST-F1 (米)	0.51	0.33	0.61
SYRTE-F01 (仏)	0.27	0.42	0.50
SYRTE-F02 (仏)	0.26	0.46	0.53
SYRTE-FOM (仏)	0.2	0.7	0.7
IT-CsF1 (伊)	0.4	0.7	0.9
PTB-CSF2 (独)	0.7	0.8	1.1
NPL-CsF2 (英)	0.24	0.23	0.33
NICT-CsF1 (日)	1.0	1.9	2.1
NMIJ-F1 (日)	1.1	4.0	4.1

るが、これは近い将来の一次周波数標準器としてではなく、「原子数と原子集団の体積の増大」のためのノウハウをここで蓄積し、将来的にそれを NMIJ-F2 ヘフィードバックすることを目的としている。

4.4 NMIJ における最近の取り組み

NMIJ では最近、衝突シフトによる不確かさの低減を目指して、「トランケーテッドビーム方式」という独自の方式の原子泉を新規提案した²⁸⁾。衝突シフトとは、セシウム原子同士の衝突による周波数のシフトのことである。セシウム原子同士が衝突すると、「スピン交換 (spin exchange)」と呼ばれる $F=3$ と $F=4$ の準位間の遷移が起き、これが周波数シフトを引き起こし不確かさとなる。実際、表 1 に示すように NMIJ-F1 においては衝突シフトの不確かさが 3.3×10^{-15} で、不確かさ要因の中で最大である¹⁵⁾。衝突シフトによる補正量はゼロであるのに対して、不確かさは 3.3×10^{-15} と大きい。これは、衝突シフトそれ自体が大きいためではなく、見積もりの精度が十分ではないので、安全のために大きな値を取っていると考えられる。

原子同士の衝突による周波数シフト (衝突シフト) $\Delta\nu_{\text{col}}$ は、当然ながら原子同士の衝突の頻度に比例する。つまり、以下の (8) 式のようになる。

$$\Delta\nu_{\text{col}} \propto \sigma n \langle v_{\text{rel}} \rangle. \quad (8)$$

ここで、 σ は衝突断面積 (cm^2)、 n はセシウム原子の数密度 (cm^{-3})、 $\langle v_{\text{rel}} \rangle$ はセシウム原子間の相対速度の平均値 (cm s^{-1}) である。

さて、(8) 式から分かるように、数密度 n を減らせば衝突シフトは小さくなる。一方で、検出原子数 N は原子の数密度 n に比例する。そのため、数密度 n を減らすと $\sigma_c(\tau)$ は増加する、つまり安定度は悪化する ((7) 式を参照)。つまり「安定度の向上」と「衝突シフトの低減」はトレードオフの関係にあるのである。このトレードオフの関係を克服するための手段として、以下の 2 つが考えられる。

1. 原子集団の体積を増加させる。
2. 衝突シフトの見積もりの精度を向上させる。

NMIJ では前者の「1」の方針に基づいた独自の試みを開始したので、ここで紹介しよう。

高見澤 (NMIJ) らは、「トランケーテッドビーム方式」と名付けた新しい方式の原子泉を提唱した²⁸⁾。従来の原

子泉では、球状に整形した原子集団を打ち上げる (図 3 参照)。一方、このトランケーテッドビーム方式は、原子集団を鉛直方向に引き延ばし、細長いビーム状に整形して打ち上げるのが特徴である (図 4 参照)。つまりこの方式では、原子数を増大させつつ、かつ原子集団の体積も増加させて、原子密度の抑制を狙うという発想に基づいている。もう少し詳しく述べると以下のようになる。従来の原子泉では、捕獲領域で捕獲・冷却された原子集団を上方へ打ち上げる瞬間に冷却用レーザー光を遮断して後続の原子を断ち、球状の原子集団を形成して打ち上げる。一方、トランケーテッドビーム方式では、打ち上げの際にも冷却用レーザーを照射し続け、連続的に原子を打ち上げる。その後、細長い原子集団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ーを遮断し、後続の原子を断ち、これにより原子集団を鉛直方向に引き延ばされ、細長いビーム状になるのである。こうすることで、原子数は増えるが、同時に原子集団の体積も増加するため原子密度の抑制が期待できる。

この手法を実現するためには、(i) 原子ビームの長さを稼ぐために、真空チェンバーを鉛直方向に延長すること、(ii) トランケーテッド原子集団の動径長さを増加させるために、冷却用レーザーを鉛直入射から斜め入射に変更すること、などの装置の改良が必要である。特に後者について、冷却用のレーザーを斜め方向に入射するこ

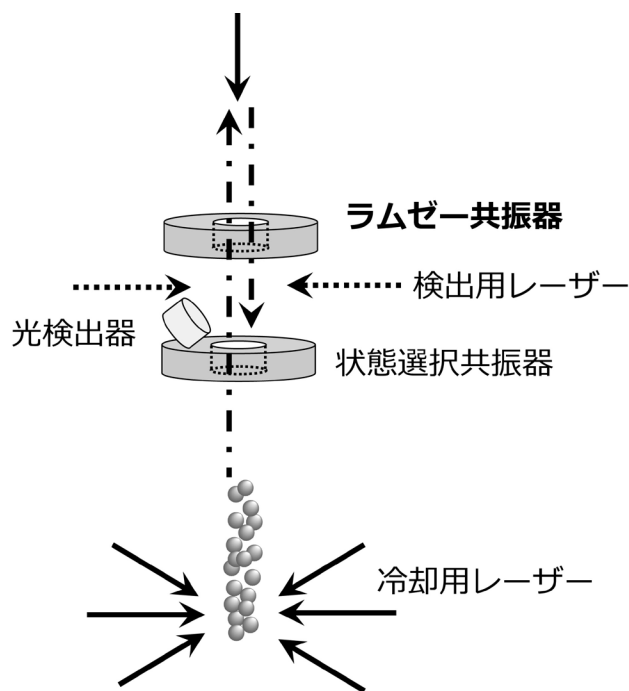


図 4 Takamizawa (NMIJ) により提案されたトランケーテッドビーム方式による原子泉の概略図²⁸⁾。詳細は本文を参照。

とで、冷却用レーザーがマイクロ波共振器の中空部を通過せずにすむ。その結果として、原子集団の大きさがマイクロ波共振器の中空径で制限されることが回避でき、原子集団の体積を増加できることが期待できる。

最近 NMIJ では、このトランケーテッドビーム方式により原子数と原子集団の体積を 10 倍にすることを目標として、予備的な実験を開始した。その結果、「原子数と原子集団の体積を 10 倍」を実現するための、装置の各パラメーター（打ち上げ周波数、冷却用レーザーの照射時間など）の条件が分かってきた段階である³⁸⁾。

5. 黒体輻射に起因する不確かさ低減に向けた研究の取り組みの現状

表 1 を見て分かるように、衝突に起因する不確かさと同程度なのが、「黒体輻射 (Blackbody radiation shift, 以下 BBR)」に起因する不確かさである。これは、原子を取り囲む環境からの黒体輻射による、時計遷移の上・下準位の AC シュタルクシフト (以下 BBR シフト) に起因する不確かさである。

既に何度か述べたが改めて記しておく、原子の遷移周波数を基準とする原子時計において、その周波数は原子が「無摂動状態にあるとき」のものである。つまり、その遷移周波数は原子を取り囲む環境の温度がゼロ K のときの値であるべきである。しかし実際には、通常原子時計は室温環境下において運転する。すると、原子を取り囲む環境の温度により時計遷移の上・下準位のエネルギーがシフトし、結果として得られる時計遷移周波数はシフトしている。そこで、得られた周波数に対して環境温度を考慮して反映した補正を行う必要がある。この際に生じる不確かさが、BBR に起因する不確かさである。セシウム原子泉において BBR に起因する不確かさは 10^{-16} のオーダーである (表 1 も参照)。原子泉全体の不確かさとして 10^{-16} 台前半を目指す場合、これを非常に大きな値であり、その低減が重要な課題となる。これはセシウム原子時計に限らず、光格子時計などの光時計の研究においても同様であり、原子時計の研究全体に共通する課題である。

そこで以前から今日に至るまで、原子時計における BBR による不確かさの低減を目的とした実験的・理論的研究が継続して行われてきた。具体的には、(i) 原子時計に用いられる原子やイオンの分極率を高精度に測定、もしくは理論計算により求め、それを用いて BBR の影響を評価する、(ii) 環境温度を液体窒素温度付近 (約 80 K) にまで冷やす、という 2 つのアプローチがとられて

いる。これらの研究の進展が、今後の原子時計のさらなる高精度化に向けた鍵を握っていると言っても過言ではなく、極めて重要である。そこで本稿の最後に、BBR に起因する不確かさ低減に向けたこれらの研究の最近の動向についてまとめておく。

5.1 BBR シフトの大きさについて

原子を取り囲む環境からの黒体輻射により、温度に依存する電場 $E(\omega, T)$ が生じる。これはプランクの法則により、

$$E^2(\omega, T) = \frac{8\alpha}{\pi} \frac{\omega^3 d\omega}{\exp(\omega/k_B T) - 1}, \quad (9)$$

で表される。 α は微細構造定数、 ω は電磁波の周波数、 T は環境温度、 k_B はボルツマン定数である。これを ω について積分して、以下の (10) 式で表される温度に依存する平均的な電場 $\langle E^2(T) \rangle$ を考える。

$$\langle E^2(T) \rangle = (831.9 \text{ V/m})^2 \left(\frac{T}{T_0} \right)^4. \quad (10)$$

T_0 は原子時計を運転するときの典型的な温度、つまり室温の 300 K である。この平均的な電場が原子の時計遷移の上・下準位のシフトさせ、BBR シフトを引き起こす。このエネルギー準位のシフト量 ΔE_{BBR} は、原子の動的分極率を $\alpha(\omega)$ として以下の式により表される。

$$\Delta E_{\text{BBR}} = -\frac{1}{4} \int_0^\infty \langle E^2(T) \rangle \alpha(\omega) d\omega, \quad (11)$$

ΔE_{BBR} を扱う際、実際には動的な分極率 $\alpha(\omega)$ ではなく、静的分極率 $\alpha(0)$ を用いて近似的に以下の式を用いることが多い³¹⁾。

$$\Delta E_{\text{BBR}} = -\frac{2}{15} (\alpha\pi)^3 \alpha(0) T^4 (1 + \eta). \quad (12)$$

(12) 式において α は微細構造定数、 η は ΔE_{BBR} を静的分極率 $\alpha(0)$ を用いて近似したことによる補正項である。さて、実際の周波数における BBR シフト量 $\delta\nu_{\text{BBR}}$ は、原子の電場に対する感度を k として、

$$\delta\nu_{\text{BBR}} = k \langle E^2(T) \rangle, \quad (13)$$

と書くことができる。この感度 k は Stark coefficient (シュタルク係数) と呼ぶこともある。 k は、ある 2 つの状態 f と i の静的分極率をそれぞれ $\alpha_f(0)$ と $\alpha_i(0)$ として、以下のように表される²⁹⁾。

$$k = -\frac{1}{2}[\alpha_f(0) - \alpha_i(0)]. \quad (14)$$

感度 k のより厳密な表式については、文献³⁰⁾などを参照して欲しい。そして、 $\delta\nu_{\text{BBR}}$ は以下のような相対量として表すことが多い。

$$\frac{\delta\nu_{\text{BBR}}}{\nu_0} = \beta \left(\frac{T}{T_0}\right)^4 \left[1 + \epsilon \left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right]. \quad (15)$$

ν_0 は時計遷移周波数、 ϵ は T^2 で寄与する補正項である。ここまでの議論で、BBR シフト量は原子を取り囲む環境温度 T の 4 乗に比例することが分かる。そして、パラメーター β は k と以下の関係にある。

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{k}{\nu_0} (831.9 \text{ V m}^{-1})^2 \quad (16) \\ &= k \times 7.529 \times 10^{-5} (\text{V m}^{-1})^2 \text{ Hz}^{-1} \text{ (for Cs)}. \quad (17) \end{aligned}$$

上式から、本節の冒頭で述べた BBR による不確かさ低減にむけたアプローチ (i) は、 k を測定、もしくは計算することに帰着される。

5.2 実験的・理論的アプローチ

これまでに行われた主な k の測定結果と計算結果をまとめたものを表 3 に示す。以下に、表中のいくつかのデータについてコメントしておこう。 k の測定と計算はそ

の重要性から 1950 年代の原子時計の黎明期から行われてきた⁴⁰⁾。研究の初期に行われた測定、及び理論計算の結果によると、 k の値は

$$-2.2 \times 10^{-10} \text{ Hz}/(\text{V m}^{-1})^2$$

の前後であることが示唆されていたが、その後、2000 年以降に行われた測定や理論計算の結果とは 10 % 以上の違いがあり、議論の余地が残った状況であった。

ここで、実際に原子泉を用いて BBR シフトを精密に測定した研究について触れておこう³⁰⁾。これはフランスのグループ (BNM-LPTF) から報告されたものである。Simon *et al.* は、原子泉の内部に電極を設置し、そこに静電場 ($0 \text{ V m}^{-1} < E < 3000 \text{ V m}^{-1}$) を印加しながら時計遷移周波数を測定し、そのシフト量から k を求めた。彼らが得た結果

$$-2.271(4) \times 10^{-10} \text{ Hz}/(\text{V m}^{-1})^2$$

は、これまでに行われた実際の測定結果として最も精度が高いものである。なお、上記は $(-2.271 \pm 0.004) \times 10^{-10} \text{ Hz}/(\text{V m}^{-1})^2$ を簡略化して表記したものであることに注意してほしい。一方、理論研究の側においても、近年になり、同時期に相対論的多体計算の結果が 2 つの研究グループから独立に発表され^{51), 50)}、それらは互いによく一致しただけでなく、上記の Simon *et al.* による測定結果ともよく一致した。このようなことから、BBR シフトの評価においては Simon *et al.* による測定結果を用いた以下の式がよく用いられる。

表 3 これまでに行われた k の測定結果と計算結果のまとめ。 k の単位は $[\text{Hz}/(\text{V m}^{-1})^2]$ である。

	$k (\times 10^{-10})$	発表年	文献	コメント
Expt.	-2.29(7)	1957 年	[40]	
Theory	-1.9(2)	1965 年	[41]	
Expt.	-2.25(5)	1972 年	[42]	
Theory	-2.2302	1975 年	[43]	<i>ab initio</i> 計算
Expt.	-2.17(26)	1997 年	[44]	ビーム型周波数標準器を用いた測定
Expt.	-2.271(4)	1998 年	[30]	原子泉を用いた測定結果
Theory	-2.28	2003 年	[45]	<i>ab initio</i> 計算
Expt.	-1.89(12)	2004 年	[46]	原子泉を用いた測定
Theory	-1.97(9)	2004 年	[47]	<i>ab initio</i> 計算
Expt.	-2.05(4)	2005 年	[48]	セシウムセルを用いた測定
Theory	-2.26(2)	2006 年	[51]	相対論的多体計算の結果
Theory	-2.06(1)	2006 年	[49]	
Theory	-2.271(8)	2006 年	[50]	相対論的多体計算の結果

$$\frac{\delta\nu_{\text{BBR}}}{\nu_0} = -1.710 \times 10^{-14} \left(\frac{T}{T_0}\right)^4 \left[1 + 0.014 \left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right]. \quad (18)$$

測定結果と実験結果がよく一致したため、Cs 原子時計における BBR シフトに関する研究は近年一段落ち着いたように思われる。しかし本節の冒頭で述べたように、この BBR シフトに起因する不確かさの軽減は、光格子時計などの光時計の研究においても重要であることから、近年は光時計に用いられる原子種についての同様の研究が盛んに行われている。これらの研究の最近の動向については、例えば文献²⁹⁾などにまとめられている。

本節で述べた研究は、もちろん原子時計の精度向上を目的として行われた研究であるが、それは結果として「原子の分極率」という基本的な量を極めて精密に測定したことに相当する。これは本稿の冒頭に述べた、原子時計の研究が基礎物理学と密接に関連していることを端的に表す例であるとも言えることを、本節の終わりに強調しておきたい。

5.3 冷却セシウム原子泉の開発

上に述べたように、BBR シフト量は原子を取り囲む環境温度 T の 4 乗に比例する。そこで、環境温度を液体窒素温度 (約 80 K) にまで冷却して BBR シフトを低減することで、不確かさを低減しようという試みが、本節のタイトルの趣旨である。米国の標準研究所の NIST においては、冷却原子泉 (クライオジェニック原子泉, NIST-F2) の開発が進められているが、今のところ正式な報告はなされていない。

原子泉の話からは外れるが、この BBR シフトに起因する不確かさの軽減は、セシウム原子時計に限らず光格子時計などの光時計の研究においても重要であり、原子時計の研究全体に共通する課題であることは先に述べた通りである。そこで冷却セシウム原子泉と同じように、真空チェンバー全体を液体窒素温度程度に冷却して分光を行う光時計の開発が、今日の光時計の研究における最先端のトピックである。実際、約 80 K の環境で分光を行う「クライオジェニック Sr 光格子時計」の開発が東京大学と理研のグループにより急ピッチで進められており、最近、予備的な実験結果が報告され始めている。

6. まとめ

本稿では、セシウム一次周波数標準の基礎から、その研究の現状についてレビューした。本稿において、セシウム周波数標準に対して光周波数標準が有利な点をいく

つか何度か述べたが、重要なことは、あくまで現時点で「一秒」をもっとも高い精度で実現できるのは、セシウム周波数標準であることである。再定義までは、現行のセシウム周波数標準により秒の定義値が実現されるということであり、セシウム周波数標準や原子泉型周波数標準器の高度化は重要な課題であり続ける。近い将来、光周波数標準に移行した後も、今日に至るまでに蓄積されたノウハウが廃れることはないであろう。またそのノウハウは、周波数標準としての用途ではなく、他の分野の技術革新において思わぬ形で役立つかもしれないことは大いに考えられる。実際、セシウム原子泉型周波数標準器を次世代の高周波電力標準に利用するというユニークな提案もなされている³²⁾。セシウム原子時計を「時計」としてではなく、ツールとして用いる応用研究がこれからの興味深い研究課題となっていこう。

7. 謝辞

本調査研究を行うにあたって、ご指導・ご助言をいただきました時間周波数科科長の洪鋒雷博士、時間標準研究室室長の池上健博士に、本稿をまとめるにあたり貴重なコメントをいただきました温度湿度科の山田善郎氏にお礼申し上げます。また、日頃よりお世話になっている時間周波数科の皆さまに感謝申し上げます。

参考文献

- 1) Theodor W. Hänsch, "Nobel Lecture: Passion for precision", *Rev. Mod. Phys.* **78**, 2397 (2006).
- 2) 虎尾正久著, "時とはなにか 暦の起源から 相対論的「時」まで", 講談社 (2008).
- 3) Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a Mode-Locked Laser", *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3568 (1999).
- 4) David J. Jones, Scott A. Diddams, Jinendra K. Ranka, Andrew Stentz, Robert S. Windeler, John L. Hall, and Steven T. Cundiff, "Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis", *Science* **288**, 635 (2000).
- 5) Steven Cundiff and Jun Ye, "Colloquium: Femtosecond optical frequency combs", *Rev. Mod. Phys.* **75**, 325 (2003)
- 6) Feng-Lei Hong and Hidetoshi Katori, "Frequency Metrology with Optical Lattice Clocks", *Jpn. J. Appl. Phys.* **49**, 080001 (2010)

- 7) Andrei Derevianko and Hidetoshi Katori, “Colloquium: Physics of optical lattice clocks”, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 331 (2011)
- 8) Long-Sheng Ma, Zhiyi Bi, Albrecht Bartels, Lennart Robertsson, Massimo Zucco, Robert S. Windeler, Guido Wilpers, Chris Oates, Leo Hollberg, and Scott A. Diddams, “Optical Frequency Synthesis and Comparison with Uncertainty at the 10^{-19} Level”, *Science* **303**, 1843 (2004).
- 9) 洪鋒雷, “秒の再定義に向けての原子時計の新しい進展 – 「秒の二次表現」 –”, 日本物理学会誌 **65**, 80 (2010).
- 10) Claude Audoin, Bernard Guinot, “*The Measurement of Time: Time, Frequency and the Atomic Clock*”, (Cambridge University Press, Cambridge, 2001).
- 11) Mark A. Kasevich, Erling Riis, Steven Chu, and Ralph G. DeVoe, “rf spectroscopy in an atomic fountain”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989).
- 12) A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. N. Lea, and M. Bahoura, “A cesium fountain frequency standard: preliminary results”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**, 128 (1995).
- 13) Kurt Gibble and Steven Chu, “Laser-Cooled Cs Frequency Standard and a Measurement of the Frequency Shift due to Ultracold Collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1771 (1993).
- 14) 高見澤昭文, “セシウム一次周波数標準の高度化”, 産総研計量標準報告 **37**, 25 (2008).
- 15) 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**, 466 (2004).
- 16) 飯塚幸三 (監修), 今井秀孝 (翻訳), “計測における不確かさの表現のガイド”, 日本規格協会 (1996).
- 17) T. P. Heavner, S. R. Jefferts, E. A. Donley, J. H. Shirley, and T. E. Parker, “NIST-F: recent improvements and accuracy evaluations”, *Metrologia* **42**, 411 (2005).
- 18) Jocelyne Guéna, Michel Abgrall, Daniele Rovera, Philippe Laurent, Baptiste Chupin, Michel Lours, Giorgio Santarelli, Peter Rosenbusch, Michael E. Tobar, Ruoxin Li, Kurt Gibble, André Clairon, Sébastien Bize, “Progress in Atomic Fountains at LNE-SYRTE”, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **59**, 391 (2012).
- 19) A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati and W. D. Phillips, “Ramsey Resonance in a Zacharias Fountain”, *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991).
- 20) G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. Salomon, “Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4619 (1999)
- 21) F. Pereira Dos Santos, H. Marison, S. Bize, Y. Sortais, A. Clairon, and C. Salomon, “Controlling the Cold Collision Shifts in High Precision Atomic Interferometry”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 233004 (2002)
- 22) K. Szymaniec, W. Chalupczak, E. Tiesinga, C. J. Williams, S. Weyers, and R. Wynands, “Cancellation of the Collisional Frequency Shift in Caesium Fountain Clocks”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 153002 (2007)
- 23) Ken-ichi Watabe, Shinya Yanagimachi, Akifumi Takamizawa, Takeshi Ikegami, Shin-ichi Ohshima, Giorgio Santarelli, Clayton R. Locke, and John G. Hartnett, “Cryogenic-Sapphire-Oscillator-Based Reference Signal at 1 GHz with 10^{15} Level Instability”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **47**, 7390 (2008).
- 24) <http://www.bipm.org/cc/AllowedDocuments.jsp?cc=CCTF> (CCTF working documents)
- 25) A. Takamizawa, S. Yanagimachi, Y. Shirakawa, K. Watabe, K. Hagimoto, and T. Ikegami, “Cesium atomic fountain clocks at NMIJ”, *Proceedings of 42th Precision Time and Interval*, No. 25 (2010),
- 26) Takuya Kohno, Masami Yasuda, Kazumoto Hosaka, Hajime Inaba, Yoshiaki Nakajima, and Feng-Lei Hong, “One-Dimensional Optical Lattice Clock with a Fermionic ^{171}Yb Isotope”, *Appl. Phys. Exp.* **2**, 072501 (2009).
- 27) Masami Yasuda, Hajime Inaba, Takuya Kohno, Takehiko Tanabe, Yoshiaki Nakajima, Kazumoto Hosaka, Daisuke Akamatsu, Atsushi Onae, Tomonari Suzuyama, Masaki Amemiya, and Feng-Lei Hong, “Improved Absolute Frequency Measurement of the ^{171}Yb Optical Lattice Clock towards a Candidate for the Redefinition of the Second”, *Appl. Phys. Exp.* **5**, 102401 (2012).
- 28) A. Takamizawa, S. Yanagimachi, Y. Shirakawa, and T. Ikegami, “Proposal of a truncated atomic beam fountain for reduction of collisional frequency shift”, *Phys. Rev. A* **82**, 013632 (2010).
- 29) J. Mitroy, M. S. Safronova, and Charles W Clark, “Theory and applications of atomic and ionic polarizabilities”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43**, 202001 (2010).
- 30) E. Simon, P. Laurent, and A. Clairon, “Measurement of

- the Stark shift of the Cs hyperfine splitting in an atomic fountain”, *Phys. Rev. A* **57**, 436 (1998).
- 31) Sergey G. Porsev and Andrei Derevianko, “Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks”, *Phys. Rev. A* **74**, 020502(R) (2006).
- 32) Ch. Buggle, J. Léonard, W. von Klitzing, and J. T. M. Walraven, “Interferometric Determination of the s and d-Wave Scattering Amplitudes in ^{87}Rb ”, *Phys. Rev. Lett.* **93** 173202(2004)
- 33) S. Ghezali, Ph. Laurent, S. N. Lea, and A. Clairon, “An experimental study of the spinexchange frequency shift in a laser-cooled cesium fountain frequency standard”, *Europhys. Lett.* **36**, 25(1996)
- 34) Ronald Legere and Kurt Gibble, “Quantum Scattering in a Juggling Atomic Fountain”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5780(1998)
- 35) Nicholas R. Thomas, Niels Kjærgaard, Paul S. Julienne, and Andrew C. Wilson, “Imaging of s and d Partial-Wave Interference in Quantum Scattering of Identical Bosonic Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 173201(2004)
- 36) P. S. Julienne and F. H. Mies, “Collisions of ultracold trapped atoms”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2257(1989)
- 37) Paul J. Leo, Paul S. Julienne, Fred H. Mies, and Carl J. Williams, “Collisional Frequency Shifts in ^{133}Cs Fountain Clocks”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3743(2001)
- 38) 白川裕介, “トランケーテッド式原子泉開発に向けた光モラセスの評価”, 東京理科大学大学院理工学研究科物理学専攻修士論文 (2011).
- 39) E. Tiesinga, B. J. Verhaar, H. T. C. Stoof, and D. van Bragt, “Spin-exchange frequency shift in a cesium atomic fountain”, *Phys. Rev. A* **45**, R2671(1992)
- 40) R. D. Haun and J. R. Zacharias, “Stark Effect on Cesium-133 Hyperfine Structure”, *Phys. Rev.* **107**, 107 (1957).
- 41) J. D. Feitchner, M. E. Hoover, and M. Mitzushima, “Stark Effect on the Hyperfine Structure of Cesium-133”, *Phys. Rev.* **137**, A702 (1965).
- 42) J. R. Mowat, “Stark Effect in Alkali-Metal Ground-State Hyperfine Structure”, *Phys. Rev. A* **5**, 1059 (1972).
- 43) T. Lee, T. P. Das, and R. M. Sternheimer, “Perturbation theory for the Stark effect in the hyperfine structure of alkali-metal atoms”, *Phys. Rev. A* **11**, 1784 (1975).
- 44) A. Bauch and R. Schröder, “Experimental Verification of the Shift of the Cesium Hyperfine Transition Frequency due to Blackbody Radiation”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 622 (1997).
- 45) V. G. Pal’chikov, Yu. S. Domnini, and A. V. Novoselov, “Black-body radiation effects and light shifts in atomic frequency standards”, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S131 (2003).
- 46) F. Levi, D. Calonico, L. Lorini, S. Micalizio, and A. Godone, “Measurement of the blackbody radiation shift of the ^{133}Cs hyperfine transition in an atomic fountain”, *Phys. Rev. A* **70**, 033412 (2004).
- 47) S. Micalizio, A. Godone, D. Calonico, F. Levi, and L. Lorini, “Blackbody radiation shift of the ^{133}Cs hyperfine transition frequency”, *Phys. Rev. A* **69**, 053401 (2004).
- 48) A. Godone, D. Calonico, F. Levi, S. Micalizio, and Claudio Calosso, “Stark-shift measurement of $^2S_{1/2}, F=3 \rightarrow F=4$ hyperfine transition of ^{133}Cs ”, *Phys. Rev. A* **71**, 063401 (2005).
- 49) S. Ulzega, A. Hofer, P. Moroshkin, and A. Weis, “Stark effect of the cesium ground state: electric tensor polarizability and shift of the clock transition frequency”, arXiv:physics/0604233 (2006).
- 50) K. Beloy, U. I. Safronova, and A. Derevianko, “High-Accuracy Calculation of the Blackbody Radiation Shift in the ^{133}Cs Primary Frequency Standard”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 040801 (2006).
- 51) E. J. Angstmann, V. A. Dzuba, and V. V. Flambaum, “Frequency Shift of the Cesium Clock Transition due to Blackbody Radiation”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 040802 (2006).
- 52) T. P. Crowley, E. A. Donley and T. P. Heavner, “Quantum-Based Microwave Power Measurements: Proof-of-Concept Experiment”, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 2575 (2004).