

原子泉方式の原子時計

黒 須 隆 行

Atomic Fountain Time Standards

Takayuki KUROSU

In order to realize the second of SI unit with an accuracy of 10^{-15} , a cesium atomic fountain frequency standard is developed at “National Metrology Institute of Japan”. The atomic fountain is generated by launching cesium atoms at a temperature of $\sim 2.5 \mu\text{K}$ by means of laser-cooling technique. The launched atoms interact with microwave twice, once on the way up and once on the way down, giving rise to Ramsey fringes with a linewidth of as narrow as 0.8 Hz. The short-term frequency stability of the fountain is evaluated by comparison with a hydrogen maser. The Allan standard deviation is measured to be $\sigma_y(\tau) = 4.7 \times 10^{-13} \times \tau^{-1/2}$.

Key words: cesium, laser cooling, atomic fountain, frequency standard, stability, accuracy

高精度な時間/周波数標準は、全地球測位システム (GPS) をはじめ今日の高度情報化社会を支える重要な存在になっている。近年のめざましいレーザー冷却技術の進歩によって原子泉方式の標準器が実現し、その精度は 10^{-15} に達した。わが国では、産業技術総合研究所計測標準研究部門 (旧：計量研究所) が原子周波数標準器を開発し、SI 秒に基づく時間標準を実現してきた。本稿では、世界で精力的に開発が進められている原子泉時間/周波数標準器について、わが国の成果を交えながら解説したい。

1. 原子時計とは

はじめに、原子時計と秒の定義について紹介しよう。図 1 に原子時計の基本構成を示す。原子にマイクロ波などスペクトル純度の高い電磁波を相互作用させ、共鳴信号を観測する。それを基準に周波数安定化を施した発振器が原子周波数標準器である。その出力をさらに分周・積算し、時刻を表示するようにしたものは原子時計とよばれる。両者は表示部があるかないかの違いだけなので、同じ意味で使われることが多い。原子・分子のスペクトルを利用した時

間標準の研究は 1940 年代後半から盛んになったが、1967 年の第 13 回国際度量衡総会決議により「秒は、セシウム 133 原子の基底状態の 2 つの超微細準位間の遷移に対応する放射の周期の 9 192 631 770 倍の継続時間である」と決議され現在に至っている。ここで、原子は外部摂動を受けない理想的な環境下におかれていることが仮定されている。

図 2 に代表的なセシウム原子周波数標準器の構成を示す。オープンで発生させたセシウム原子線にマイクロ波 ($f \sim 9.192 \text{ GHz}$) を相互作用させ、エネルギーの高い状態に遷移した原子をレーザー光で検出している。ここで原子は、U 字型に曲げられたマイクロ波共振器を 2 度通過するようになっている。この分光技術はラムゼー共鳴とよばれ、線幅が 2 つの相互作用領域を原子が通過する時間の逆数で決まるシャープな共鳴信号を観測することができる¹⁾。信号の線幅はおよそ $\sim 100 \text{ Hz}$ で、そのピークにマイクロ波周波数は安定化される。

原子周波数標準器の性能を表す指標に、安定度と正確さがある。安定度は周波数変動の大きさを表すもので、通常アラン分散を用いて評価される²⁾。共鳴信号の線幅を $\Delta\nu$ 、

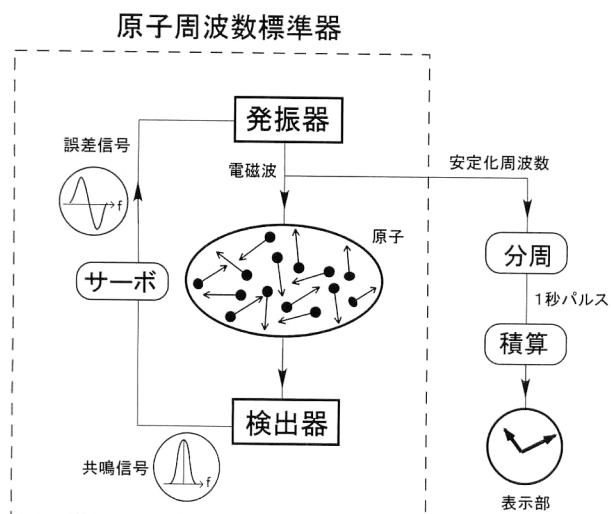


図1 原子時計の基本構成。

マイクロ波周波数を ν_0 とすると、原子周波数標準器の周波数安定度は次式で与えられる。

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

ここで、 τ は観測時間、 (S/N) は1秒の平均時間における信号雑音比である。式(1)から明らかなように線幅が狭いほど安定度は高く、そのためにはできるだけ長い相互作用時間をとることが重要になる。相互作用時間を制限する最大の要因は原子の運動であるから、レーザーで原子を止めてしまうのが究極の解決策である。ただし、それでは原子は重力で落下してしまい図2に示す方法はもはやとれない。これを克服したのが、原子泉方式周波数標準器である。止めた原子を鉛直上方にゆっくり打ち上げてやると、やがて噴水のように落ちてくる。途中でマイクロ波を配置しておけば、原子は上昇するときと下降するときの2度、マイクロ波と相互作用するので非常に線幅の狭いラムゼー共鳴信号が観測できる。原子泉のアイデアは初め1954年にマサチューセッツ工科大学のZachariasによって提案され、長い間夢の技術とされていた。しかし、1989年にKasavichらがレーザー冷却ナトリウム原子を使って実証に成功すると、フランスを皮切りにセシウム原子泉周波数標準器の開発が世界的に始められた³⁻⁵⁾。

さて、実際の原子周波数標準器の出す周波数は、セシウム原子の共鳴周波数とはわずかに異なっている。これは、原子の運動によって生じる二次ドップラー効果、外部磁場、2つの共振器間位相差などの原因によって周波数がシフトするからである⁶⁾。それぞれの効果に対しシフトの大きさを見積もり補正が加えられるが、総合的な不確かさがどれだけ小さいかということが周波数標準器の正確さを決め

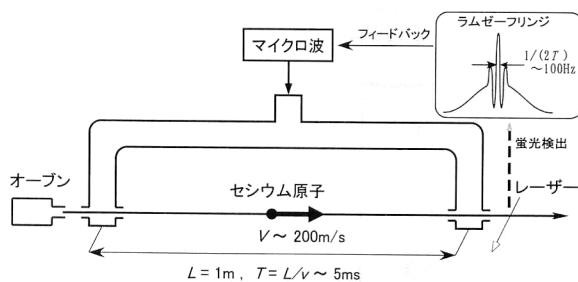


図2 セシウム原子周波数標準器(光ポンピング方式)。

る。従来の標準器では、相対論的時間の遅れである二次ドップラーシフトの見積もりが難しく、精度向上は限界に達している。そこでレーザー冷却原子を使うと、二次ドップラーシフトおよび他の多くの周波数シフトが低減され、正確さの向上が図れる。

2. 原子泉の実現方法

ここでは、原子泉を発生させる方法について説明する。レーザー冷却と同様光の圧力が利用されるが、技術的な容易さからパルス状に原子泉を発生させるのが一般的である。例えるなら、原子の間欠泉をイメージしてもらおうとよいただろう。まず磁気光学トラップ(MOT)を使って低温のセシウム原子を捕獲する。次に光の輻射圧を用いて捕獲した原子を鉛直上方に打ち上げ、最後にレーザー冷却を原子に施す。原子の温度が高いと飛行中に拡散して利用効率が下がってしまうので、できるだけ低温に原子を冷やすことが重要になる。これら一連の操作を行うのに、光モラセスが用いられる。

光モラセスはドップラー冷却とよばれる原理で原子を冷却するときに使われるレーザー光線の配置で、負の離調をもつ互いに直行する3組の対向レーザーペアからなる⁷⁾。通常、対向するレーザーの偏光は、直交する直線偏光(\uparrow/\rightarrow)または円偏光(σ^+/σ^-)が使われる。ちなみに、MOTは後者の光モラセスに四重極磁場を印加したものにほかならない。したがって、トラップされた原子はドップラー限界温度まで冷やされることになる。セシウム原子の場合、基底状態が縮退しているため偏光勾配冷却とよばれる作用も加わり、ドップラー限界以下に冷却されることもある。偏光勾配冷却で達成される温度は、レーザー光強度を I 、離調を $\Delta\nu$ 、ボルツマン定数を k とすると、大雑把に $kT \approx \hbar\Omega^2/\Delta\nu$ である。ここで、 $\Omega \propto \sqrt{I}$ はラビ周波数である。離調を大きく、レーザー光強度を小さくするほど到達温度は下がり、反跳限界温度に近づく。

低温原子を上方へ加速すれば原子泉が得られる。原子泉の高さを1mとすると、必要な初速度は ~ 4.5 m/sであ

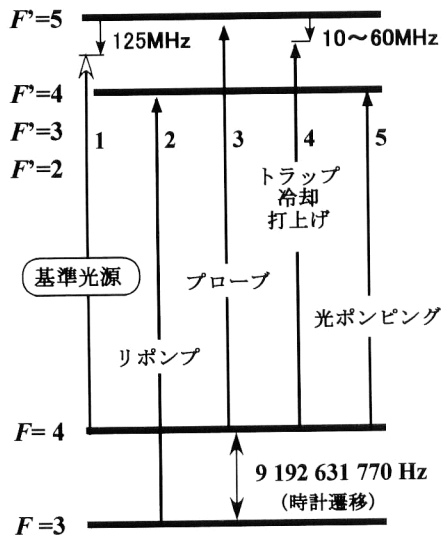


図3 セシウム原子のエネルギー準位図と原子泉周波数標準器の操作において使われるレーザー光(1~5). 4以外のレーザー光は、すべて周波数と強度が固定。

る。実は、この原子の加速が原子泉の操作において最も難しい。原子の下から単にレーザー光を照射したのでは、原子は加熱されて大きく広がってしまう。元の位置に落ちてくる原子はまずないといえる。この問題を避けるために、原子の打ち上げにはムービングモラセスが使われる。光モラセスで水平レーザー光に対し上向きレーザー光の周波数を f だけ高く、下向きレーザー光の周波数を f だけ低く設定するのである。こうするとドップラー効果で、上方に速度 $V = \lambda \cdot f$ (λ : 光の波長) で動く座標系ではすべてのレーザー光の周波数が等しく感じられ、通常モラセスと同じになる。したがって、ムービングモラセスを原子に作用させれば、加熱せずに原子を打ち上げることができる。ここで、上方、下方および水平方向に進行するレーザー光の周波数をそれぞれ ν_0 , ν_b , ν_h とすると、それらは次の関係式を満足せねばならない。

$$\nu_h = (\nu_0 + \nu_b) / 2 \quad (2)$$

式(2)が満足されない場合、すべてのレーザー周波数を等しく感じる座標系は存在せず、原子集団には複雑な速度分布が生じてしまう。

原子の捕獲・打ち上げを行うときのレーザー離調は、 Γ を冷却遷移の自然幅とすると $\Delta\nu = 1 \sim 2\Gamma$ である。原子が十分に加速されたら、離調を大きく ($\Delta\nu \sim 12\Gamma$) すると同時に光強度を落として偏光勾配冷却を有効に働かせる。最後に、光強度をゆっくり弱めながらレーザー光を切ると、断熱冷却効果によって原子は反跳温度以下に冷える⁹⁾。

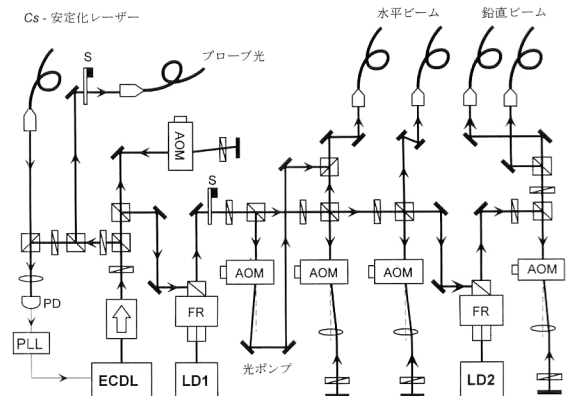


図4 光源システム(基準光源とリポンプレーザーを除く)。ECDL:外部共振器型半導体レーザー, LD:半導体レーザー, FR:ファラデー・ローテーター, S:シャッター, PD:フォトダイオード。

3. 原子泉周波数標準器の構成

原子泉周波数標準器の例として、産総研で開発した1号機(JF-1)を紹介しよう。全体は、真空装置、光源システム、マイクロ波システム、制御システムから構成され、年間を通じて温度変化の少ない地下2階の実験室に設置されている。

3.1 光学システム

原子泉周波数標準器には、周波数や強度の異なる複数のレーザー光(波長:852 nm)が必要になる。各操作に使われるレーザー光とセシウム原子の遷移の関係を図3に示す。光学システムは、セシウム原子の飽和吸収信号で安定化された半導体レーザーを周波数の基準に構成されている。図4に光学系の配置図を示す。外部共振器半導体レーザー(ECDL)を基準光源(Cs-安定化レーザー)にオフセットロックし、出力の一部で2台の半導体レーザー(LD)をカスケードに注入同期している。残りの出力は、信号検出に使われている。この方式は、オフセット周波数を変えることでロック状態を保ったままレーザー周波数を瞬時に大きく変化させられる利点がある。1台目のLDは光ポンピングおよび上下方向のトラップレーザーを、2台目のLDは水平方向のトラップレーザーを供給している。各トラップレーザー光は音響光学素子(AOM)を2度通され、強度と周波数が独立に調整できるようになっている。ここで、AOMの駆動に独立な信号源を用いると、たとえ周波数を丁寧に合わせ込んでも式(2)を厳密に満たすことはできず、原子は冷えない。筆者らはダイレクト・デジタル・シンセサイザーを用いて同期のとれた複数のRF信号を発生させ、AOMを駆動している。各レーザー光は光ファイバーによって真空装置へ導かれている。レーザー冷却の際、サイクル遷移から外れた原子を汲み上げるリポンプレ

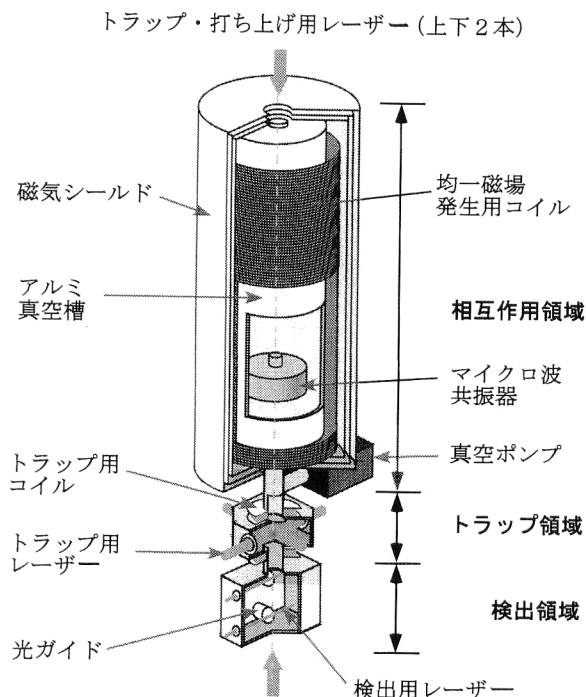


図5 原子泉周波数標準器 (JF-1) の真空装置。

レーザー (図4では省略) には、DFBレーザー (SDL社製) を用いている。ブラック反射型 (DFB) レーザーは5 MHz程度の線幅をもつが、この用途には問題なく使うことができる。

3.2 真空装置

図5に真空装置のスケッチを示す。装置は3つのチェンバーから構成され、 10^{-7} Pa 台の真空に維持されている。相互作用チェンバーは非磁性という点からアルミニウムでできており、三重の磁気シールドで覆われている。相互作用部には、時計遷移 ($|F, m_F\rangle = |3, 0\rangle \rightarrow |4, 0\rangle$) を他のゼーマン遷移から分離するために約100 nTの一様な磁場 (C-磁場) が掛けられている。このバイアス磁場は二次ゼーマンシフトをもたらすので、後で補正しなければならない。チェンバー内には、Q値が15000の円筒型マイクロ波共振器が設置されている。マイクロ波共振器の中央には直径10 mmの穴が空いており、レーザー光と原子が通過できるようになっている。セシウム原子と相互作用させるマイクロ波 ($f = 9\,192\,631\,770$ Hz) は5 MHzの水晶発振器から合成している。

トラップチェンバーは室温のセシウム蒸気で満たされており、6ビーム磁気光学トラップによって約 10^7 個の原子が捕獲される。4本のビームは水平面内にあり、2本のレーザー光を鏡で折り返している。他のビームは中心軸上にあり、下向きビームには光ポンピング光が重ねられている。捕獲原子は上向きに加速された後、偏光勾配冷却で約2.5

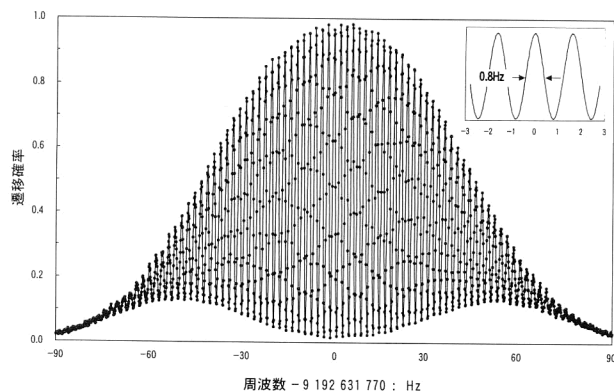


図6 JF-1で観測されたラムゼー共鳴信号。

μK に冷却される。原子はマイクロ波共振器に入る直前に、遷移 $F=4 \rightarrow F'=4$ に同調されたパルス光によって準位 $F=3$ に光ポンピングされる。

マイクロ波と相互作用をした後、原子はトラップ下方でレーザー誘起蛍光により検出される。上下2箇所の蛍光観測部があり、上部ではサイクル遷移 $F=4 \rightarrow F'=5$ に共鳴したプローブ光が $F=4$ 準位の原子を検出する。下部では、プローブ光にリポンプ光が重ねられており $F=3, 4$ 両準位の原子が検出される。打ち上げ原子数はショットごとに約0.3%の変動を伴うが、 $F=4$ 準位の原子数を全原子数で規格化することで、影響を受けることなくマイクロ波遷移の確率が正確に測定されている。

4. 原子泉周波数標準器の性能

JF-1はパルス動作の周波数標準器で、原子の捕獲・打ち上げ→マイクロ波相互作用→信号検出→マイクロ波周波数の制御が基本サイクルとなる。マイクロ波相互作用の際レーザー光の存在は光シフトを招くので、その間シャッターでレーザー光を完全に遮断している。

JF-1で観測されるラムゼーフリッジの例を図6に示す。挿入図は最も線幅の狭い信号を示しており、その幅 ($=0.8$ Hz) は従来装置の約100分の1である。信号の信号雑音比 (S/N 比) は、フリッジのピークで約300である。これは、検出される原子数で決まる量子雑音限界にはほぼ等しい⁴⁾。ただし、フリッジの横では後に述べる Dick 効果により3分の1に落ちている。

マイクロ波を安定化するときは、矩形波型の周波数変動を加えている。周波数をラムゼーフリッジの両側に交互にスイッチし、それぞれの信号強度の差から誤差信号を求める。それを積分した後、水晶発振器にフィードバックする。JF-1の周波数安定度は、水素メーザー (HM1) を基準に評価した。図7に測定されたアラン分散を示す。比較のため、

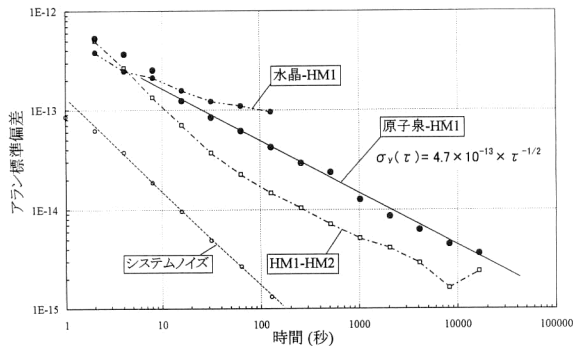


図7 原子泉周波数標準器の短期安定度。HM：水素レーザー。

フリーランの水晶発振器および同種の別の水素レーザー(HM2)の安定度も表示してある。短期周波数安定度として従来方式を上回る、 $\sigma_y(\tau) = 4.7 \times 10^{-13} \times \tau^{-1/2}$ が得られている。ただし、この安定度は式(1)で予測されるよりも3倍ほど低い。その原因は、マイクロ波位相雑音の高周波成分が信号のS/N比を劣化させることによる。これはDick効果とよばれ、きわめて低雑音のマイクロ波発振器を使わない限りパルス動作の周波数標準器では避けられない現象である⁹⁾。

原子泉周波数標準器では、原子の速度が正確に制御されているので二次ドップラーシフトに関する不確かさはないに等しい。また、従来方式で問題になった2つの共振器の位相差によるシフトは元々存在しない。さらに、信号の幅が狭くなった分ゼーマン副準位の分離に必要なC-磁場の大きさが従来の100分の1で済み、二次ゼーマンシフトの不確かさは 10^{-16} 以下になった。これ以外の周波数シフトも、不確かさは 10^{-15} 以下になっている。

レーザー冷却の恩恵を受けほとんどのシフトが小さくなった反面、衝突シフトは逆に大きくなっている¹⁰⁾。これは原子の温度が下がるとドブロイ波長が長くなり、衝突断面積が増加するからである。衝突シフトの大きさは原子密度に比例するが、MOTを用いた場合その高い原子密度のため、 $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-13}$ にもなる。原子密度を正確に把握することは非常に難しく、衝突シフトの見積もりは大きな不確かさを伴う。世界の現状は、少数の原子で装置を運転するか、原子が密集しない光モラセスで原子を捕獲するなどの対応で原子密度を下げ、不確かさを 10^{-15} 以下に抑えている^{4,5)}。いずれの方法もS/N比の低下、したがって安定度の低下につながるが、正確さの確保には代えられないのである。この点を改善するため、筆者らは別のアプローチを試みている。多くの原子を利用するためにMOTを使って原子を捕獲するが、打ち上げ前に原子雲を膨張させることで原子密度の低減を図っている。ここでは光モラセスの加熱効果を利用して、5ms程度の時間内に原子雲のサイズを3~5

倍に膨張させている。膨張に伴う原子のロスが20%程度である。現在、定量的な評価の最中であるが、1桁以上の原子密度の低減が予測されている。

5. 今後の展望

ここで紹介したパルス動作原子泉以外にも、連続動作¹¹⁾あるいは少量の原子を小刻みに打ち上げる準連続動作の原子泉¹²⁾も研究されている。これらの方式では、Dick効果や衝突シフトの問題がかなり低減される。ただし、レーザー光がほぼ定常的に真空装置に導入されているため光シフトが深刻な問題となる。レーザー光が相互作用部に進入するのを防ぐことさえできれば、魅力的な周波数標準器となる。一方、ルビジウム原子を使った詳細な研究で、衝突シフトの大きさがセシウム原子の100分の1以下であることがわかり、より正確な標準として注目を集めている¹³⁾。光領域まで含めるとこれ以外にも時間標準にふさわしい原子が多数存在する¹⁴⁾。モードロックレーザーを用いた簡便な光周波数の分周技術が登場したおかげで、図1に示した原子時計の概念は光領域にも適応できるようになった。最新の光周波数の分周・計測技術については本特集の解説を参考にされたい。

周波数の高い光領域では各種周波数シフトが相対的に小さくなるので、大幅な正確さの向上が期待できる。ただし、一次ドップラーシフトはその恩恵を受けないから、その解決が最終課題として残るであろう。本特集で解説されている光格子で空間に固定されたストロンチウム原子は、この問題を解決する最も魅力的な光原子時計の候補である¹⁵⁾。

文 献

- 1) N. F. Ramsey: *Molecular Beams* (Oxford University Press, Oxford, 1985).
- 2) 吉村和幸, 古賀保喜, 大浦宣徳: “第2章: 同波数と時間変動の尺度”, 周波数と時間 (電子情報通信学会, 1989) pp. 12-39.
- 3) A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati and W. D. Phillips: “Ramsey resonance in a Zacharias fountain,” *Europhys. Lett.*, **16** (1991) 165-170.
- 4) S. Weyers, A. Bauch, U. Hubner, R. Schroder and C. Tamm: “First performance results of PTB’s atomic caesium fountain and a study of contributions to its frequency instability,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.*, **47** (2000) 432-437.
- 5) S. Jefferts, D. Meekhof, J. Shirley, T. Parker and F. Levi: “Preliminary accuracy evaluation of a cesium fountain primary standard at NIST,” *Proc. Joint Meeting 13th EFTF-IEEE Int. Freq. Contr. Symp.* (1999) pp. 12-15.
- 6) J. Vanier and C. Audoin: *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Adam Hilger, Bristol and Philadel-

- phia, 1989).
- 7) 清水富士夫：“レーザー冷却とその周辺技術”，応用物理，**60** (1991) 864-874.
 - 8) A. Kastberg, W. Phillips, S. Rolston, R. Spreuw and P. Jessen: “Adiabatic cooling of cesium to 700 nK in an optical lattics,” *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 1542-1545.
 - 9) J. Dick: “Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards,” *Proceeding of the 19th Precise Time and Time Interval* (Redondo Beach, 1987) pp. 133-147.
 - 10) K. Gibble and S. Chu: “Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions,” *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 1771-1774.
 - 11) A. Joyet, G. Mileti and P. Thoman: “Continuous fountain Cs standard: stability and accuracy issues,” *Proc. 6th Symposium of Frequency Standard and Metrology*, ed. P. Gill (World Scientific, 2001) pp. 273-280.
 - 12) R. Legere and K. Gibble: “Quantum scattering in a juggling atomic fountain,” *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 5780-5783.
 - 13) C. Fertig and K. Gibble: “Measurement and cancellation of the cold collision frequency shift in an ^{87}Rb fountain clock,” *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000) 1622-1625.
 - 14) K. Gibble and S. Chu: “Future slow-atom frequency standard,” *Metrologia*, **29** (1992) 201-212.
 - 15) 特集：次世代の波長・周波数標準，光学，**31** (2002) 855-885.
(2002年7月24日受理)