

ポスト光格子時計を目指した次世代時間標準

川崎瑛生*

(2022年1月27日受理)

Next-generation Time Standards beyond Optical Lattice Clocks

KAWASAKI Akio

Abstract

The state-of-the-art atomic clocks have accuracies of $\sim 10^{-18}$. These accuracies are limited by AC Stark shifts, and for various reasons including suppressing the amount of the AC Stark shifts by completely different principles, new types of atomic clocks, such as highly charged ion clocks and nuclear clocks, are explored. Among several candidates for highly charged ion clocks, the absolute frequency for a clock transition for a sympathetically cooled Ar^{13+} ion is measured with an accuracy of 1.5×10^{-16} , whereas the precise determination of the clock transition frequency for the ^{229}Th nuclear clock is still under investigation.

1. はじめに

時間標準は周波数計測ならびに振動子の安定性の向上に伴って進歩している。第二次世界大戦後に登場した原子のマイクロ波分光を利用した原子時計はその安定度で水晶振動子を用いた水晶時計のそれを凌駕した¹⁾。1967年にはそれまでの地球の動きをもとにして定義されていた秒がCsの基底状態のマイクロ波遷移を用いて再定義された。これはCs時計の精度向上に伴うもので、この後も精度の向上は続いた²⁾。レーザー冷却によって原子の運動に伴う不確かさの低減に成功して原子ビーム式から原子泉式に形態が変わったことも効果を発揮し、現在では 10^{-16} に迫る精度を達成している³⁾。

このマイクロ波遷移を用いた原子時計よりも少し後に登場したのが可視光遷移を用いた原子時計である。この時計はレーザーの安定化技術の進展とともに急速に精度を向上し、そのスピードはCs時計の精度向上のスピードを凌駕した²⁾。当初はトラップのしやすさからイオンのレーザー分光を用いた時計が中心的役割を果たしていたが、2001年に分光対象とする遷移の遷移周波数を変えずに光格子に中性原子をトラップする方法が提唱さ

れ⁴⁾、2005年にそれが実証される⁵⁾と中性原子を用いた光格子時計も主流になっていく。光格子時計はその登場から15年で安定度を3桁向上させ、現在ではイオン時計とともに 10^{-18} の安定度を達成している⁶⁾⁻¹²⁾。さらにもう一桁安定度を高めた時計が報告され始めている^{13),14)}。これらの精度はCs時計の精度を凌駕しており、現在ではCs時計を介した絶対周波数の測定よりも光格子時計、イオン時計同士で周波数比を測定した方が周波数の測定の精度も高くなっている¹⁵⁾⁻¹⁸⁾。これらの理由により、Cs時計から可視光遷移を用いた原子時計に秒の定義を変更することが検討されており、今後5年から10年で実現すると期待されている。

このように可視光遷移を用いた原子時計は一定の成功を収めたが、Cs時計が時間の定義に用いられ始めた以降も継続的に精度の向上を続けたように可視光遷移を用いた原子時計も継続的に精度が向上することが求められる。この理由は、現在Cs時計が直面しているように、別の革新的な周波数の測り方が登場した時に可視光遷移を用いた原子時計もその革新的な時間の測り方よりも測定精度が劣るようになり、秒の定義自体が周波数測定の主たる不確かさの要因になりうるからである。この状況を回避するにはキログラムの再定義で行われたように基

* 物理計測標準研究部門 時間標準研究グループ

表 1 Sr 光格子時計¹¹⁾で測定された相対不確かさと多価イオン (HCI) 時計, 原子核時計 (核時計)²⁰⁾で期待される相対不確かさの比較: 表中の数字は 10^{-20} を単位としている.

項目	Sr 時計	HCI 時計	核時計
BBR (環境)	20	0.002	0.013
BBR (原子)	150	0.015	
Lattice AC Stark	120	0.012	
DC Stark	30	0.3	
Probe AC Stark	< 10	< 0.001	≪ 0.01
1 次 Zeeman	< 10		1
2 次 Zeeman	20	< 2	0
残留気体	40	4	1
冷却 laser Stark			5
電気四重極子			3
Total	200	< 4.5	6

基礎物理定数を定義値として秒を定義するのが良い. 特定の遷移の周波数測定の精度に依存することなく普遍的に秒が定義できるからである. 秒を基礎物理定数を定義値にすることによって定義しようとする動きは存在する¹⁹⁾ものの, これに用いられる基礎物理定数の測定精度は原子時計による周波数の測定精度に比べてはるかに低い. そのため, 当面の間は原子時計のさらなる精度向上とそれに伴う秒の再々定義を目指すことは妥当である.

表 1 に現在最も高い精度を示している光格子時計の一つの uncertainty budget を示す¹¹⁾. 全体の不確かさ 2.0×10^{-18} に大きな寄与をしている 2 つの要素は BBR (黒体放射) と Lattice AC Stark (光格子に伴う AC Stark shift) であり, これらはいずれも振動電場に伴う分光対象の遷移 (時計遷移) の遷移周波数のシフトである. これらに由来する不確かさを低減することが今後の精度向上には欠かせない. これまでのように黒体放射に対しては周囲の温度を精密に測定して安定化することによって正確に見積もれるようにする, 低温のシールドで原子を覆う方法など, AC Stark Shift に対してはトラップの強度や偏光を精密に測定して実効的にシフトがゼロになるパラメータの組み合わせをより正確に探る方法なども可能であるが, これらの精度は既に非常に高いものとなっている (例えば真空容器の温度勾配は 100 mK 以下であり, 原子が感じる黒体放射の温度は 3 mK の精度で見積もられている¹¹⁾). そのため, 全く別な方法で振動電場の影響が小さい方法を使う方が効果的な可能性もある.

このような方法として適しているのが現在次世代の原子時計として提案されている多価イオン (Highly

表 2 水素様イオンのエネルギースケールの Z 依存性²³⁾

結合エネルギー	$\sim Z^2$
微細構造~	Z^4
超微細構造~	Z^3
QED 効果~	Z^4
AC Stark shift ~	Z^{-4}

Charged Ion; HCI) 時計²¹⁾と原子核時計²²⁾である. 定性的には AC Stark shift は原子が電場によってゆがむことによって生じる. この原子のゆがみは束縛が小さい外殻の電子であるほど大きい. この大きなゆがみの原因となる外殻の電子を取れば歪みが小さいもののみが残る. はぎ取る電子の数は 2 つ以上なので, 多価イオンを用いるというのが多価イオン時計を作るモチベーションである. 多価イオンよりもさらに大きさが小さく, 電場による影響を受けないのが原子核である. これらの時計はイオン, 原子核の性質上原理的に AC Stark shift の影響が小さくなっており, AC Stark shift 由来の不確かさを低減するのに適している. 本調査報告ではこれらの多価イオン時計と原子核時計についてそれらが提案された背景, それらの研究の現状, 将来展望について述べる.

2. 多価イオン時計

2.1 水素用原子の挙動の中心電荷依存性

多価イオン時計を議論するにあたっては, まず多価イオンの挙動を理解するところから始めたい. 我々が定量的に挙動を理解できる原子の代表例はシュレーディンガー方程式ならびにディラック方程式の解析解が存在する水素原子である. 複数の電子が原子核の周りを回っている多電子原子の性質を理解するにあたってはまず水素様イオンの, すなわち原子核の電荷は Ze (Z は原子番号, e は電気素量) であるがその周りを回る電子の数は 1 個であるようなイオンを定量的に理解し, そこから定性的に類推するのが良い.

シュレーディンガー方程式より, またディラック方程式を $Z\alpha \ll 1$ (α は微細構造定数) の仮定で近似することにより, 水素様イオンの結合エネルギー, 微細構造, 超微細構造, 量子電気力学 (QED) の効果の Z 依存性は表 2 のようになることがわかる. これらはいずれも Z とともに大きくなる. したがって水素原子においてはその波長が 121 nm で辛うじてレーザー分光が可能であった主量子数が変わる励起状態は水素様イオンにおいてはレーザーでは届かなくなり, 分光できない. しかし, 水素原

子においては 1 GHz から 10 GHz のエネルギースケールであった微細構造や超微細構造のエネルギースケールが水素様イオンにおいては大きくなり、適切な電荷を選べばこれらに関してレーザー分光が可能となる。

この一方で AC Stark shift に関しては Z^{-4} のスケールで小さくなる。これは、振動電場に伴って電子雲の分布がわずかに変わることによって生じるのが AC Stark shift であるが、この分布の変化が水素様イオンにおいては電子が原子核により強く束縛されるために電子雲の歪みが小さくなり、結果として AC Stark shift が小さくなるためである。つまり、単純に原子核の電荷を上げていくだけで同じ電子構造であっても AC Stark shift は小さくなっていくということである。この傾向は水素様ではない一般の多価イオンについても同様である。すなわち、例えば電子数が 5 であるホウ素と同じ電子数を持つイオンを考えると、 C^+ , N^{2+} , O^{3+} , F^{4+} とイオンの価数が増えていくにつれて AC Stark shift は小さくなる。これによって AC Stark shift に伴う不確かさを抑えられるというのが多価イオン時計のメリットである。表 1 にはこのスケーリングならびに文献²⁴⁾ に記述されている事項を単純に用いて JILA の Sr 時計の系統不確かさが 10 価のイオンでどの程度小さくなるかを示したものである。表を見ると最も大きな不確かさでも 10^{-20} のオーダーであり、少なくとも 2 桁の精度向上が期待できることがわかる。多価イオンはどの原子を選ぶかに加えてイオンの価数も選択できるので、時計の候補となるイオン種は非常に多い。目的に応じた選択が可能となる利点がある一方で、イオントラップであるために多くのイオンを同時にトラップすることができず、標準量子限界を小さくするのが難しいというデメリットもある。また、多価イオンは残留気体との衝突によって容易に価数が変わってしまうので、1 価のイオン時計のように数か月間も同一のイオンをトラップの中に入れておけないという欠点もある。

電子がより強く原子核に束縛されるということは電子の速度の期待値は高くなるということである。これに伴って相対論効果が大きくなり、相対論効果の検証、量子電力学の検証、またその際にスケーリングとして現れる微細構造定数の変化に対する感度が高くなるというような観点から多価イオン自体は AC Stark shift の小さい原子時計の候補として浮上する前から研究されてきた。しかしながらこれらの研究は理論的な研究が中心であり、精密分光と組み合わせる時計としての用途が目立つようになった現在でこそ実験的にこれらの効果の検証が可能になった。この多価イオン時計の研究は理

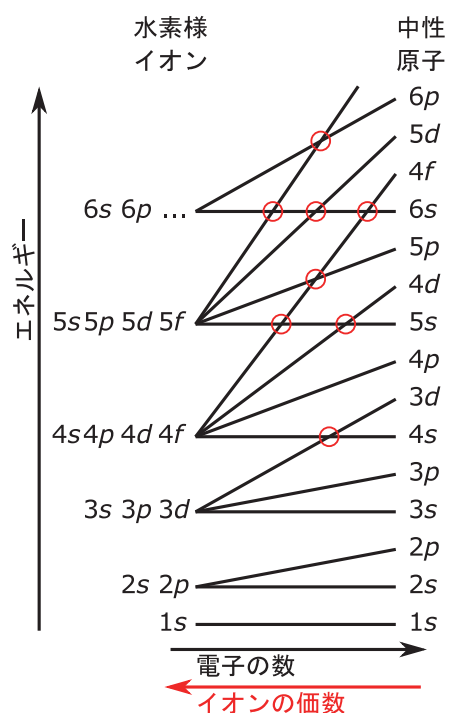


図 1 準位交差の概念図：縦軸は相対的なエネルギー。赤丸が準位交差が起こっているところである。

論は Kozlov (Petersburg Nuclear Physics Institute), Safronova (University of Delaware), Flambaum, Berengut, Dzuba (University of New South Wales) といった人たちが精力的に行っている。実験的にはドイツが強く、Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK), Technische Universität Darmstadt, Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) にあるグループから多くの論文が出ている。これは MPIK の人たちが作った後述する EBIT と呼ばれる多価イオン生成装置とそこからイオンを取り出す手法が一つの標準になっているということが大きいと思われる。

2.2 多価イオン時計における分光対象

先述のように、一般に多価イオンにおいては電子軌道の主量子数を変えるような遷移をレーザーで励起することは現実的ではない。例外的に生じるレーザーの波長域で主量子数を変化させることができる状況が準位交差である。これは図 1 を見るとわかりやすい。水素原子においては方位量子数が異なる電子軌道は縮退しているため、電子電子相互作用を無視すると電子は主量子数が小さい軌道から順番に詰まっていく。しかし、多電子原子においては電子電子相互作用が大きく、この縮退は解け

てしまう。そして、方位量子数が大きい電子軌道はその角運動量のために原子核の近くに電子が近づくことができず、方位量子数が大きい電子軌道は主量子数はより大きい方位量子数がより小さい軌道よりも後に電子が入ることになる。例えば、ランタノイドにおいては4f軌道に電子が入っていくが、この時にはすでに6s軌道や5p軌道にはすでに電子が入っている。電子が59個あるPrにおいては不対電子があり価電子が入っている軌道は4f軌道である。ここから一つずつ電子を取っていくと、58個取った段階では水素様イオンになるのであるから4s軌道のエネルギーは相対的に4f軌道に近づいていく。一方で5p軌道は5s軌道のエネルギーに近づいていくので、どこかのイオンの価数で4fと5pのエネルギーが逆転する。このエネルギーが逆転する価数付近においては両者のエネルギーが非常に近くなっており、イオン化エネルギーはレーザーのエネルギーでは到達できないものの主量子数が変わるような励起状態のうち最もエネルギーが低い状態は基底状態に対して非常に近接しているというような状況が生じうる。これが準位交差の概念である。図2に理論的に予測されたPr⁹⁺のエネルギー準位を示した²⁵⁾。この左側のcolumnと右側のcolumnは価電子の主量子数が変わっており、これらを行き来する遷移、例えば5s²5p²3P₀ → 5s²5p4f³F₂ 遷移は準位交差の例である。

レーザー分光が可能な遷移としてより理解しやすいのは微細構造である。水素原子のn = 2の軌道では10 GHz程度であったが、Zが大きくなるとこのエネルギーが可視光領域程度まで大きくなる。これはZ⁴でスケールするのでZ ~ 10程度では100 THz程度となり、まさに可視光となる。図2においては左右のcolumn内での遷移が微細構造間の遷移となる。さらにZが大きい時に有用になるのが超微細構造間の遷移である。これはZ³でスケールするので、水素の1 GHzを500 THzに引き上げようとするればZ ~ 80となる。このような超微細構造間の遷移のうち、原子核のスピンが水素と同じく1/2で比較がしやすいものについて遷移の波長をまとめたのが表3である。

2.3 多価イオンの生成方法

イオンを生成するには中性原子から電子をはぎ取る必要があるが、その価数が大きくなると負電荷をもともと正の電荷を持つものからはぎ取ることになるのでイオン化エネルギーは大きくなる。このため、1価のイオンであれば2つ程度の可視光のレーザーを用いて生成することができるが多価イオンにはより多くのエネルギーが

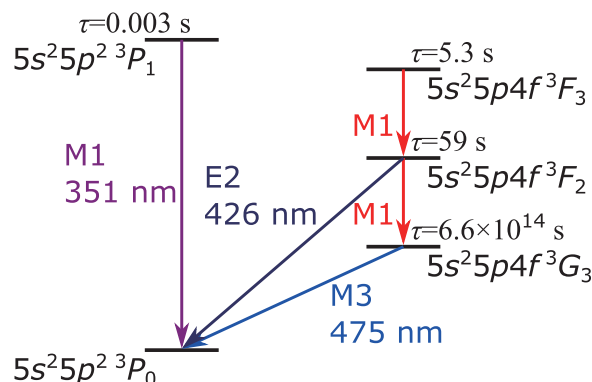


図2 Pr⁹⁺のエネルギー準位：M1, M3, E2は磁気双極、磁気八重極、電気四重極の遷移を表す。これらの下のnmで示された数字は遷移エネルギーを波長で示したものである。τは励起状態の寿命を示す。図は文献²¹⁾のものを改変した。

表3 レーザーで分光可能な核スピンの大きさが1/2の超微細構造。γは崩壊定数。文献²¹⁾の表を改変した。

イオン	λ (μm)	γ / 2π (s ⁻¹)
¹⁷¹ Yb ⁶⁹⁺	2160	0.43
¹⁹⁵ Pt ⁷⁷⁺	1080	3.4
¹⁹⁹ Hg ⁷⁹⁺	1150	2.8
²⁰³ Tl ⁸⁰⁺	338	111.2
²⁰⁵ Tl ⁸⁰⁺	335	114.2
²⁰⁷ Pb ⁸¹⁺	886	6.2

必要となる。このため多価イオンの生成には Electron Beam Ion Trap (EBIT) と呼ばれる特殊な装置が必要になる²⁶⁾。これは電子線の負電荷と電磁場を利用して作った多価イオンの生成及びトラップ装置である。原子ビームが装置中心部に送られ、電子線を当ててイオンを生成する。生成したイオンはトラップされ、継続的に電子線にさらされ、継続的にイオン化が起こる。このイオン化はイオン化エネルギーが電子線のエネルギーを超えるまで起こり続け、結果的に特定の価数のイオンを生成することができる。しかしながら生成された多価イオンを取り出そうとすると可能な限りたくさん電離したものと生成の途中なものが混ざるため、電磁場を用いてふるいにかけて、ほしい価数のイオンのみを取り出し、これを分光用のポルトラップに入れるという形で多価イオンをトラップに入れる²⁷⁾。

2.4 多価イオンの冷却及び精密分光

ポルトラップにトラップされた多価イオンは有限の

温度を持ち、トラップの中を動き回るので精密分光には適さない。これを精密分光に適した温度に冷却するにはイオン時計などと同じくレーザー冷却を行う必要がある。しかしながら、レーザー冷却が可能な強い電気双極子遷移は電子軌道が励起されるような遷移であるため、多価イオンにおいてはそのエネルギーが可視光レーザーではアクセスできないほど高くなっており、レーザー冷却に適した遷移は存在しない。そこで、他の1価のイオンをトラップしてその1価のイオンをレーザー冷却し、この1価のイオンとクーロン相互作用で結合した多価イオンを2次的に冷却する協同冷却が用いられる。文献²⁷⁾においてはこの協同冷却のためにBe⁺イオンを用いる。Be⁺イオンは多数Paul trap内にトラップされてクーロン結晶を形成しており、これが多価イオン入射時のstoppingとその後のcoolingの双方に使われる。

この協同冷却を用いてAr¹³⁺イオンを235 mKまで冷却している²⁸⁾。分光の精度としてはPenning trapにトラップされたAr¹³⁺イオンに441 nmの光を照射することにより²P_{1/2} → ²P_{3/2}の微細構造間の遷移を6 MHzの精度で分光することに成功している²⁹⁾。また、²P_{3/2}状態の寿命やg-factorに関して測定されている³⁰⁾。

最新の報告においては、協同冷却を用いてAr¹³⁺イオンを運動自由度の基底状態まで冷却し³¹⁾、40Ar¹³⁺と³⁶Ar¹³⁺の²P_{1/2} → ²P_{3/2}遷移の周波数をYb⁺のE3遷移との周波数比をそれぞれ2.2 × 10⁻¹⁷、2.1 × 10⁻¹⁷、絶対周波数をそれぞれ1.5 × 10⁻¹⁶、1.7 × 10⁻¹⁶で決定している³²⁾。

3. 原子核時計

3.1 原子核からの電磁放射

定性的には多価イオンのAC Stark shiftの大きさが小さくなるのはイオンが中性原子よりも小さいために電場への感度が少なくなり、分極率が減るからであった。イオンよりもさらに小さい電磁相互作用が可能なものといえば原子核である。原子核は原子を構成するが、そのサイズは原子の10万分の1程度であり、電場への感度ははるかに小さくなる。この意味で原子核はAC Stark shiftを低減させる分光対象として非常に有力である。しかし、この小さいサイズゆえに引き起こす電磁相互作用のエネルギースケールも10万倍違う。すなわち、原子核が出す光、γ線は通常100 keV程度のエネルギーであり、精密分光に使いやすい可視光からははるか遠くにある。

この中で、²²⁹Thは例外的に8.19 eVと極めて低いエ

ネルギーのところに一番エネルギーの低い励起状態がある。これは波長に直すと151.4 nmであり、かろうじてレーザーでアクセスが可能である。この遷移を周波数の基準とすることによって時計を運用しようというのが原子核時計のアイデアである。もちろん、原子核時計というのは一般には原子核の電磁遷移を用いた時計のことであるので使用する核種を²²⁹Thに制限する必要はない。しかしながら今日までに知られている原子核遷移の中で²²⁹Thの次にエネルギーが小さいものは^{235m}Uの76.7 eVであり、レーザーで到達可能な周波数のはるか上となっているので、現在存在する技術で原子核時計を作ろうとすると²²⁹Thが唯一の使用可能な核種になる。この原子核を用いた原子時計のプロポーサルは10年ほど前に詳細なものが書かれており²⁰⁾、表1に期待される系統不確かさをまとめた。これを見るとSr時計では10⁻¹⁸であった不確かさが10⁻²⁰まで改善することがわかる。

3.2 ²²⁹Th

²²⁹Thはネプツニウム系列に属する核種で、²³³Uのα崩壊によって生じる。この時には励起状態の²²⁹Thが生成することもある。ネプツニウム系列は親核である²³⁷Npの半減期が214万年と短いため、地球上には存在せず、²²⁹Thは原子炉からの中性子線などを用いて合成される。そのため、大量に入手するのは困難である。この核種にはいくつかの励起状態があり、特に²³³Uの崩壊で生成した場合は一定の分岐比で励起状態も生成される。励起状態は数十keVのγ線を放出して基底状態に崩壊する³³⁾。

²²⁹Thの時計遷移のこれまでに分かっている特徴を図3にまとめた。現在分かっている波長の精度はわずか3桁である一方、線幅は1 mHz未満となっており、現状での精密分光でのやり方で探索するにはもう少し波長の精度を上げる必要がある。現在行われている²²⁹Thの原子核時計の研究はこの遷移のエネルギーがいくつなのかの精度を上げていくことを目的としている。

これらの研究は世界各地で行われている。国内では岡山大学、理研、大阪大学、東北大学に²²⁹Thを扱うグループがある。国外ではヨーロッパにnuClockというコラボレーションがあり³⁴⁾、Technische Universität Wien, PTB, Ludwig-Maximilians-Universität München, Heidelberg University, Jyväskylä yliopisto, MPIK, Max-Planck-Institut für Quantenoptikが参加している。ほかにMainzにも²²⁹Thを扱うグループがあり、これらのグループがサブコラボレーションを組んで論文を出すことが多い。

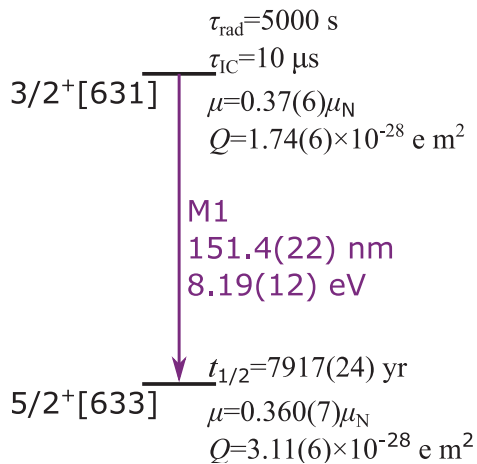


図3 ^{229}Th の時計遷移の性質 (文献²⁹⁾の図を改変): τ_{rad} : 光を放出する脱励起の時定数, τ_{IC} : internal conversion による崩壊の時定数, μ : 磁気モーメント, μ_{N} : 核磁子, Q : 電気四重極モーメント, $t_{1/2}$: 半減期.

3.3 ^{229}Th の時計遷移の探索

^{229}Th の時計遷移探索の方法は大きく分けて2つある。1つは ^{233}U の崩壊生成物を精密に分析する方法、もう1つは基底状態にある ^{229}Th の原子核を励起して分析する方法である。前者のメジャーな結果としては文献³⁵⁾がある。この方法ではまず ^{233}U の崩壊で生成した ^{229}Th 原子を、 $^{229}\text{Th}^{3+}$ イオンの形で取り出す。崩壊生成物のうちの2%程は時計遷移の励起状態に落ちる。このイオンのイオン化エネルギーは時計遷移の励起状態のエネルギーよりも大きいのでInternal conversion (IC)は起こらないが、中性化すると時計遷移の励起状態のエネルギーを下回る束縛エネルギーで結合している電子ができるのでごく短時間でICを起こして脱励起する。この時に放出される電子のエネルギーを精密に測定すると、イオン化エネルギーは精度良く測定されているので脱励起によって放出されたエネルギーを求めることができる。これを以って時計遷移のエネルギーとする方法である。

文献³³⁾は ^{233}U の α 崩壊後に放出される γ 線をmagnetic microcalorimeterを用いて精密分光し、そのエネルギー差から時計遷移の励起エネルギーを測定している。文献³⁶⁾においても手法自体は ^{229}Th の励起状態から放射される γ 線のエネルギーを精密測定し、この差を取って時計遷移の基底状態と励起状態のエネルギー差を計算するという意味で変わらない。しかし、この励起状態を基底状態の ^{229}Th にX線を照射して特定の1つの状態のみを生成して測定を行っているという意味で別の手法で

ある。

後者はより精密分光に近い方法である。現在までに行われている方法は真空紫外光を放射光施設で発生させて固体中にドープした ^{229}Th に照射して励起し、脱励起の際に放出される光子を検出するというものである。この方法では探索領域に遷移は見つからなかった³⁷⁾。プロポーサルレベルでは151.4 nmの光を7次高調波として発生させた周波数コムを用いてこの付近の周波数をスキャンし、原子核が励起されるのを確認するというものがある。この方法だとスキャンすべき周波数の幅が周波数コムの繰り返し周波数で済むという利点がある³⁸⁾。文献³⁹⁾においてはelectronic bridge excitationという方法を用いることを提唱している。これは原子を電子の励起状態においておき、これにレーザーを照射して電子の励起状態とレーザーのエネルギーの和が原子核の励起状態のエネルギーと一致すると原子核が励起されて電子は光子を吸収しながら脱励起するというものである。この共鳴周波数を探し、電子の励起状態のエネルギーをあらかじめ正確に測っておくことで時計遷移の励起状態のエネルギーを精密測定する。

3.4 ^{229}Th の精密分光の方法

^{229}Th の精密分光の方法は2つ提唱されている。1つは多価イオン時計と同様にイオントラップにトラップしてレーザーで精密分光する方法である。この方法は既にイオン時計で確立されており、系統誤差の抑制には優れているが、イオンの数が限られるために標準量子限界は大きくなるという欠点もある。トラップするイオンはICによる脱励起を防ぐために $^{229}\text{Th}^{3+}$ とする。

もう一つは固体中に ^{229}Th をドープしてこれを分光する方法である。この方法は光格子時計をはじめとする電子の遷移を用いる時計では周囲にある他のイオンが大きな摂動の要因となって不可能であったが、原子核は電子とは事実上独立しているので可能な方法である。利点は 10^{16} 個のような非常に大量の ^{229}Th をドープできるので標準量子限界が非常に小さくなることがあげられる。しかし、たとえ $^{229}\text{Th}^{3+}$ のイオンをドープしてICの可能性を減らしたとしても周囲の他の原子の影響に伴う系統不確かさを正しく見積もる必要がある。

4. まとめ

光格子や黒体輻射によるAC Stark shiftが不確かさを制限する最新の原子時計の精度をさらに向上させるにはAC Stark shiftの影響が小さくなる多価イオン時計や原

子核時計を用いると良い。両者ともに 10^{-20} 程度まで不確かさが低減すると期待される。多価イオン時計は様々なイオン種が候補として挙げられているが、この中で現在分光が一番進んでいるのは Ar^{13+} であり、協同冷却を利用して運動の自由度の基底状態まで冷却して、微細構造間の遷移の絶対周波数が 1.5×10^{-16} の不確かさで測定できている。原子核時計は ^{229}Th を使って作られる。この原子核には8.19(12) eVの時計遷移があり、この遷移のエネルギーをより高精度で決定するための実験が複数のグループによって進められている。

謝辞

理化学研究所の山口敦史氏に多価イオン時計と原子核時計の研究を行っている国内グループを紹介していただいたことを、物理計測標準研究部門時間標準研究グループ長の安田正美氏に有益な議論をしていただいたことを感謝する。

参考文献

- 1) H. Lyons. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 55, 831 (1952)
- 2) N. Poli, C. W. Oates, P. Gill, and G. M. Tino. *Riv. Nuovo Cim.*, 36, 555 (2013)
- 3) T. P. Heavner, E. A. Donley, F. Levi, G. Costanzo, T. E. Parker, J. H. Shirley, N. Ashby, S. Barlow, and S. R. Jefferts. *Metrologia*, 51, 174 (2014)
- 4) H. Katori. *Spectroscopy of Strontium Atoms in the Lamb-Dicke Confinement*, in *Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology* (ed. Gill, P.), 323–330. World Scientific (2002)
- 5) M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, and H. Katori. *Nature*, 435, 321 (2005)
- 6) I. Ushijima, M. Takamoto, M. Das, T. Ohkubo, and H. Katori. *Nat. Photon.*, 9, 185 (2015)
- 7) T. L. Nicholson, S. L. Campbell, R. B. Hutson, G. E. Marti, B. J. Bloom, R. L. McNally, W. Zhang, M. D. Barrett, M. S. Safronova, G. F. Strouse, W. L. Tew, and J. Ye. *Nat. Commun.*, 6, 6896 (2015)
- 8) W. F. McGrew, X. Zhang, R. J. Fasano, S. A. Schäfer, K. Beloy, D. Nicolodi, R. C. Brown, N. Hinkley, G. Milani, M. Schioppa, T. H. Yoon, and A. D. Ludlow. *Nature*, 564, 87 (2018)
- 9) S. M. Brewer, J.-S. Chen, A. M. Hankin, E. R. Clements, C. W. Chou, D. J. Wineland, D. B. Hume,

- and D. R. Leibbrandt. *Phys. Rev. Lett.*, 123, 033201 (2019)
- 10) N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, C. Tamm, and E. Peik. *Phys. Rev. Lett.*, 116, 063001 (2016)
- 11) T. Bothwell, D. Kedar, E. Oelker, J. M. Robinson, S. L. Bromley, W. L. Tew, J. Ye, and C. J. Kennedy. *Metrologia*, 56, 065004 (2019)
- 12) A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt. *Rev. Mod. Phys.*, 87, 637 (2015)
- 13) X. Zheng, J. Dolde, V. Lochab, B. N. Merriman, H. Li, and S. Kolkowitz. *Nature*, 602, 425 (2022)
- 14) T. Bothwell, C. J. Kennedy, A. Aeppli, D. Kedar, J. M. Robinson, E. Oelker, A. Staron, and J. Ye. *Nature*, 602, 420 (2022)
- 15) N. Nemitz, T. Ohkubo, M. Takamoto, I. Ushijima, M. Das, N. Ohmae, and H. Katori. *Nat. Photon.*, 10, 258 (2016)
- 16) N. Ohmae, F. Bregolin, N. Nemitz, and H. Katori. *Opt. Express*, 28, 15112 (2020)
- 17) K. Yamanaka, N. Ohmae, I. Ushijima, M. Takamoto, and H. Katori. *Phys. Rev. Lett.*, 114, 230801 (2015)
- 18) K. Beloy, M. I. Bodine, T. Bothwell, S. M. Brewer, S. L. Bromley, J.-S. Chen, J.-D. Deschênes, S. A. Diddams, R. J. Fasano, T. M. Fortier, Y. S. Hassan, D. B. Hume, D. Kedar, C. J. Kennedy, I. Khader, A. Koepke, D. R. Leibbrandt, H. Leopardi, A. D. Ludlow, W. F. McGrew, W. R. Milner, N. R. Newbury, D. Nicolodi, E. Oelker, T. E. Parker, J. M. Robinson, S. Romisch, S. A. Schäffer, J. A. Sherman, L. C. Sinclair, L. Sonderhouse, W. C. Swann, J. Yao, J. Ye, X. Zhang, and Boulder Atomic Clock Optical Network (BACON) Collaboration*. *Nature*, 591, 564 (2021)
- 19) P. Gill. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 369, 4109 (2011)
- 20) C. J. Campbell, A. G. Radnaev, A. Kuzmich, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Derevianko. *Phys. Rev. Lett.*, 108, 120802 (2012)
- 21) M. G. Kozlov, M. S. Safronova, J. R. Crespo López-Urrutia, and P. O. Schmidt. *Rev. Mod. Phys.*, 90, 045005 (2018)
- 22) E. Peik, T. Schumm, M. S. Safronova, A. Pálffy, J. Weitenberg, and P. G. Thirolf. *Quantum Sci. Technol.*, 6, 034002 (2021)
- 23) Berengut, J. C., Flambaum, V. V., and Ong, A. *EPJ Web of Conferences*, 57, 02001 (2013)
- 24) J. C. Berengut, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A.

- Ong. *Phys. Rev. A*, 86, 022517 (2012)
- 25) M. S. Safronova, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, U. I. Safronova, S. G. Porsev, and M. G. Kozlov. *Phys. Rev. A*, 90, 052509 (2014)
- 26) M. A. Levine, R. E. Marrs, J. R. Henderson, D. A. Knapp, and M. B. Schneider. *Phys. Scr.*, T22, 157 (1988)
- 27) L. Schmöger, M. Schwarz, T. M. Baumann, O. O. Versolato, B. Piest, T. Pfeifer, J. Ullrich, P. O. Schmidt, and J. R. Crespo López-Urrutia. *Revi. Sci. Instrum.*, 86, 103111 (2015)
- 28) L. Schmöger, O. O. Versolato, M. Schwarz, M. Kohnen, A. Windberger, B. Piest, S. Feuchtenbeiner, J. Pedregosa-Gutierrez, T. Leopold, P. Micke, A. K. Hansen, T. M. Baumann, M. Drewsen, J. Ullrich, P. O. Schmidt, and J. R. C. López-Urrutia. *Science*, 347, 1233 (2015)
- 29) A. Egl, I. Arapoglou, M. Höcker, K. König, T. Ratajczyk, T. Sailer, B. Tu, A. Weigel, K. Blaum, W. Nörtershäuser, and S. Sturm. *Phys. Rev. Lett.*, 123, 123001 (2019)
- 30) P. Micke, T. Leopold, S. A. King, E. Benkler, L. J. Spieß, L. Schmöger, M. Schwarz, J. R. Crespo López-Urrutia, and P. O. Schmidt. *Nature*, 578, 60 (2020)
- 31) S. A. King, L. J. Spieß, P. Micke, A. Wilzewski, T. Leopold, J. R. Crespo López-Urrutia, and P. O. Schmidt. *Phys. Rev. X*, 11, 041049 (2021)
- 32) S. A. King, L. J. Spieß, P. Micke, A. Wilzewski, T. Leopold, E. Benkler, R. Lange, N. Huntemann, A. Surzhykov, V. A. Yerokhin, J. R. C. López-Urrutia, and P. O. Schmidt. *arXiv*, 2205, 13053 (2021)
- 33) T. Sikorsky, J. Geist, D. Hengstler, S. Kempf, L. Gastaldo, C. Enss, C. Mokry, J. Runke, C. E. Düllmann, P. Wobrauschek, K. Beeks, V. Rosecker, J. H. Sterba, G. Kazakov, T. Schumm, and A. Fleischmann. *Phys. Rev. Lett.*, 125, 142503 (2020)
- 34) <https://www.nuclock.eu/>. Accessed: 2022-01-20.
- 35) B. Seiferle, L. von der Wense, P. V. Bilous, I. Amersdorffer, C. Lemell, F. Libisch, S. Stellmer, T. Schumm, C. E. Düllmann, A. Pálffy, and P. G. Thirolf. *Nature*, 573, 243 (2019)
- 36) T. Masuda, A. Yoshimi, A. Fujieda, H. Fujimoto, H. Haba, H. Hara, T. Hiraki, H. Kaino, Y. Kasamatsu, S. Kitao, K. Konashi, Y. Miyamoto, K. Okai, S. Okubo, N. Sasao, M. Seto, T. Schumm, Y. Shigekawa, K. Suzuki, S. Stellmer, K. Tamasaku, S. Uetake, M. Watanabe, T. Watanabe, Y. Yasuda, A. Yamaguchi, Y. Yoda, T. Yokokita, M. Yoshimura, and K. Yoshimura. *Nature*, 573, 238 (2019)
- 37) J. Jeet, C. Schneider, S. T. Sullivan, W. G. Rellergert, S. Mirzadeh, A. Cassanho, H. P. Jenssen, E. V. Tkalya, and E. R. Hudson. *Phys. Rev. Lett.*, 114, 253001 (2015)
- 38) von der Wense, Lars and Zhang, Chuankun. *Eur. Phys. J. D*, 74, 146 (2020)
- 39) P. V. Bilous, H. Bekker, J. C. Berengut, B. Seiferle, L. von der Wense, P. G. Thirolf, T. Pfeifer, J. R. C. López-Urrutia, and A. Pálffy. *Phys. Rev. Lett.*, 124, 192502 (2020)