

3-3 捕獲亜鉛イオンを用いた精密周波数計測

3-3 Precise Frequency Measurement using Trapped Zinc Ions

松原健祐 占部伸二 渡辺昌良

MATSUBARA Kensuke, URABE Shinji, and WATANABE Masayoshi

要旨

イオンをイオントラップに捕獲してレーザー冷却すれば、精密な周波数計測にとって理想的な信号源と成り得る。我々はリニア型のイオントラップに亜鉛イオンを捕獲してレーザー冷却を行い、その $4s\ ^2S_{1/2}-4p\ ^2P_{3/2}$ 遷移における偶数核イオンの同位体シフトを精度良く測定した。この測定では固体及び半導体レーザーの光を波長変換することにより、波長 202 nm の深紫外域の波長可変コヒーレント光源を開発した。計測した同位体シフトを解析して、この遷移における質量シフトと体積シフトを見積もった。ここで得られた結果は、亜鉛イオンの基底状態における超微細分裂の大きさを精密に計測する今後の実験に必要となる。

The laser cooling of ions confined in the radio-frequency (RF) ion trap is capable of providing ideal samples for experiment in very high-resolution spectroscopy. We have laser-cooled all even isotopes of Zn^+ ions in a linear RF ion trap, and measured isotope shifts in the $4s\ ^2S_{1/2}-4p\ ^2P_{3/2}$ transition. Tunable continuous-wave coherent light near 202 nm was generated for this experiment by frequency conversion of light from solid-state lasers. The mass and the field shifts were estimated using a King plot. The results are useful for a future experiment to measure the frequency of the ground-state hyperfine splitting of Zn^+ ions precisely.

[キーワード]

亜鉛イオン, 深紫外, イオントラップ, 同位体シフト, 超微細分裂
Zinc ions, Deep ultraviolet, Ion trap, Isotope shift, Hyperfine splitting

1 まえがき

1.1 背景と目的

電極間に発生させる電場のクーロン力を用いて、荷電粒子であるイオンを閉じ込めるイオントラップ法を用いれば、真空チャンバー内の微小空間に、1個から数千個のイオンを長時間閉じ込められる。そこに適当な波長のコヒーレント光を照射することでイオンをレーザー冷却すれば、外場からの摂動を受けることなく、イオンをほとんど静止できる[1]。このようなイオンを観測したスペクトルには、ドップラー効果や有限の観測時間に由来するスペクトル線幅の広がりやシフトがないため、今日ではイオントラップ法は、周波数精密計測の有効な手段の一つになっている。これまでに Hg^+ 、 Yb^+ 、 Cd^+ 等が、

マイクロ波領域の周波数の精密計測に研究されており[2]-[4]、また近年では、光領域の計測で Hg^+ 、 Sr^+ 、 Yb^+ 、 In^+ 等を用いた研究が進んでいる[5]-[7]。これらの計測の中で、 Hg^+ 、 Cd^+ を用いた実験では $ns\ ^2S_{1/2}$ 状態を基底状態とするアルカリ金属タイプの電子構造が利用されている。レーザー冷却では、イオンを速やかに基底状態に緩和させるために、複数の光遷移を同時に起こさせる必要がある場合が多い。しかし、 Hg^+ 、 Cd^+ の場合では基底状態 ($ns\ ^2S_{1/2}$) から最低励起状態 ($np\ ^2P_j$) への遷移のみを光励起すればよく、比較的シンプルな光源でレーザー冷却できる。亜鉛 (Zn) は Hg や Cd と周期表で同族の原子であり、 Zn^+ はアルカリ金属タイプの電子構造を持つ。しかし Zn^+ のレーザー冷却に適した遷移は、波長 202 nm の深紫外域にある。この波長のコヒーレ

ント光の発生は容易でないことから、これまで Zn^+ のレーザー冷却は行われず、精密周波数計測の対象として利用されなかった。

波長 200 nm 付近のコヒーレント光の発生には、単一モード Ar^+ レーザー等を利用した大型で複雑な光源システムを従来必要としていた。ところが近年、半導体及び固体レーザーの開発が急速に進展して、数 MHz 以下の周波数分解能が必要になる高分解能分光でも積極的に用いられるようになった。これらは気体あるいは液体レーザーに比べ、発振波長や光強度が安定しており、寿命と操作性で優れるが、その一方で、得られる光強度や波長領域は限られている。 Zn^+ のレーザー冷却に必要な波長の光を直接発振できるレーザーはない。そこで本研究では極限的レーザー光源開発として、波長変換を用いた中心波長 202 nm の波長可変コヒーレント光源の開発も併せて行った[8]。

イオントラップに捕獲した亜鉛イオンのレーザー冷却を、開発した 202 nm 光源を用いて行った結果、 $3d^{10}4s^2S_{1/2} - 3d^{10}4p^2P_{3/2}$ 遷移での同位体シフトを観測した。同位体シフトは、同じ遷移における 2 種以上の同位体での遷移周波数の違いであり、原子の内部構造を知る手掛かりになる。このシフトは、核の質量に依存する要因 (mass shift) と、核の体積に依存する要因 (field shift) の和とみなせる[9]。本研究での解析の結果、観測した同位体シフトへのこれらの要因を見積もった。また、今回の実験では奇数核の亜鉛イオンを観測できなかったが、偶数核イオンについての知見から、奇数核イオンの同位体シフトを見積もった。この見積りは今後我々が予定している亜鉛イオンを用いたマイクロ波領域の精密周波数計測に役立てられる。

1.2 亜鉛イオンのエネルギー準位

これまで Zn^+ について幾つかの分光研究が報告されている。 Zn^+ の準位のエネルギーについては NIST (National Institute of Standards and Technology) の Atomic Spectra Database に詳しい[10]。しかし Zn^+ の基底 ($3d^{10}4s^2S_{1/2}$) 状態からの光遷移について、同位体シフトを含めた精密な周波数計測はなかった。図 1 に亜鉛イオンのエネルギー準位の一部を示す。天然存在の亜鉛には

五つの同位体が含まれ、その質量数と存在比は 64 (48.6%)、66 (27.9%)、67 (4.1%)、68 (18.8%)、70 (0.6%) である。このうち偶数核イオン (質量数が 64、66、68、70) が $4p^2P_{3/2}$ 状態に励起されると、自然光放出で緩和できる基底状態の準位はただ一つしかない。そこでこれらは波長 202.6 nm のただ一つの電磁波でレーザー冷却できる。一方、質量数 67 の奇数核のイオンでは、基底状態が二つの超微細準位からなる。これらの準位間の緩和速度は非常に小さい。そこで奇数核イオンのレーザー冷却には二つの電磁波が必要である。本研究では、ただ一つの波長の深紫外コヒーレント光を用い、偶数核の亜鉛イオンをレーザー冷却した。

なお、奇数核イオンの基底状態の超微細分裂は約 7.2 GHz と予測されており[11]、これを用いてマイクロ波領域の精密周波数計測が可能になる。

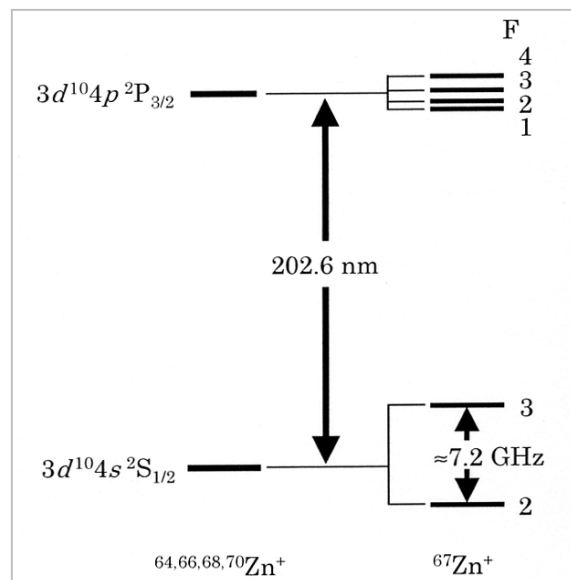


図 1 亜鉛イオンのエネルギーダイアグラム

2 全固体深紫外コヒーレント光源の開発

2.1 深紫外光発生の概要

波長 200 nm 付近まで十分な強度の光を発生できる非線形結晶として、 β -BBO 結晶が普及している。この結晶を用いて 204.8 nm までの紫外光を第 2 高調波発生で得られるが、202 nm 光の発生では和周波発生が必要になる。和周波発生には幾

つかの基本波長の組合せが考えられるが、我々は266nmと850nmの組合せに着目した。近年、波長532nmの高出力のコヒーレント光を連続発振する固体光源が市販されて、この光から第2高調波発生で十分な強度の266nm光を得られる。また、850nm光は半導体レーザーで大きな強度が得られる。そこでこの二つの光の和周波発生で、波長202nmの全固体光源を開発できる。この和周波発生には61°のやや大きい位相整合角が必要である。整合角が大きくなるにつれて、結晶の非線形効果が小さくなるが、61°でも十分な発生強度が期待できた。図2に本研究で開発した光源を示す。光源は波長850nmの光を発生させるマスターレーザー・パワーアンプシステム、532nm光を発生させる半導体レーザー励起Nd:YVO₄レーザー(Coherent Verdi)、さらに266nm光を発生させる第2高調波発生用外部共振器と、202nm光を発生させる和周波発生用外部共振器から構成される[8][12]。

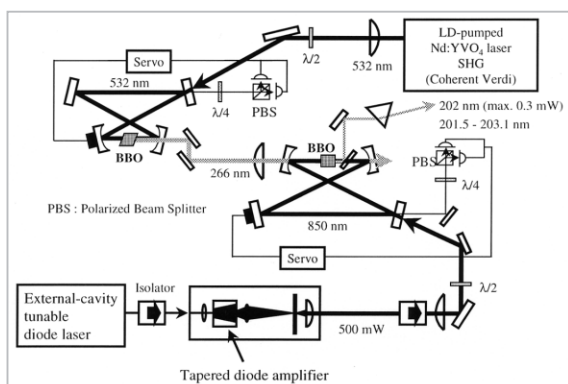


図2 全固体202nmコヒーレント光源

2.2 固体レーザーの第2高調波発生による紫外光(266nm)発生

半導体レーザー励起Nd:YVO₄レーザーは、レーザー共振器内での第2高調波発生で、波長532nmの単一モード連続光を発生させて出力する。このレーザーは複雑な調整なしに、安定した大強度の単一モード連続光を出力するため、波長変換の基本波光源として優れる。出力された532nmの光を第2高調波発生用の外部共振器に導いた。波長変換用の非線形結晶には両端面をブリュスター角でカットした長さ7mmのβ-BBOを用いた。第2高調波発生用の外部共振器

には、市販されていた外部共振器(Laser Analytical Systems)を、大強度の光発生に耐えられるように改良して使用した。改良では、結晶ホルダーをペルチェ素子に貼り付け、結晶温度を制御することにより、β-BBOの温度上昇を低減させる等行っている。この改良をメーカーに提示して、その後で改良された新型の市販品を無償提供してもらったため、今はそれに置き換えている。図3に得られた266nm光の強度を示す。4.5Wの532nm光を共振器に入射して、1W以上の266nm光出力を得ている。一般に第2高調波発生では入射光強度の2乗に比例して出力光強度が大きくなるが、観測された強度は1W以上からあまり増加しない。大きな266nm光強度が発生すると、外部からの温度制御にもかかわらず、結晶内部で幾らかの温度不均一が生じて、その結果出力の上昇が抑制されたと考えられる。

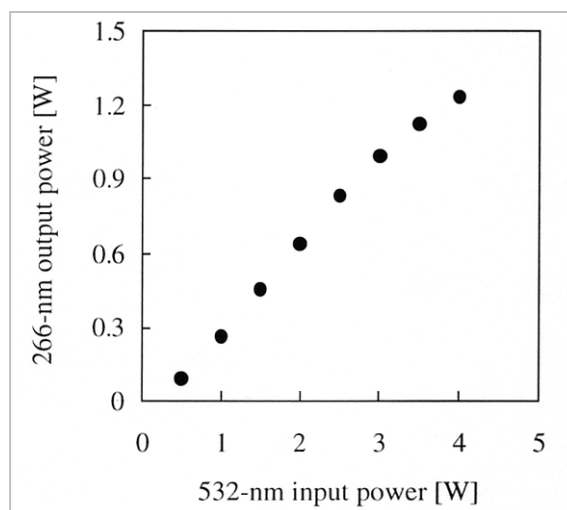


図3 266nm光の強度

2.3 和周波混合による深紫外光(202nm)の発生

202nm光は波長266nmと850nmの光の和周波発生で得る。波長850nmの単一モード連続光を半導体レーザーによるマスターレーザー・パワーアンプシステムから得た。マスターレーザーとなる外部共振器型半導体レーザー(New Focus 6226)の光を、プリズムペアで整形して、光アイソレータを通した後にパワーアンプに入射した。パワーアンプには市販の高出力型半導体レーザーを改造して用いた。ここでは高利得のテーパ

一型半導体素子を利用している。強度7.5mWのマスターレーザー光を半導体素子に入射し、その強度を約500mWまで増幅した。

目標の波長である202nmの光を効率良く発生させるために、和周波発生では850nm光の強度を外部共振器内で増大させた。外部共振器は曲率半径150mmの二つの凹面ミラーと、二つの平面ミラーからなる。凹面ミラーの間隔は160mmで共振器一周の光路長は776mmであった。波長850nmに対し入射ミラーは97%、他の3枚のミラーは99.5%以上の反射率を持つ。共振時には二つの凹面ミラーの midpoint に、直径約0.1mmのやや楕円の焦点ができる。この場所に、850nmと266nmに対して端面をARコートした長さ7mmの β -BBO結晶を、位相整合角を満たして置いた。共振器の周回長をHansch-Couillaud法で制御した。共振器内での850nm光の強度は、入射強度の約30倍であった。そこで共振器への入射強度が420mWの時、約13Wの850nm光が共振器内で結晶に入射される計算になる。

第2高調波発生用共振器からの出力光の断面強度分布は、 β -BBO結晶のwalk-offのため楕円形になる。そこで円筒レンズでこれをほぼ円形に修正した後に、和周波用共振器のBBO結晶に集光させた。結晶内で266nm光と850nm光の伝播が十分重なるように266nm光の焦点を調節した。発生した202nm光は、202nmで95%の反射率、850nmで99%以上の透過率を持つミラーで共振器外に取り出した。その後202nm光をプリズムで選別して、その強度を感度校正されたフォトダイオード(Hamamatsu)で測定した。図4に得られた202nm光の強度を示す。850nm光の共振器への入射強度は420mWである。0.8Wの266nm光を共振器に入射して、最大0.32mWの出力を測定した。ミラー等での損失を考慮し、これは0.38mW以上の発生に相当する。0.8W以上の266nm光を入射しても出力強度はほとんど増えず、また強度が不安定になった。この時の共振器内の850nm光強度は入射強度の13倍程度であり、266nm光の入射強度が100mWの時に比べ増大率が半減した。大強度の266nm光を入射したことにより、結晶内部の温度不均一が生じて、共振器内の光のモードが不安定になったためと思われる。この光源ではマスターレーザーの波

長を変えて201.5nmから203.1nmまでの和周波を発生できた。また、マスターレーザーを連続周波数掃引して、202nmにおいて約7GHzの連続周波数掃引を確認できた。

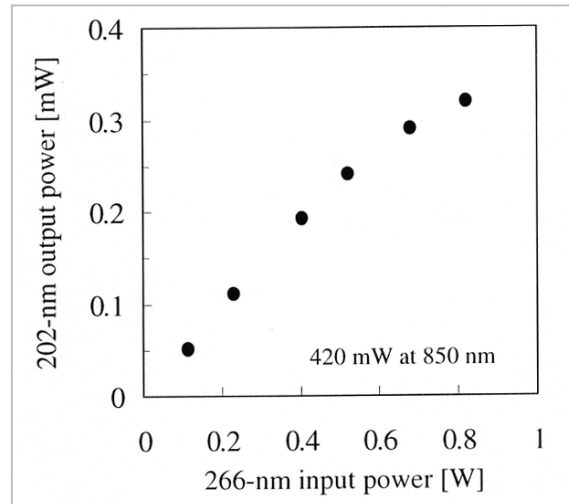


図4 202nm光の強度

3 イオントラップによる亜鉛イオンの精密計測

3.1 RFイオントラップと計測装置

図5にイオントラップとレーザー冷却の実験配置を示す[13]。実験に用いたリニア型イオントラップはトラップの中心軸に沿ってイオンを捕獲できるため、効率良くイオンをレーザー冷却できる。トラップは4本のロッド電極と二つのリング電極から成り、超高真空チャンバー内にある。チャンバー内はイオンポンプを用いて 2×10^{-7} Pa以下の真空圧に維持された。ロッド電極の直径は5.0mm、長さは56mmであり、トラップ全体の中心軸からロッドの中心軸まで5.0mmになるように、平行に配置されている。周波数4.2MHz、振幅 ± 250 VのRF電圧が二つの対角に置かれたロッド電極に印加され、残る二つのロッド電極はアースされている。二つのリング電極は内径が18mmで16mmの間隔で配置されている。リング電極には100VのDC電圧が印加され、イオンをトラップの軸方向で閉じ込める。

天然同位体存在比の金属亜鉛をチャンバー内のオープンで加熱し、ノズルからトラップに亜鉛原子を流入させた。フィラメントより放出さ

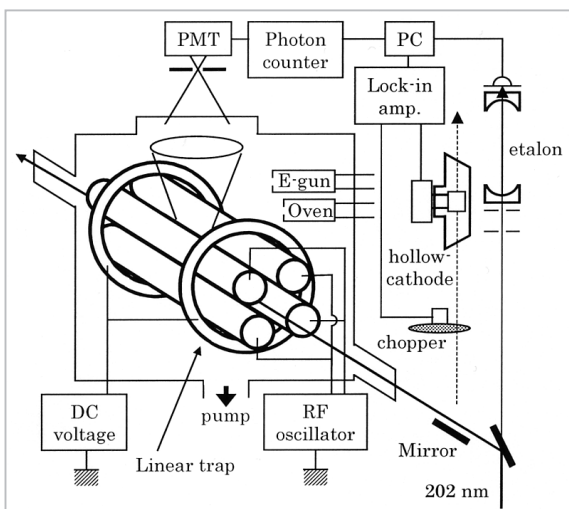


図5 リニアトラップ実験配置図

れた電子は、約25Vの加速電圧で原子と衝突して、原子をイオン化する。和周波発生で得られた202nm光は、トラップの中心軸に沿うように入射され、捕獲された重鉛イオンを光励起する。イオンからの蛍光をレンズで集めて、光電子増倍管(Hamamatsu, R166P)で検出した。光子計数法を用いて微弱な蛍光まで感度良く観測できた。レーザー冷却のために約0.2mWの202nm光を発生させ、トラップの中央付近まで到達する強度は約0.15mWであった。202nm光の一部を温度安定化されたファブリーペローエタロンに導き、その透過光の強度変化を間隔150MHzの周波数マーカに用いた。このエタロンには波長202nmで98%の反射率を持つミラーを用いている。また、実験中に重鉛イオンの光遷移を確認するために、ホロカソードランプを用いて光ガルバノスペクトルを観測した。

3.2 レーザー冷却と同位体シフトの計測

図6にレーザー冷却された重鉛イオンのレーザー誘起蛍光スペクトルを示す。その上段はエタロンで得られた周波数マーカであり、下段中の数字は観測されているイオンの質量数を示す。オープンとフィラメントに約2分間電流を流し、イオンをトラップに溜め込んだ後、202nm光を約10MHz/sの速度で周波数掃引して観測した。図6が示すようにすべての偶数核の重鉛イオン同位体を観測できた。質量数70の同位体の存在比は0.6%と非常に小さく、この測定が非常に高感度であることが分かる。光電子増倍管で検出さ

れた時間当たりの光子数から、数個の $^{70}\text{Zn}^+$ イオンが図6のスペクトルで観測されたと見積もられる。参照として観測した重鉛イオンの光ガルバノスペクトルでは、大きなドップラー拡がりのために同位体を分離できない。しかし、光ガルバノスペクトルのピークと、ファブリーペローエタロンによる周波数マーカを、周波数の参照に用いることで、同じ周波数範囲で繰り返しレーザー冷却できた。

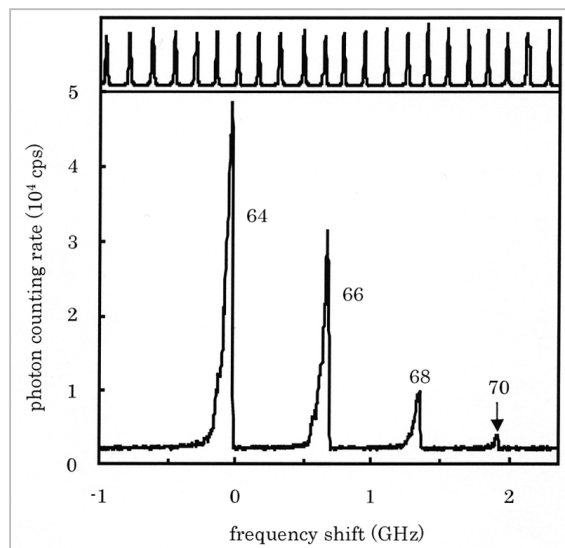


図6 重鉛イオンのレーザー冷却

検出した光子数から数百個のイオンがトラップ内でレーザー冷却されたと見積もった。多数個のイオンをレーザー冷却した場合、そのスペクトル形状はレーザー冷却の効率と、イオン間の相互作用が誘起するRF電場の吸収、すなわちRF加熱の効率に依存する[14]。図6の各スペクトルピークの高周波数側に見られる、突然の蛍光強度の消失は、202nm光の周波数が遷移の共鳴周波数に達して、ここを境にレーザー冷却からレーザー加熱に転じたことを示す。加熱されたイオンはドップラー効果により、共鳴周波数付近の光をほとんど吸収しない。RF加熱の影響が大きいと、ピークの高周波数側の強度減少を緩慢にするとともに、蛍光スペクトルのピーク位置を低周波数方向にシフトさせる。図6に見られる蛍光強度消失の鋭さは、レーザー冷却の効率がRF加熱の効率より十分に大きいことを示す。観測されたスペクトル線の半値全幅は約50MHzであった。報告されている遷移強度[10]を考慮し

たフォークト (Voigt) 線形と、ピークの低周波数側の線形を比較して、重鉛イオンは0.15K程度までレーザー冷却されたと見積もった。一般にRF電場の振幅が大きくなると、捕獲されるイオンの密度が大きくなり、RF加熱も大きくなる。一方、イオンの密度が小さいとスペクトルのS/N比が低下する。幾つかの振幅で実験を行った結果、存在比が小さい $^{70}\text{Zn}^+$ イオンを十分な強度で観測するには、最低 $\pm 250\text{V}$ の振幅が必要であった。10回のレーザー冷却を行った結果、その内4回で $^{70}\text{Zn}^+$ イオンを十分なS/N比で観測できた。

RF加熱によるピークの周波数シフトを考察するために、ピークの高周波数側に見られる蛍光強度消失の線形を直線で近似して、それとスペクトルのバックグラウンドレベルとの交点の周波数を記録した。質量数64、66、68の重鉛イオンのスペクトル線では、これらの交点とピーク頂点の周波数の差が約10MHzであった。これに対し質量数70の重鉛イオンでは10MHzを超えた差があり、またその差にばらつきがあった。存在比の小さい $^{70}\text{Zn}^+$ イオンは、レーザー冷却中も他の同位体と衝突して加熱されたと考えられる。同位体間の遷移周波数の違い、すなわち同位体シフトはスペクトルのピーク頂点の間ではなく、上記の作業で得られた交点の間の周波数差で決定した。これらの交点と共鳴周波数には幾らかの違いが存在するであろうが、1回の周波数掃引で観測される四つの各同位体のスペクトル線に対しては、その違いは十分同程度であると考えられ、同位体シフトの決定には十分影響しないと考えた。10回のレーザー冷却で得られた周波数シフトを平均し、偶数核の同位体間の同位体シフトを決定した。その結果を表1に示す。質量数68と70の同位体間のシフトについては、 $^{70}\text{Zn}^+$ の高周波数側の蛍光強度消失が緩やかであることから、やや大きな標準偏差があった。さらに高い精度で計測するには、小型トラップを用いて少数のイオンを感度良く検出する方法や、人工的に ^{70}Zn イオンの存在比を大きくした試料を用いる方法が有効である。

重鉛イオンについては波長589nmの $3d^{10}4p^2P_{1/2} - 3d^94s^2D_{3/2}$ 遷移で同位体シフトが観測されている[15]。ここではs軌道とd軌道の電子数が同時に変化するため、非常に大きなシフトが低

分解能の分光実験でも観測された。我々は今回観測した202nmでの同位体シフトが、報告されている589nmでの同位体シフトと矛盾ないことを確認するため、King plotを以下のように作成した[9]。波長Xnmの遷移で同位体 $^{\text{N}}\text{Zn}^+$ から $^{\text{P}}\text{Zn}^+$ への同位体シフト $IS_{\text{P,Q}}^{\text{X}}$ は、質量効果 $MS_{\text{P,Q}}^{\text{X}}$ と体積効果 $FS_{\text{P,Q}}^{\text{X}}$ の和とみなせる。

$$IS_{\text{P,Q}}^{\text{X}} = \nu_{\text{P}}^{\text{X}} - \nu_{\text{Q}}^{\text{X}} = MS_{\text{P,Q}}^{\text{X}} + FS_{\text{P,Q}}^{\text{X}} \quad \dots(1)$$

ここで $\nu_{\text{N}}^{\text{X}}$ は $^{\text{N}}\text{Zn}^+$ イオンの遷移周波数である。質量効果 $MS_{\text{P,Q}}^{\text{X}}$ は、 M_{N} を $^{\text{N}}\text{Zn}^+$ イオンの核質量、 m を電子質量として、

$$MS_{\text{P,Q}}^{\text{X}} = K^{\text{X}}(M_{\text{P}} - M_{\text{Q}}) / (M_{\text{P}} + m)(M_{\text{Q}} + m) \quad \dots(2)$$

で表され、ここで K^{X} は M_{N} に依存せず、遷移に依存するパラメータである。 $^{66}\text{Zn}^+$ と $^{64}\text{Zn}^+$ の組合せを基準にして、同位体シフト $IS_{\text{P,Q}}^{\text{X}}$ に次式のパラメータ

$$\mu_{(\text{P,Q})} = (M_{66} - M_{64})(M_{\text{P}} + m)(M_{\text{Q}} + m) / (M_{\text{P}} - M_{\text{Q}})(M_{66} + m)(M_{64} + m) \quad \dots(3)$$

を掛けると、修正同位体シフトとして以下の式を得る。

$$\mu_{(\text{P,Q})} IS_{\text{P,Q}}^{\text{X}} = MS_{66,64}^{\text{X}} + \mu_{(\text{P,Q})} FS_{\text{P,Q}}^{\text{X}} \quad \dots(4)$$

我々は観測した同位体シフトに対して修正同位体シフト $\mu_{(\text{P,Q})} IS_{\text{P,Q}}^{202}$ を計算し、 $\mu_{(\text{P,Q})} IS_{\text{P,Q}}^{589}$ に対してプロットして、図7のKing plot ($\mu_{(\text{P,Q})} IS_{\text{P,Q}}^{202}$, $\mu_{(\text{P,Q})} IS_{\text{P,Q}}^{589}$)を得た。ここで黒丸は今回の実測から得られた修正同位体シフトであり、直線範囲は標準偏差を示す。また、数字はシフトを測った二つ同位体の質量数を示す。このKing plotで、二つの遷移波長での修正同位体シフトにほぼ一次の関係が見られることから、今回決定した同位体シフトは、報告されている589nmでの同位体シフトに矛盾ないことが分かる。図7で示された関係は、最小二乗法を用いて次式で表される。

$$\mu_{(\text{P,Q})} IS_{\text{P,Q}}^{589} = (-2.07)\mu_{(\text{P,Q})} IS_{\text{P,Q}}^{202} - 1.45 \quad \dots(5)$$

ここで $IS_{\text{P,Q}}^{589}$ と $IS_{\text{P,Q}}^{202}$ はGHzで与える。また、(5)式の傾き-2.07は、二つの遷移での体積シフトの比($FS_{\text{P,Q}}^{589}/FS_{\text{P,Q}}^{202}$)の見積りを与える[9]。Klochらの観測の後、Footらは波長589nmでの同位体シフトにおける質量効果と体積効果の寄与を見積もった[16]。ここで報告された $MS_{66,64}^{589} =$

-3.58GHz、(4)式、(5)式を用いれば、 $MS_{66,64}^{202}=1.03$ GHzが計算できる。さらにこの値、表1の同位体シフト、(4)式を用いて、我々が測定した同位体シフトにおける質量効果と体積効果の寄与を見積もった。その結果を表1に示す。

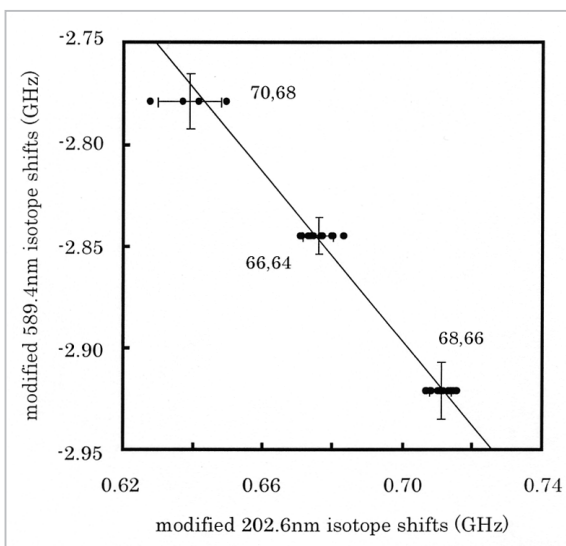


図7 キングプロット

表1 同位体シフトと質量及び体積シフト

Isotope pair	Measured shift (GHz)	Mass shift (GHz)	Field shift (GHz)
66,64	0.676(6)	1.03	-0.35
68,66	0.670(4)	0.97	-0.30
70,68	0.568(10)	0.92	-0.35

3.3 超微細分裂の計測

本研究ではただ一つの電磁波を用いたため、基底状態が超微細分裂している $^{67}\text{Zn}^+$ イオンをレーザー冷却できない。そこで(5)式を用いて、 $4s^2S_{1/2}-4p^2P_{3/2}$ 遷移での $^{64}\text{Zn}^+$ と $^{67}\text{Zn}^+$ 間の遷移周波数シフトを見積もった。このシフトは、同位体効果によるシフト(同位体シフト)と超微細相互作用によるシフト(超微細分裂)の和とみなせる。Kochらは $4p^2P_{1/2}-4s^2D_{3/2}$ 遷移で $^{64}\text{Zn}^+$ から $^{67}\text{Zn}^+$ への同位体シフトを-4.42GHzと導いた。この値を(5)式に代入して、 $4s^2S_{1/2}-4p^2P_{3/2}$ 遷移での $^{64}\text{Zn}^+$ から $^{67}\text{Zn}^+$ への同位体シフトを1.14GHzと見積もった。次に超微細分裂を見積もるには、基底状態と $4p^2P_{3/2}$ 状態の分裂を考慮する必要がある。同族の Zn^+ 、 Cd^+ 、 Hg^+ について、基底状態

の超微細分裂の理論予測があり、 Cd^+ と Hg^+ で実験とよく一致している[11]。一方、 $4p^2P_{3/2}$ 状態の超微細分裂について情報が無い。しかしながら、一般的に $np^2P_{3/2}$ 状態の超微細分裂は $ns^2S_{1/2}$ 状態に比べ小さく、したがって目的の超微細分裂は、 $4s^2S_{1/2}$ 状態の超微細分裂からおおよそ見積もれる。 $4p^2P_{3/2}$ 状態の超微細分裂が十分小さいと仮定すれば、 $^{67}\text{Zn}^+$ の $4s^2S_{1/2}-4p^2P_{3/2}$ 遷移のスペクトルは、 $4s^2S_{1/2}$ ($F=2$) - $4p^2P_{3/2}$ ($F=1, 2, 3$) 遷移と、 $4s^2S_{1/2}$ ($F=3$) - $4p^2P_{3/2}$ ($F=2, 3, 4$) 遷移の二つの遷移からなるとみなせる。この場合、超微細分裂による周波数シフトは、基底状態の超微細準位のエネルギーシフト

$$\nu_{\text{hfs}} = (A/2)[F(F+1) - J(J+1) - K(K+1)] \quad \dots (6)$$

から見積もれる。ここで超微細定数 $A=2.4\text{GHz}$ が超微細場強度の予測値451teslaから得られる[11]。(6)式の値 ν_{hfs} に $IS_{67,64}^{202,6}=1.14\text{GHz}$ を加えることで、 $4s^2S_{1/2}$ ($F=2$) - $4p^2P_{3/2}$ ($F=1, 2, 3$) 遷移と $4s^2S_{1/2}$ ($F=3$) - $4p^2P_{3/2}$ ($F=2, 3, 4$) 遷移は、 $^{64}\text{Zn}^+$ の遷移から、それぞれ+4.1GHzと-3.1GHzだけ周波数シフトしていると概算した。我々は現在、 $^{67}\text{Zn}^+$ の基底状態における超微細分裂の精密計測を予定している。この実験ではまず202nm光の周波数を $^{67}\text{Zn}^+$ の光遷移に固定して、さらにマイクロ波を照射してその周波数を掃引し、マイクロ波が超微細準位間の遷移に共鳴する周波数を、光-マイクロ波二重共鳴信号として検出する。イオンをHe緩衝ガスとの衝突で冷却する衝突冷却[4]を用いれば、はじめに202nm光の周波数を厳密に光遷移に一致させなくても二重共鳴信号を得ることができる。さらにレーザー冷却を利用することで、 $^{67}\text{Zn}^+$ のマイクロ波領域の超微細分裂を精密に周波数計測できる。

4 まとめ

リニア型イオントラップに捕獲した亜鉛イオンをレーザー冷却し、波長202.6nmの $4s^2S_{1/2}-4p^2P_{3/2}$ 遷移における同位体シフトを精密計測した。この実験用に、波長202nmで0.3mW以上の強度を持つ波長可変コヒーレント連続光源を、固体レーザーと半導体レーザーを用いた全固体光源として開発した。レーザー冷却では存在比

が0.6%の $^{70}\text{Zn}^+$ を含む、すべての偶数核イオンの同位体シフトを決定した。決定した同位体シフトと、 $4p^2P_{1,2}-4s^2D_{3,2}$ 遷移で報告された同位体シフトに対してKing plotを作成し、解析の結果、観測した同位体シフトでの質量シフトと体積シ

フトを見積もった。この研究で得られた結果は、奇数核の亜鉛イオン($^{67}\text{Zn}^+$)の基底状態における超微細分裂を精密周波数計測する、今後の研究に役立てられる。

参考文献

- 1 大槻義彦編, 現代物理最前線 3, 共立出版, pp.3-65 (2000).
- 2 D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, "Laser-cooled mercury ion frequency standard" Phys. Rev. Lett. Vol. 80, pp.2089-2092, 1998.
- 3 P. T. H. Fisk, M. J. Sellars, M. A. Lawn and C. Coles, "Performance of a prototype microwave frequency standard based on laser-detected, trapped $^{171}\text{Yb}^+$ ions", Appl. Phys. B Vol. 60, pp.519-527, 1995.
- 4 U. Tanaka, H. Imajo, K. Hayasaka, R. Ohmukai, M. Watanabe, and S. Urabe, "Determination of the ground-state hyperfine splitting of trapped $^{113}\text{Cd}^+$ ions", Phys. Rev. A Vol. 53, pp.3982-3985, 1996.
- 5 R. J. Rafac, B. C. Young, J. A. Beall, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist, "Sub-dekahertz Ultraviolet Spectroscopy of $^{199}\text{Hg}^+$ ", Phys. Rev. Lett. Vol. 85, pp.2462-2465, 2000.
- 6 M. S. Boshier, G. P. Barwood, G. Huang, and H. A. Klein, "Polarisation-dependent optical pumping for interrogation of a magnetic-field-independent "clock" transition in laser-cooled trapped $^{87}\text{Sr}^+$ " Appl. Phys. B Vol. 71, pp.51-56, 2000.
- 7 T. Becker, J. Zanthier, A. Y. Nevsky, C. Schwedes, M. N. Skvortsov, H. Walther, and E. Peik, "High-resolution spectroscopy of a single In^+ : Progress towards an optical frequency standard", Phys. Rev. A Vol. 63, pp.051802(R), 2001.
- 8 K. Matsubara, U. Tanaka, H. Imajo, M. Watanabe, and S. Urabe, "All-solid-state light source for generation of tunable continuous-wave coherent light near 202 nm", J. Opt. Soc. Am. B Vol. 16, pp.1668-1671, 1999.
- 9 W. H. King, Isotope Shifts in Atomic Spectra, Plenum Press, 1984.
- 10 http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd
- 11 S. N. Panigrahy, R. W. Dougherty, and T. P. Das, "Theory of hyperfine interactions in positive-ions isoelectronic with the noble-metal atoms", Phys. Rev. A Vol. 44, pp.121-125, 1991.
- 12 W. Demtröder, Laser Spectroscopy 3rd Ed., Springer, 2002.
- 13 K. Matsubara, U. Tanaka, H. Imajo, S. Urabe, and M. Watanabe, "Laser cooling and isotope-shift measurement of Zn^+ with 202-nm ultraviolet coherent light", Appl. Phys. B to be published.
- 14 Y. Maeno, M. Tachikawa, Y. Morikawa, and T. Shimizu, "Dynamics of trapped ions in the presence of laser cooling and radio-frequency heating", Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 34, pp.L174-L176, 1995.
- 15 R. Kloch, Z. Les, D. N. Stacey, and V. Stacey, "Isotope shifts and hyperfine structure in the atomic spectrum of zinc", Acta Phys. Pol. A Vol. 61, pp.483-491, 1982.
- 16 C. J. Foot, D. N. Stacey, V. Stacey, R. Kloch, Z. Les, "Isotope effects in the nuclear charge distribution in zinc", Proc. R. Soc. Lond. A Vol. 384, pp.205-216, 1982.



まつばら けんすけ
松原健祐
電磁波計測部門原子周波数標準グループ 博士（理学）
レーザー分光



うべ じゅんじ
占部伸二
大阪大学大学院基礎工学研究科教授
工学博士
量子エレクトロニクス



わたなべ まさよし
渡辺 昌良
基礎先端部門関西先端研究センター研究主管 工学博士
量子エレクトロニクス