

論文題目 「光格子を用いた高安定原子時計に関する研究」

氏名 高本 将男

#### [研究の背景と概要]

現在（1967年以降）、時間・周波数標準は、セシウム原子( $^{133}\text{Cs}$ )の基底状態  $^2\text{S}_{1/2}$  の超微細構造間マイクロ波遷移 ( $F=4, m_F=0 \rightarrow F=3, m_F=0; 9.2\text{GHz}$ ) を用いて定義されており、定義に用いられているセシウム原子時計の安定度は、 $10^{-15}$  のレベルに達している。このセシウム原子時計は、高度情報通信システム、衛星航法装置（GPS）等へのさまざまな応用がなされている。一方で近年、この高精度な時計を基礎物理学的な用途に用いようとする研究が行われている。そのひとつが、微細構造定数の時間変化(alpha variation)の検出への応用である。しかし、この変動を見るには、現在の安定度では不十分である。

時計の安定度は、アラン分散  $\sigma_y = \Delta f / (f_0 N \tau)$  で評価することができる。ここで、 $\Delta f$  は観測される遷移線幅、 $f_0$  は遷移周波数、 $N$  は単位時間あたりの観測回数、 $\tau$  は観測時間である。そのため、より安定度の高い時計を構成するためには、より  $Q$  値 ( $=f_0/\Delta f$ ) の高い遷移を参照として用い、その遷移をより高い  $S/N$  比 ( $=\sqrt{N\tau}$ ) で観測できればよい。また近年、光周波数コム技術により、光の周波数( $\text{THz}$ )をラジオ周波数( $\text{MHz}$ )まで分周することができるようになった。つまり、光の周波数を電氣的に読み出すことができるようになったため、参照する遷移に原子の光学遷移を用いることができる。 $f_0$  としてマイクロ波に対し5桁高い光周波数を用いることにより、 $10^{-18}$  レベルの安定度が期待されている。そのため現在の標準研究は、マイクロ波標準から原子の光学遷移を用いた光周波数標準へと移行しつつある。

光周波数標準の研究では、これまでのところ、主に二つの手法がとられている。ひとつは、ラム・ディッケ束縛されたイオンを用いたもので、もうひとつは、自由空間中の中性原子集団を用いたものである。前者では、米国標準研究所(NIST)のグループにより、ラム・ディッケ束縛された単一水銀イオンを用い、光学遷移として最も細かいスペクトルの観測( $6.7\text{Hz}$ )が実現されている。しかしこの系では、イオン間の強いクーロン反発により多数個のイオンを同時観測することが困難なため、 $S/N$  比の観点で不利である。一方後者の自由空間中の中性原子集団を用いる実験では、 $10^6$  個もの原子を同時観測できるために、 $S/N$  比の観点からは圧倒的に有利であるが、プローブレーザー光の波面ゆがみにともなう残留ドップラーシフトや原子間衝突シフトの発生、また、観測時間を十分に長く取ることができないために、正確さの評価において問題を残している。実際、Hannover 大学のマグネシウム原子を用いた実験では、 $10^6$  個の原子を用いることにより高い  $S/N$  比を実現しているが、観測された線幅は  $290\text{Hz}$  程度となり、 $Q$  値の面ではイオンに対し1~2桁劣っている。

そこで我々はこれらの改善のため、光格子中にトラップされた中性原子を用いる"光格子時計"のアイデアを提案した。光電場中において、原子は  $U(\mathbf{r})=-1/2\alpha\mathbf{E}(\mathbf{r})^2$  で表されるシュタルクポテンシャルを受ける。ここで、 $\alpha$ は分極率、 $\mathbf{E}$ は光電場である。そのため、分極率 $\alpha$ が正の場合、原子は光強度の強いところにポテンシャルの極小を感じ、トラップされる。このような原子に対し、光を対向させ3次元的な定在波パターンを作ると、原子は定在波の腹に捕捉され、格子状に並ぶ。このとき、原子は光の波長より小さな領域に束縛される。この強い束縛により、原子の熱運動は量子化され、ドップラー効果を除去する事ができる(ラム・ディッケ束縛)。さらに、原子間の斥力相互作用を利用し、各格子点の原子を0もしくは1個とすることにより、原子間の衝突シフトを除去できる。以上により光格子に捕捉された計  $10^6$  個の原子を用いることにより、高  $Q$  値と高  $S/N$  比を両立させることができ、高安定な原子時計システムを構成することが可能となる。しかし、光格子中において高精度分光をするためには、光格子のトラップポテンシャルが摂動とならない様、以下に述べる光格子の最適化を行う必要がある。

#### [光格子トラップポテンシャルのキャンセル]

光格子中の原子のスペクトルは、 $f=f_0-(\alpha_e(\omega_L, \mathbf{E}_L)-\alpha_g(\omega_L, \mathbf{E}_L))/(2\hbar) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$  と書ける。ここで、 $f$ 、 $f_0$  はそれぞれ観測されるスペクトルおよび原子の無摂動スペクトル、 $\alpha_g$ 、 $\alpha_e$  は基底、励起準位の分極率、 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ は光格子を構成する光電場である。この式からわかるように、光格子中の原子を観測したときに得られる原子のスペクトルには、無摂動の原子のスペクトルに対し、上下準位のトラップポテンシャルの差が現れる。このトラップポテンシャルは、トラップ光の波長および偏光に依存する。そこで、このパラメータを制御することにより、トラップポテンシャルの項をキャンセルできれば、光格子中にもかかわらず、無摂動の原子スペクトルが観測できる。

しかし、偏光の三次元的な制御を高精度で行う事は現実的ではないため、偏光依存性の小さな  $J=0 \rightarrow J=0$  を時計遷移として用いる。本研究では、ストロンチウム原子のフェルミ同位体  $^{87}\text{Sr}$  の  $5s^2 \ ^1\text{S}_0(F=9/2) - 5s5p \ ^3\text{P}_0(F=9/2)$  (遷移周波数 698nm、線幅 1mHz) を時計遷移として用いる。時計遷移の上下準位である  $^1\text{S}_0$ 、 $^3\text{P}_0$  準位における光格子ポテンシャルをトラップ光の波長に対し計算したものが図 1 である。 $^1\text{S}_0$ 、 $^3\text{P}_0$  のシュタルクポテンシャルが、トラップ光の波長 800nm 近辺においてキャンセルすることがわかる。

#### [ストロンチウム原子フェルミ同位体 $^{87}\text{Sr}$ の冷却・トラップ]

本研究では、一次元の光格子を形成した。光格子レーザーは、800nm 近辺で 200mW 程度を用いた。このとき、トラップポテンシャルの深さは 10uK 程度となる。この光格子に原子を充填するため、原子を数 uK まで冷却する必要がある。ストロンチウム原子では、許容遷移による mK の冷却と禁制遷移を用いた冷却によりこれを実現できる。得られた原子は、温度が 3uK、原子数は  $10^5$  個程度であった。

### [時計遷移観測用高安定レーザーシステムの開発]

時計遷移( $1S_0-^3P_0; \lambda_0=698\text{nm}; \Delta f = 1\text{mHz}$ )において精密分光を行うため、半導体レーザーを用いて高安定レーザーシステムを開発した。通常半導体レーザーは単体で、数十 MHz 程度の線幅をもつ。そこで、レーザー素子に回折格子を用いた外部共振器を施すことにより、数百 kHz から数 MHz の線幅へと狭線幅化する。さらに、高フィネス共振器へのレーザーの周波数安定化を行い、Hz レベルの短期安定度を目標とした。共振器のスペーサーには、超低膨張率ガラスを用い、共振器を膨張率のゼロ点温度付近で温度安定化をすることにより、長期ドリフトも抑えた。安定度の評価は実際に分光して得られたスペクトルから評価した。短期線幅は 20Hz で、長期ドリフトレートは 0.1Hz/s であった。

### [時計遷移の観測]

自然幅 1mHz の遷移を観測するため、

1. 十分強いプローブ光により時計遷移に飽和広がりを生じさせる
2. クエンチングにより上準位の線幅を広げる
3. シェルビングにより、量子効率を上げる

ことにより、時計遷移の観測を行った。図 2 が得られたスペクトルである。原子は、光格子中において強く束縛されているため、運動が量子化されることにより、スペクトルが離散化しているのがわかる。三本のピークのうち、中心のピークは振動準位を変えない励起、周波数の高い側、低い側がそれぞれ、振動準位を一つ上げる( $\Delta n=+1$ )、下げる( $\Delta n=-1$ )励起である。

### [キャンセル波長の同定]

計算から得られたように、時計遷移の上下準位のシュタルクポテンシャルは、光格子波長が 800nm 近辺であるときキャンセルする。この計算には、ストロンチウム原子のさまざまな準位間の遷移双極子モーメントのデータが必要となるが、過去の実験データには限りがあり、数%程度のずれがあるものと思われる。そこで本研究では、このキャンセル波長を遷移周波数のシュタルクシフトから、実験的に導いた。

キャンセル波長においては、シュタルクポテンシャルの項がキャンセルするため、遷移周波数は光格子光強度に依存しない。キャンセル波長以外で光格子を構成した場合、シュタルクポテンシャルの項がキャンセルせず、遷移周波数は光格子光強度に対し比例するシュタルクシフトが付加される。遷移周波数を様々な光格子波長において測定したのが図 3 である。遷移周波数が光強度に対し一次の振る舞いをしていることがわかる。ただし、キャンセル波長付近で傾きが 0 となっていることがわかる。そこで、この傾きをプロットしたのが、図 4 である。このグラフの  $y=0$  とのクロス点から、キャンセル波長は 813.42(1)nm であることがわかった。

### [キャンセル波長における狭いスペクトルの観測]

同定されたキャンセル波長で光格子を構成することにより、トラップポテンシャルの影響を受けない無摂動スペクトルの観測を行った。プローブ時間は 40ms、プローブ光強度は飽和広がりがあるプローブレザーの線幅と同程度となる強度でスペクトルを観測した。スペクトルを図 5 に示す。観測された線幅は、フーリエ限界であるが、プローブ時間を延ばしても線幅は変わらないため、プローブレザー光の周波数ジッターによるレーザー線幅 (20Hz 程度) が、スペクトルの幅を制限していることがわかる。

### [時計遷移の絶対周波数測定]

光周波数コムを用いて、時計遷移をプローブしているレーザーの周波数をセシウム原子時計とリンクさせ、時計遷移の絶対周波数を測定した。また、セシウム原子時計は、GPS を用いて国際標準時と比較することによりオフセット周波数のキャリブレーションをしている。図 6 が、得られた測定値である。全測定値を重み付き平均することにより時計遷移の絶対周波数  $f_0=429,228,004,229,952(10)\text{Hz}$  が得られた。本研究では、光格子中にトラップされた原子を用いる高安定原子時計を提案し、実際に有用であることを示した。得られた結果をまとめると、以下ようになる。

光格子中において、時計遷移(自然幅 1mHz)のスペクトルを観測した。時計遷移の上下準位におけるシュタルクポテンシャルをキャンセルする光格子レーザーの波長を実験的に導いた。得られたキャンセル波長を用い、時計遷移の超精密分光(スペクトル線幅 27Hz)を行った。光周波数コムおよび GPS を用いて国際原子時(TAI)とリンクすることにより、時計遷移の絶対周波数を決定した。

### [まとめと本系の今後の展望]

本系における今後の課題として、本研究では一次元光格子を用いたため、衝突シフトが生じてしまうが、三次元光格子への拡張、もしくはフェルミ統計性を利用した衝突シフトの抑制を行うことにより、衝突シフトの抑制は可能である。また、本研究においても衝突シフトの測定を行ったが、今回用いたプローブレザーの線幅では有意なシフトは得られなかった。衝突シフト等のわずかなシフトの影響を議論するためには、さらなるプローブレザーの安定化が必要になるものと思われる。また、二光子共鳴による高次のシュタルクシフトも光格子時計の安定度に大きな影響を与えるため、その大きさを実験的に見積もる必要がある。実験的には、光格子に捕捉される原子数のシーケンスごとのふらつきが観測の S/N 比を大きく落としているため、原子数のキャリブレーションを行う必要がある。最後に、本研究で得られた結果から既存のスキームに対しあと 1~2 桁と迫る安定度が得られ、さらに上述の改善を行うことにより、光格子時計は光周波数標準でもっとも有望な系となるものと考えられる。