

## 3-2-3 原子泉コリメーションによる周波数安定度の向上

### 3-2-3 *The Improvement of Frequency Stability Using the Collimation Apparatus of the Launched Atomic Fountain*

梶田雅稔  
KAJITA Masatoshi

#### 要旨

本論文では、鉛直方向に打ち上げられた原子泉の水平方向の速度成分を抑えるための新たな方法として、鉛直方向のレーザービームを用いることを提案する。このレーザー光は、分散力によって水平方向に調和ポテンシャルを形成する。原子の初期位置がレーザービームの中心付近であるならば、水平方向の速度成分は調和振動の1/4周期後にはほとんどゼロになる。この瞬間にレーザー光を切ることによってその後の水平方向の速度成分は非常に小さなものになる。この方法は原子泉型周波数標準器で観測されるスペクトルのS/N比を向上させるのに有用であると考えられる。

We describe a new method of reducing the horizontal velocity components of launched atoms using a laser beam in the vertical direction. This laser beam produces a harmonic potential in the horizontal direction. If the initial atomic position is close to the center of the laser beam, the horizontal velocity component becomes almost zero after a quarter period of harmonic oscillation. If the laser is switched off at this moment, the horizontal velocity component is very small afterwards. This method is expected to be useful to improve the S/N ratio of the spectrum observed with the atomic fountain frequency standard.

#### [キーワード]

原子泉, コリメーション, 分散力, 調和ポテンシャル, 位相空間体積  
Atomic fountain, Collimation, Dipole force, Harmonic potential, Phase space volume

## 1 はじめに

我々はレーザー冷却法によって数 $\mu\text{K}$ 程度に冷却されたセシウム原子を鉛直方向に打ち上げ、上昇と落下の過程でマイクロ波共振器を2度通過させてRamsey信号を観測する原子泉型周波数標準器を開発中である(3-2-2参照)。このとき得られる信号のS/N比は原子泉が打ち上げられた後に水平方向に拡散する程度によって決定される。原子を $2\mu\text{K}$ 程度まで冷却したとすると速度成分は平均 $1.6\text{cm/s}$ 程度になり、1秒の間に直径 $3.2\text{cm}$ 程度まで広がってしまう。マイクロ波共振器の穴が直径 $1\text{cm}$ とするとマイクロ波と2度相互作用して、Ramsey信号に寄与する原子は打ち上げられた原子の1/10程度でしかないことにな

る。水平方向の速度成分を数 $\text{mm/s}$ 程度に抑えることができればS/N比が大幅に上がって、周波数安定度の向上につながることを期待できる。そのため、ラマン冷却によって水平速度の速度成分を抑える試みが行われたりしているが複雑な操作を必要とし、2次元的な冷却効果を得るには至っていない[2]-[4]。

これまで行われたレーザー冷却はすべて散乱力によるものである。散乱力は原子が光子を吸収したり放出したりするときに受ける力である。散乱力は保存力ではないので、位相空間体積を小さくすることが可能であるが、自然放出のときにランダムな方向に反跳力を受けるので、散乱力による力そのもので一光子反跳エネルギー以下の温度を得ることは不可能である。それ以

下の温度を得るために開発された Velocity Selective Coherent Population Trap (VSCPT)[5] やラマン冷却[4]は、いずれも速度がゼロに近い原子がそれ以降散乱力を受けないようにすることを目的としている。

原子が光から受ける力としては他に分散力がある。これは光電場と、それに誘起された原子の双極子モーメントの相互作用である。これは保存力であるため、位相空間体積を変えることはできない。そのため、これまで主に極低温原子をトラップすることに用いられてきた。最初のころは共鳴周波数に近い周波数のレーザーが用いられてきたが[6]、後に共鳴を大きく外れた周波数のレーザー光を用いることが多くなった[7][8]。周波数が共鳴から大きく外れると十分なトラップポテンシャルを得るのに大きなレーザーパワー密度を必要とするが、散乱による加熱効果が無視できるので高密度のトラップを得るのに有利である。

本論文では、レーザー光から受ける分散力を利用して原子泉の水平方向の速度成分を小さくする方法を提案、解析を行う。分散力で位相空間体積を変えることは不可能であるが、位置分布を広げながら運動量分布(速度分布)を小さくすることは可能である。速度分布が最小になった時点でレーザー光の照射を停止すれば、その後最小の速度分布が維持されることになる。非共鳴のレーザー光を用いれば散乱の影響を無視することができ、一光子反跳エネルギー以下の温度を得ることも可能である。

## 2 1次元モデルでの解析

原子が光より受ける分散力によって得られるポテンシャル  $U(x, y, z)$  は次のように表される。

$$U(x, y, z) = -\frac{1}{2} \alpha E_0^2 I(x, y, z) \quad (1)$$

ここで  $\alpha$  は原子の分極率で、レーザー光が非共鳴赤外領域ならばDC電場での値で近似できる(Cs原子の場合は  $59.6 \text{ \AA}^3$ )。  $I(x, y, z)$  は光の進行方向を  $z$  軸にとった場合のパワー密度分布で  $I(0, 0, 0) = 1$  としている。  $E_0$  は  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  における光電場の振幅である。

本章では

$$I(x, y, z) = \exp\left[-\frac{x^2}{(\Delta x)^2}\right] \quad (2)$$

の場合を考える。ここで  $\Delta x$  はレーザーのパワー密度分布の広がりを示すパラメータである。すると原子の運動方程式は

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x \exp\left[-\frac{x^2}{(\Delta x)^2}\right]$$

$$\omega^2 = \frac{\alpha E_0^2}{M(\Delta x)^2} \quad (3)$$

で表される。ここで  $M$  は原子の質量である。  $x\Delta \ll x$  が満たされれば式(3)は

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x \quad (4)$$

で近似される。ここで、  $0 < t < T$  の時間だけレーザー光を照射して  $T < t$  は照射しないとすると、  $x$  方向の位置と速度成分 ( $v_x$ ) の時間変化は

$$\begin{aligned} v_x(t) &= v_x(0) \cos \omega t - x(0) \omega \sin \omega t & 0 < t < T \\ &= v_x(T) & T < t \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} x(t) &= x(0) \cos \omega t + \frac{v_x(0)}{\omega} \sin \omega t & 0 < t < T \\ &= x(T) + v_x(T)(t - T) & T < t \end{aligned} \quad (5)$$

ここで  $T = \pi/2\omega$  とすると  $v_x(0)$  の値にかかわらず  $v_x(T)$  は  $-x(0)\omega$  となる。初期位置がレーザー

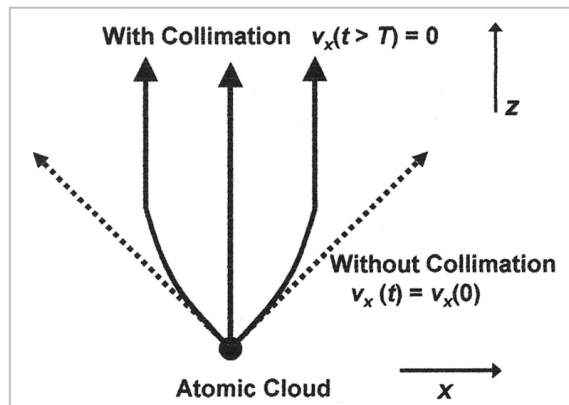


図1 打ち上げ後の原子軌道

本論分ですすコリメーションを行った場合と行わなかった場合の打ち上げ後の原子の軌道を示す。ここでは原子の初期位置をレーザービームの中心としている。

ビームの中心にある ( $x(0)=0$ ) ならば  $x$  方向の速度成分は  $t > T$  で初速度によらず、完全にゼロになる。図1に、 $x(0)=0$  としたときの原子の軌道を示す。実際にはすべての原子の初期位置が正確にレーザービームの中心にあるわけではなく、初期位置がレーザービームの中心から外れた原子は加速されることもある。そのため  $v_x(t > T)$  の分布を表す温度は  $x(0)$  の分布の幅に依存することになる。ここで1例として

$$\begin{aligned} \Delta x &= 1.5 \text{ mm} \\ T &= 0.1 \text{ s } (\omega = 2\pi \times 2.5 \text{ radian/s}) \end{aligned} \quad (6)$$

を仮定する。Cs原子でこの条件を満たす時、 $x=0$  におけるパワー密度は  $25.4 \text{ W/cm}^2$  ( $E_0 = 1.38 \times 10^5 \text{ V/m}$ ) になる。 $x(0)$  を  $0.5 \text{ mm}$  とすると  $v_x(T)$  は  $7.8 \text{ mm/s}$  になる。ただし、この見積もりは式(3)を式(4)で近似することで導かれたものであり、実際には  $0 < t < T$  の時間内に  $|x| \ll \Delta x$  を常に満たすときに有効である。 $x(0)$  を  $0 \text{ mm}$ 、 $\pm 0.5 \text{ mm}$  として式(3)より求められた  $v_x(T)$  の値を、 $v_x(0)$  の関数として計算した結果を図2に示す。 $v_x(T) = -x(0)\omega$  による見積りは  $v_x(0) < 1 \text{ cm/s}$

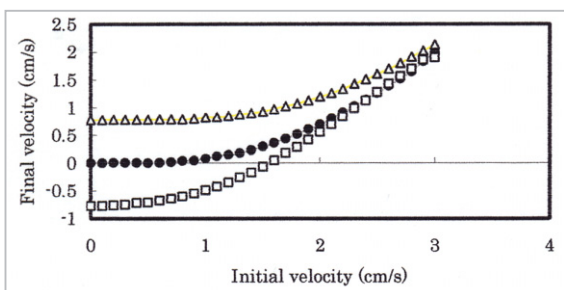


図2 コリメーション後の速度成分

式(6)の条件でコリメーションレーザーを照射した後の速度を初速度の関数として表す。●が  $x(0)=0 \text{ mm}$ 、△が  $x(0)=-0.5 \text{ mm}$ 、□が  $x(0)=0.5 \text{ mm}$  の場合をそれぞれ表す。

で成り立っている。 $v_x(0)$  の分布を表す温度が  $3 \mu\text{K}$  以下、 $x(0)$  の分布が  $\pm 0.5 \text{ mm}$  の範囲とすると、 $v_x(T)$  の分布は偏光勾配冷却では到達できない低い温度で表されることが分かる。

実際に  $v_x(t > T)$  の分布を示す温度を見積もるために、初期の速度、位置とも下に示すようにガウス型分布をすると仮定する。ここで、 $\delta v(0)$ 、 $\delta x(0)$  はそれぞれ初速度、初期位置の広

がりの分布を示すパラメータである。

$$\begin{aligned} \rho_{v_x(0)} &= \frac{1}{\delta v \sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{v_x(0)^2}{(\delta v)^2}\right] \\ \rho_{x(0)} &= \frac{1}{\delta x \sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{x(0)^2}{(\delta x)^2}\right] \end{aligned} \quad (7)$$

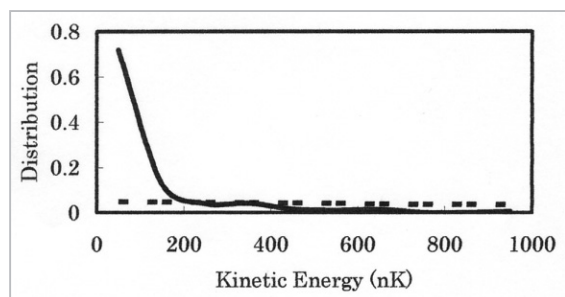


図3 1Dコリメーション後のエネルギー分布

式(6)(7)の条件(1次元)でコリメーションレーザー光を照射した後の運動エネルギー分布を実線を示す。点線は初期状態での運動エネルギー分布を示す ( $2.6 \mu\text{K}$  で熱平衡)。

図3では  $\delta v = \text{cm/s}$  ( $2.6 \mu\text{K}$  に相当)  $\delta x = 0.25 \text{ mm}$  とした場合に、式(6)の条件で非共鳴赤外レーザー光を照射した後の運動エネルギー分布を示す。運動エネルギー分布は近似的に  $100 \text{ nK}$  程度の温度で表される。この結果は平均速度を単純に、 $v(T) = \omega \delta x = -3.75 \text{ mm/s}$  ( $110 \text{ nK}$ ) と見積もった結果に一致する。ただし、初速度が大きな原子には上記のとおり調和ポテンシャルによる減速力が働かないので、 $200 \text{ nK}$  以上の運動エネルギーを持つ原子の割合は  $100 \text{ nK}$  で考えた熱平衡状態での分布よりも大きくなる。

### 3 2次元モデルでの解析

2次元モデルでは円筒座標を考えるほうが便利である。レーザーパワー密度分布は

$$\begin{aligned} I(r) &= \exp\left[-\frac{r^2}{(\Delta r)^2}\right] \\ r^2 &= x^2 + y^2 \end{aligned} \quad (8)$$

で表されるとする。ここで  $\Delta r$  はレーザービーム

のスポットサイズを表すパラメータである。遠心力を考慮して、1次元モデルに用いた式(3)を

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\omega^2 r \exp\left[-\frac{r^2}{(\Delta r)^2}\right] + \frac{L^2}{Mr^3}$$

$$\omega^2 = \frac{\alpha E_0^2}{M(\Delta r)^2}$$

$$L = xv_y - yv_x \quad (9)$$

と書き換える必要がある。レーザー光の分散力はz軸に対して対称であるためLは変化しない。そのため、運動エネルギーは

$$K(t) = \frac{M}{2} \left[ v_r(t)^2 + \left( \frac{L}{r(t)} \right)^2 \right]$$

$$v_r = \frac{xv_x + yv_y}{r} \quad (10)$$

で表される。

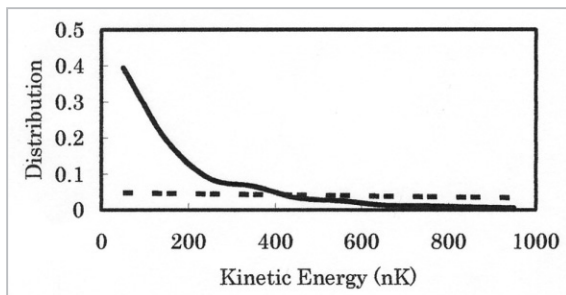


図4 3D コリメーション後のエネルギー分布

式(11)(12)の条件(2次元)でコリメーションレーザー光を照射した後の運動エネルギー分布を実線で示す。点線は初期状態での運動エネルギー分布を示す(2.6 μKで熱平衡)。

図4に以下の条件でレーザー光を照射したときの  $K(T)$  の分布を示す。

$$\begin{aligned} \Delta r &= 1.5 \text{ mm} \\ T &= 0.1 \text{ s } (\omega = 2\pi \times 2.5 \text{ radian/s}) \end{aligned} \quad (11)$$

初期速度、位置分布は以下のように表されると仮定している。

$$\rho_{v_x(0), v_y(0)} = \frac{1}{\pi(\delta v)^2} \exp\left[-\frac{v_x(0)^2 + v_y(0)^2}{(\delta v)^2}\right]$$

$$\delta v = 1.8 \text{ cm/s (2.6 } \mu\text{K に相当)}$$

$$\rho_{r(0)} = \frac{2r(0)}{(\delta r)^2} \exp\left[-\frac{r(0)^2}{(\delta r)^2}\right]$$

$$\delta r = 0.25 \text{ mm} \quad (12)$$

$K(T)$  の分布は180 nKの温度で近似的に表すことができ、1次元モデルで計算したときより高い温度であることが分かる。これは遠心力が非調和項を与えるためである。しかしそれでもCs原子の一光子反跳エネルギー(200 nK)よりも低い温度を達成することができる。

## 4 考察

本論文で用いた方法で、原子の1、2次元方向の速度成分を減少させて一光子反跳エネルギーを下回る温度を得ることができる。これまで開発されてきたVSCPTやラマン冷却でも一光子反跳エネルギー以下の温度を得ることができるが、いずれも特定の量子的エネルギー構造を持つ原子にのみ適用可能である。今回提案した方法は、原子のエネルギー構造によらないので基本的にどんな原子にも適用可能である。また、1本のコリメーションレーザーのみが必要なので装置が非常に単純である。

式(4)で示された近似が適用できるためには分散力によって作られるポテンシャルの深さが原子の初期運動エネルギーよりも大きくなければならない。式(11)で示された条件を非共鳴な赤外レーザーで得るには360 Wのパワーが必要である。しかし、コリメーション効果はレーザー周波数には依存しない(離調が大きい場合)ので単一周波数である必要はなく、マルチラインのCO<sub>2</sub>レーザーを用いれば十分に可能なパワーである。また、コリメーションレーザー光は定在波でもよいので、コリメーション部分に共振器を形成してその部分のパワー密度を上げることも可能である。

散乱レートが1/Tよりも十分小さくなる範囲

でレーザー周波数を共鳴周波数に近づければ、もっとずっと低いレーザーパワーでコリメーションを行うことができる。2 THzの離調で250 mWのレーザー光を用いれば式(11)は満たされる。そのとき、0.1sの照射時間内に散乱を受ける原子は全体の8%程度にすぎない。

コリメーションレーザーのパワー揺らぎはコリメーション後の水平方向速度成分に影響を与えるが、

$$T\delta\omega \ll \omega \frac{\delta v}{v} \quad (13)$$

が満たされれば大きな影響を与えない。式(12)で与えられた条件下では揺らぎの大きさが27%よりも十分小さければパワー揺らぎの影響は無視できる。

#### 参考文献

- 1 A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. N. Lea, and M. Bahoura: IEEE Trans. Ins. Meas. 44 (1995) 128.
- 2 S. Ghezali, K. Szymaniec, L. Gognet, J. Reichel, S. Bizet, and A. Clairon: Proc. 11<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum (March 4-6, 1997), p. 636.
- 3 D. Sullivan: private communication
- 4 J. Reichel, F. Bardou, M. Ben Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji: Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 4575.
- 5 A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji: Phys. Rev. Lett. 61, (1998) 826.
- 6 J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji: J. Opt. Soc. Am B 2 (1985) 1707.
- 7 S. Friebel, R. Scheunemann, J. Walz, T. W. H<sub>2</sub>nsch, and M. Weitz: Appl. Phys. B 67 (1998) 699.
- 8 K. M. O'Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm, T. A. Savard, S. Bali, C. Freed, and J. E. Thoma: Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4204.
- 9 C. Salomon: private communication

## 5 まとめ

本論文では打ち上げた原子泉の水平方向の速度成分を小さくする新しい方法を提案、解析を行った。式(12)で示された条件から打ち上げられた原子泉にコリメーションレーザーを照射することで水平方向の速度成分を4 mm/s程度にすれば、1s後の原子泉の広がり11 mmになる。マイクロ波共振器の穴の直径を1 cmとすると、打ち上げられた原子の80%がRamsey信号に寄与できることになり、大幅なS/N比の向上が期待される。このコリメーション法は原子泉ばかりでなく、衛星内で用いられるspace clockにも使用可能である。

本研究とは独立にC. Salomon (ENS, フランス) も同じ方法を考案していたことを付記しておく[9]。



かじたまさとし  
梶田雅稔

電磁波計測部門原子周波数標準グループ主任研究員 理学博士  
量子エレクトロニクス、原子分子物理