

# 解説

## 光による原子の操作

池上 健・杉山 和彦

計量研究所量子部 〒305 つくば市梅園 1-1-4

(1990年4月3日受理)

### Manipulation of Atoms by Light

Takeshi Ikegami and Kazuhiko Sugiyama

Quantum Metrology Department, National Research Laboratory of Metrology,  
1-1-4, Umezono, Tsukuba 305

#### 1. はじめに

光の放射力を用いて原子を操作する技術が、レーザーの発展に伴い非常に注目されつつある。たとえば、光の放射圧で原子ビームを減速することができる。また、減速された原子を光でつかむことさえ可能となっている。

この技術を用いれば、分光学上の大きな問題である2次ドップラー効果の影響を抑えることができる。ほかに、実用的には、a) 原子時計の精度向上<sup>1)</sup>、b) “原子ビーム”光学の実現<sup>2)</sup>、また学問的には、c) 光の波長より小さな領域に原子集団を高密度で圧縮したときの振舞いの観測<sup>3)</sup>、d) 原子同士の波動関数の干渉実験<sup>4)</sup>、などその応用は枚挙にいとまがない。

本解説では、光による原子の操作技術の現状を振り返り、実験に要求されるレーザーの性能をまとめる。以下、第2節では理論をまとめ、第3節では実験の現状を述べる。第4節では最近の新しい話題を紹介する。以上をもとに第5節では必要なレーザーの特性をまとめ、最後に第6節でこれからの実験的興味について言及する。

#### 2. 理論

図1のように原子に光を照射する場合を考える。光の強度が小さいときには、光が原子の運動に及ぼす影響としては以下で説明する、①散乱力、②勾配力、③速度拡散、の効果のみ考えればよい。光の電場を  $\mathbf{E} = (1/2)\mathbf{E}_0(\rho)\exp(i\omega t) + c. c.$  とし、原子の複素感受率を  $\alpha = \alpha' - i\alpha''$  とすると原子に働くローレンツ力は、

$$\mathbf{F}_{\text{atom}} = \omega\alpha''\epsilon_0\mathbf{E} \times \mathbf{B} + (1/2)\alpha'\epsilon_0\nabla|\mathbf{E}|^2 \quad (1)$$

と表せる。第1項は電場により誘起された電気双極子に働く磁気力を表し、ポインティングベクトルに比例する。第2項は電気双極子のポテンシャルエネルギー  $V = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$  の勾配である。前者は散乱力あるいは放射圧と呼ばれ光の進行方向を向き、後者は勾配力あるいは双極子力と呼ばれ光の強度勾配(あるいはその反対)の方向を向く。原子を2準位系と仮定し、感受率の表式<sup>5)</sup>を具体的に代入すると

$$\langle \mathbf{F}_{\text{scat}} \rangle = \hbar k \gamma \mathbf{e}_z \frac{G(\rho)}{1 + G(\rho) + (\Delta - kv_z)^2/\gamma^2} \quad (2)$$

$$\langle \mathbf{F}_{\text{grad}} \rangle = -\hbar \nabla G(\rho) \frac{\Delta - kv_z}{1 + G(\rho) + (\Delta - kv_z)^2/\gamma^2} \quad (3)$$

が得られる<sup>3)</sup>。ここで、 $G(\rho) = (1/2)(\mu\mathbf{E}_0(\rho)/\hbar\gamma)^2$  は飽和パラメーター、 $\Delta = \omega - \omega_0$  は離調角周波数、 $\omega_0$  は原子の共鳴角周波数、 $\mu$  は遷移双極子モーメントの行列要素、 $2\gamma = \tau^{-1}$  は自然幅、 $v_z$  は原子の速度のz成分である。散乱力はローレンツ形であるのに対し、勾配力は分散形である。以下、三つの効果を個々に考える。

##### 2.1 散乱力

散乱力は光子像では次のように説明される。照射する光の波数ベクトルを  $\mathbf{k}$  とする。原子が1個の光子を吸収し励起状態に遷移すると運動量の保存則から、 $\Delta\mathbf{v} = \hbar\mathbf{k}/m$  の速度変化を生じる。引き続きこの励起原子が誘導放射で光子を放出する場合は、同じモードに光子が放出されるため速度変化は  $-\Delta\mathbf{v}$  となり差引の速度変化はゼロになる。一方、自然放出で放出する場合は、光子の

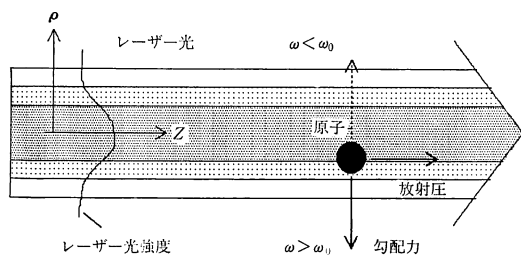


図 1 光が原子に及ぼす力

放出方向はランダムであるため平均的速度変化はゼロで、差引の速度変化は  $\hbar \mathbf{k}/m$  となる。したがって散乱力は単位時間に吸収される光子数 (= 単位時間当りの自然放出の数)<sup>5)</sup> に  $\hbar \mathbf{k}$  を掛けたものになり、再び(2)式が得られる。

光の強度が強いとき ( $G \gg 1$ ) には

$$\langle \mathbf{F}_{\text{scat}} \rangle = (1/2) \hbar \mathbf{k} / \tau \quad (4)$$

となり力の飽和が起きる。これは、 $\tau$  より長い時間スケールで観測すれば、原子は平均として 1/2 の確率で上の準位に存在し、かつエネルギーの高い準位に存在する原子が 1 回の自然放出を生じる時間は  $\tau$  であることによる。

### 2.2 勾配力

勾配力は、電場によって誘起された原子の双極子モーメントと元の電場との相互作用エネルギー  $V = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$  を小さくする方向に向かう。電場に対する誘起双極子モーメントの位相の遅れを  $\phi$  とすると、時間平均した  $V$  は

$$V = \langle -\mathbf{p}_0 \cos(\omega t + \phi) \cdot \mathbf{E}_0 \cos \omega t \rangle = -E_0^2 \cos \phi \quad (5)$$

となるので、 $E_0$  が位置の勾配を持てば  $\phi$  の大きさに応じて原子は電場の大きく(小さく)なる方向の力を受ける。

勾配力は保存力であり、ポテンシャル  $U$  を用いて

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = -\text{grad } U(\mathbf{x}) \quad (6)$$

$$U(\mathbf{x}) = (1/2) \hbar (\Delta - k v_z) \ln \left[ 1 + \frac{G(\mathbf{x})}{1 + (\Delta - k v_z)^2 / \gamma^2} \right] \quad (7)$$

と表される。

### 2.3 拡散

原子集団には上記の平均的な放射力が働くとともに、自然放出の方向のゆらぎ、および誘導遷移の遷移数のゆらぎにより速度の拡散も生じる。すなわち、最初に原子ビームが鋭く絞られていても、相互作用するにつれて広がりが生じてくる。前者に起因する速度拡散テンソルは

$$D_{jj}^a = (1/2) v_r^2 \gamma \frac{\langle \cos^2 \theta_j \rangle G}{1 + G + (\Delta - k v_z)^2 / \gamma^2} \quad j = x, y, z \quad (8)$$

と表され、ほぼ等方的な速度拡散を生じる。ここで、 $v_r = \hbar k/m$  は反跳速度、 $\theta_j$  は自然放出で放出される個々の光子の波数ベクトルと  $j$  軸のなす角である。一方、後者に起因するものは

$$D_{zz}^d = (1/2) v_r^2 \gamma \frac{G}{1 + G + (\Delta - k v_z)^2 / \gamma^2} \quad (9)$$

と表され、光の進行方向のみに拡散を生じる<sup>3)</sup>。単位時間当りの自然放出数の分布をポアソン分布と仮定すれば、散乱数のゆらぎ = 毎秒当りの散乱数 (遷移が飽和している場合には  $\approx \gamma$ ) だから

$$\text{速度の拡散係数} \approx v_r^2 \times \gamma \quad (10)$$

となることは物理的にも理解できる。

### 2.4 フォッカー・プランク方程式

以上の議論から、 $\tau$  より長い時間スケールでは光の場の中での原子の運動はブラウン運動にほかならず、原子集団の速度分布関数は(2)、(3)式のドリフト係数と(8)、(9)式の拡散係数を持つフォッカー・プランク方程式を満たす<sup>6)</sup>。

## 3. 実験の現状

これまでの実験は、操作する次元順に、①原子ビームの減速、②原子ビームの反射・集束、③原子の捕捉に大別できる。したがってこの順序で述べる<sup>7)</sup>。

実験は主に Na の  $D_2$  線 (波長 589 nm) を用いて行われている。これは、波長可変でパワーの大きなレーザーがこの周波帯で利用可能なことによる。

### 3.1 減速

Na 原子を  $D_2$  線に同調した光の放射圧で減速する場合を考える。Na は光子を 1 個吸収するたびに

$$\Delta v = h\nu / Mc = 3 \text{ cm/s} \quad (11)$$

ずつ減速する。  $T \approx 1000 \text{ K}$  の熱速度の原子ビームを考えると初速  $v_0 = \sqrt{3 k_B T / m} = 1000 \text{ m/s}$  であるから、原子は

$$N = v_0 / \Delta v \approx 3 \times 10^4 \text{ 個} \quad (12)$$

の光子を吸収したとき速度 0 になる。光の強度が強く遷移が飽和していれば(4)式から加速度は

$$a = \Delta v / 2\tau \approx 10^6 \text{ m/s}^2 \quad (13)$$

であるから、Na 原子は約 1 ms の時間で約 50 cm の距離を走って停止する。この時、自然放出による速度拡散は

$$\delta v \approx N^{1/2} \Delta v \approx 5 \text{ m/s} \quad (14)$$

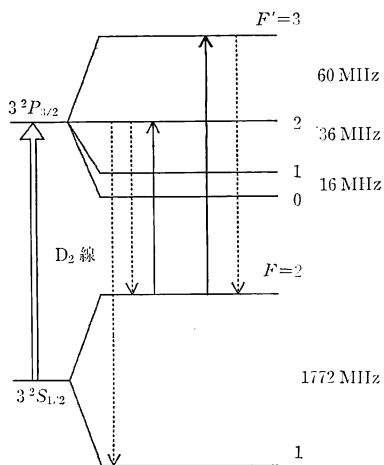


図 2 Na の D<sub>2</sub> 線に関するエネルギー準位

になる。しかし、実際に原子の速度をゼロにまで減速するには次の二つの問題を解決しなければならない。

一つはドップラーシフトの問題である。上記の見積りから原子は 200 個の光子を吸収すると速度が 6 m/s 変化する。これは Na の D<sub>2</sub> 線の自然幅 10 MHz に相当するドップラーシフトを生じる。したがって、最初にレーザーの周波数が原子に同調していても、光子を数百個吸収すると同調がはずれてしまう。このドップラーシフトを補償するため

- ① 原子の減速にあわせてレーザーの周波数を同期が外れないように大きくしていく
- ② レーザーの周波数は固定したまま逆に原子の周波数をゼーマン効果を利用して小さくしていく

などの方法が行われている。

もう一つは光ポンピングの問題である。これまでは原

子を 2 単位系と仮定していたが、実際の Na 原子は図 2 に示すように基底状態は二つの、励起状態は四つの超微細準位を持つ。たとえば図に示すように Na を  $3S_{1/2}$ ,  $F=2 \rightarrow 3P_{3/2}$ ,  $F'=3$  に同調したレーザーで減速する場合を考える。このとき、励起状態の  $F'=2$  準位は  $F'=3$  準位からわずか 60 MHz (自然幅の 6 倍) しか離れていないので非共鳴の励起が生じる。この場合  $F'=3$  への遷移 100 回につき  $F'=2$  への遷移 1 回の割合で遷移が生じるので数百回の光子の吸収で原子は  $F=1$  の状態に光ポンピングされてしまい、光子が  $F=2$  の状態から励起されなくなる。これを補正するため

- ① もう 1 本のレーザーで逆向きの光ポンピングを起こし原子を冷却サイクルに戻す
- ② 偏光を利用して磁気量子数に対する選択規則を用いる

などの方法が行われている。

実際のゼーマン効果を用いた原子ビームの減速のセットアップを図 3 に示す<sup>9)</sup>。ここでは、光ポンピングを避けるために円偏光と選択規則を利用している。すなわち、レーザー光は Na の  $3S_{1/2}$ ,  $F=2$ ,  $m_F=2$  準位から  $3P_{3/2}$ ,  $F'=3$ ,  $m_{F'}=3$  準位に同調された  $\sigma^+$  偏光でパワーは約 30 mW である。ソレノイドコイルは原子が減速されるにつれてゼーマン分裂を変化させレーザーの同調を保つ役割をする。磁場の強さは原子ビームのコイルへの入射点で最大で 0.12 T 程度、出射点でバイアスレベル 0.02 T 程度となっている。

レーザーの周波数を掃引する方法でも同様の実験が行われ、速度 0 の原子を生成することに成功している<sup>9)</sup>。

### 3.2 反射・集束

制御された原子を用いた“原子”顕微鏡などを目的として原子ビームの反射、あるいは集束の実験が行われて

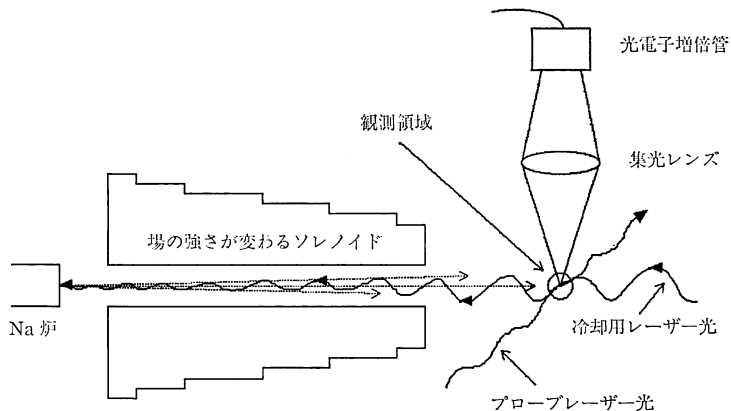


図 3 ゼーマン効果を利用した原子ビームの減速

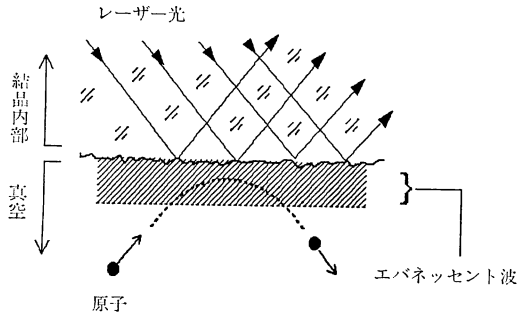


図4 勾配力による原子の反射

いる<sup>2)</sup>。ここでは具体的な実験例として勾配力による原子の反射について述べる<sup>10)</sup>。

原子ビームをレーザー光で反射させる原理は図4に示すように、光が全反射の際に反対側にしみだす現象すなわちエバネッセント波を利用したものである。エバネッセント波の強度はほぼ $\lambda$ の距離でフルパワーからゼロにまで減少するため、通常の光学系ではとうてい実現できない強度勾配が生じている。ここに原子を入射させれば非常に大きな勾配力が働き、原子を非接触で反射させることができる。勾配力は分散形だから、周波数をうまく同調しておけば一つの状態の原子のみ反射させ、別の状態の原子は鏡に引き込むことが可能である。鏡の面に接触した原子は表面の凸凹で乱反射するため強度が非常に弱くなる。実験は Na 原子の  $D_2$  線を用いて行われた。飽和パラメーターは  $10^5$  程度、離調は  $+2.6$  GHz 程度で、エバネッセント波によるポテンシャルの井戸の高さは Na 原子では  $4.3$  m/s 程度に相当する。基底状態の  $F=2$  の原子はほぼ 100% 反射され、一方、 $F=1$  の原子の反射率は  $F=2$  の原子の反射率の 100 分の 1 であった。この技術を発展的に応用したものとして原子を貯えるキャビティなどが提案されている<sup>2)</sup>。

### 3.3 捕 捉

原子をレーザー場の中に捕捉するためには

- ① 原子の3次元的な冷却
- ② 原子を空間的に閉じ込めるためのポテンシャルの井戸

の二つが必要である。まず前者についてのべる。

図5に示すように6方向から  $\Delta < 0$  の光を照射することにより原子の3次元的な冷却が可能である。このとき、原子の速度分布は、放射力に起因し原子を止めようとする“粘性”力と拡散により原子の速度を広げようとする“加熱”との釣り合いで決まるマクスウェル分布となり、平衡温度は

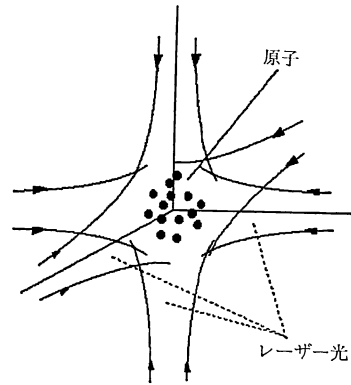


図5 原子の3次元的冷却と捕捉

$$T = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} \left[ \frac{\gamma}{|\Delta|} + \frac{|\Delta|}{\gamma} \right] \quad (15)$$

と表される<sup>3)</sup>。この状態は粘性の高い光の蜜の中を原子が動いているのと似ているため光モラセス (糖蜜) と呼ばれる。最小温度は、離調角周波数  $\Delta = -\gamma$  のときに達成され、

$$T_{\min} = \hbar\gamma/k_B \quad (16)$$

となる。これをドップラー冷却限界とよび、Na の  $D_2$  線では  $T_{\min} \approx 240 \mu\text{K}$ 、Cs の  $D_2$  線では  $T_{\min} \approx 120 \mu\text{K}$  となる。

次の、原子を空間的に捕捉するためのポテンシャルを考える。図5のようなガウスビームを用いた場合、軸対称な強度勾配を持つため勾配力が働き捕捉も可能になりそうだが、このように冷却用レーザーの勾配力を捕捉のポテンシャルとして兼用する方法では、ポテンシャルの井戸が浅く捕捉は不可能である<sup>3)</sup>。真の捕捉を達成するにはポテンシャルの井戸の深さを原子の運動エネルギーに比較してはるかに大きくしなければならず、このため、閉じ込め用の場を別に用意する必要がある。

閉じ込め用の場としては、①磁場を用いる<sup>11)</sup>、②もう1本の鋭く集束したレーザーを用いる<sup>12)</sup>、③ゼーマン分裂を利用する<sup>13)</sup>、の三つの方法が採用されそれぞれ安定な捕捉に成功している。たとえば③では色素レーザーを用い、レーザー当たり  $10 \text{ mW/cm}^2$  程度の光強度、 $-10$  MHz 程度の離調で井戸の深さ  $\approx 0.4 \text{ K}$  を達成し、真空度  $5 \times 10^{-11}$  Torr で2分間  $10^7$  個の原子を  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  以上の密度で捕捉した。

この3次元的冷却では理論的には Na 原子の冷却限界は離調  $\Delta = -5 \text{ MHz}$  のとき、 $T_{\min} = 240 \mu\text{K}$  となるはずであるが、実際には  $\Delta = -200 \text{ MHz}$  のときドップラー冷却限界以下の温度  $43 \pm 20 \mu\text{K}$  になることが米国標

準技術研究所のグループにより見いだされた<sup>14)</sup>. この現象は、原子が実際には多準位であることに起因し、運動エネルギーが内部エネルギーに変換される過程によると考えられている<sup>15)</sup>.

#### 4. その他の話題

この節では、これまでの定式化では説明できない新しい現象、およびイオントラップへの応用などを述べる.

##### 4.1 ドップラー冷却限界以下までの冷却

前節でも示したように、式(16)のドップラー冷却限界はすでに達成された. 新しい到達温度の目標としては—光子の反跳エネルギー—

$$E_R = (\hbar k)^2 / 2M \quad (17)$$

があげられており、反跳限界と呼ばれる. これは Na では 835 nK, Cs では 48 nK となる. さらに反跳限界以下まで冷却する方法もいくつか提案されているがここではすでに実験で基本的特性が確認されている速度選択的コヒーレントポピュレーショントラッピングの方法を紹介する.

図6のように  $\Lambda$  型をした準位を持つ原子に二つのコヒーレントな光を照射する場合、各光がそれぞれ一方の遷移とのみ共鳴するとき、光とまったく相互作用しない基底状態のコヒーレントな重ね合わせの状態ができ励起状態の占有確率がゼロになることが知られている<sup>16)</sup>. これをコヒーレントポピュレーショントラッピングという. このことを逆に利用し、 $\Lambda$  形の準位構造を持つ原子に2本のレーザー光を照射してやるとドップラー効果のために上の条件を満たす速度の原子が自動的に選び出される. 基底状態の二つのエネルギーが縮退しているときには、両方のレーザーの周波数を等しくして定在波にしておけば条件が満たされるのは速度0の原子になる. このとき、励起状態の占有確率はゼロなので自然放出を

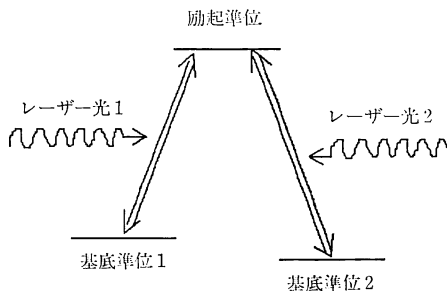


図6 ポピュレーショントラッピングの実現のために必要な原子の準位構造

起こさないため反跳の影響もない.

一方、動いている原子は条件が満たされないため散乱力が働き減速され、速度0になれば相互作用しない状態になるので原子は次々に速度がゼロの状態へ蓄積されていく. パリ北大学のグループは準安定準位にある He 原子を用い、縮退したゼーマン副準位を下の2準位として用い、円偏光を利用してこのような状態を作り、1次元のみだが  $2 \mu\text{K}$  という温度を得た<sup>17)</sup>. この実験でのドップラー冷却限界は1次元に対して  $23 \mu\text{K}$ , 反跳限界は  $4 \mu\text{K}$  である.

##### 4.2 誘導放射による冷却

従来の冷却方法は散乱力に基づくもので、力が飽和してしまうため速度0まで減速するにはメートル単位の距離が必要だった. しかし、最近誘導放射と自然放出の効果を巧妙に利用した非常に効率のよい冷却法が提案された<sup>18)</sup>.

光の強度が大きいときには誘導効果が主に効く. したがって、まずは誘導遷移が起こるモードのみ考えて原子の内部状態+場+相互作用のハミルトニアンを対角化し、次に自然放出の効果を取り入れたほうが取扱いが容易になる. これを衣を着た原子の方法という<sup>19)</sup>.  $\omega \approx \omega_0$  のときには相互作用を無視した場合のエネルギー準位は二つずつ縮退していて固有状態は  $|e, n\rangle$ ,  $|g, n+1\rangle$  となる. ここで、 $e, g$  は原子の内部状態、 $n$  は光子数を表す. また、離調  $\Delta$  は正とした. 相互作用を取り入れたときには図7のように縮退は解け、この場合の固有状

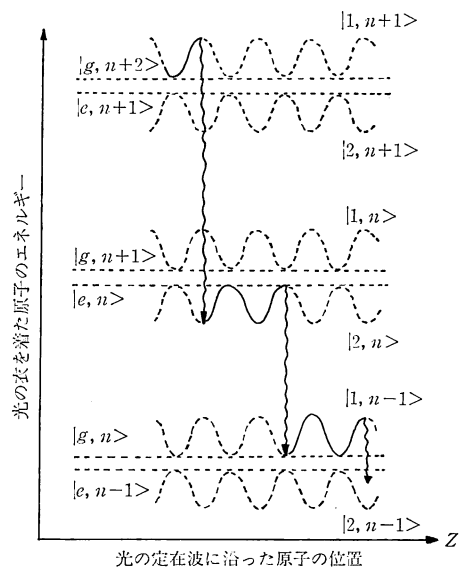


図7 光の衣を着た原子のエネルギー準位

態は  $|e, n\rangle$  と  $|g, n+1\rangle$  の重ね合わせになる. 光が定在波の場合, 図に示すようにエネルギーは原子の場所に依存し, 定在波の強度と同じ周期を持つ.

原子が定在波の  $x$  方向へ動くとし, 原子の運動エネルギーはポテンシャルの山の高さに比べて大きいとする. 原子がポテンシャルの山を登るとき, 運動エネルギーは減少する. そして, 山の頂上で  $|e\rangle$  状態の混じり具合がいちばん大きくなり自然放出を起こす確率が最大になる. このとき, 山から山に落ちるときは, ポテンシャルエネルギーは保存される. 一方, 図のように山から谷に落ちるときにはポテンシャルエネルギーは蛍光として失われるためエネルギーの散逸がおこり実質的な減速が生じる.

この冷却原理は, 散乱力による冷却と異なり光の強度を大きくしても飽和の影響を受けない. 1 蛍光光子当りの平均の運動エネルギーの減少は山の高さに比例し, その大きさは  $\hbar \times$ ラビ周波数  $\omega_1$  の程度である. したがって, 冷却速度は従来方式の  $\gamma/\omega_1$  倍とはるかに速い.

実験は 70 mW 程度のパワーの色素レーザーを用い Cs 原子ビームの横方向の速度を減速することで確認された<sup>18)</sup>.

#### 4.3 光による原子のコヒーレントな散乱

光の強度が大きいとき,  $\tau$  より短い時間に生じる現象はフォッカー・プランク方程式では扱えず, 光の中での原子のシュレーディンガー方程式を解く必要がある<sup>6)</sup>.

これまでにコヒーレント散乱に関して行われた実験は図 8 (a)に示すように定在波に垂直に, コリメートされた原子ビームを入射させ散乱されたビームの方向を検出する. コヒーレントな相互作用では自然放出を無視できるため速度の拡散は生じない. したがって, 光子の離散的な吸収・放出を検出できる. 原子が基底状態で定在波に入射し, 基底状態で出射する場合には光子の吸収の回数=放出の回数であるから, 定在波のどちらの進行成分から何個光子を吸収・放出したかに依存して  $\hbar k$  の偶数倍の運動量変化が観測される. 励起状態で出射する場合は奇数倍の運動量変化が観測される. 実際に原子の波動方程式を解くと, 光の定在波に対する原子ビームの入射角や離調周波数, 光強度に依存して, ある次数の方向に選択的に散乱されることがわかる. これは別の見方をすると光の格子による原子の散乱(回折)と見ることもできる. すなわち, 原子の結晶格子で X線がコヒーレントに散乱されるブラッグ散乱などの相補的な一面, すなわち光の格子(定在波)による原子のコヒーレントな散乱

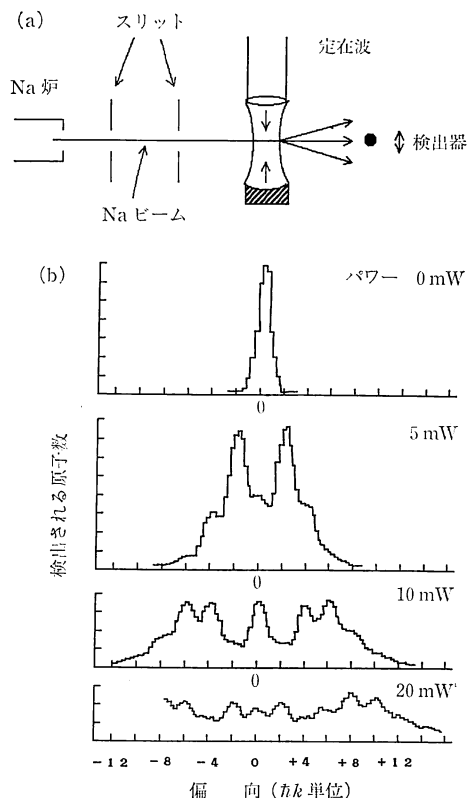


図 8 光の定在波による原子ビームのコヒーレントな散乱  
(a) 実験の模式図, (b) 実験結果

が観測されるのである. 回折の実験結果の例を図 8 (b)に示す<sup>20)</sup>. この場合  $2\hbar k$  の整数倍の所に選択的に運動量が移行していることがわかる. 奇数倍のピークが弱くなるのは, 最後に励起状態で出射した場合には検出器に到達するまでに自然放出が 1 回起きるため速度拡散が生じることによる.

この原理を用いて, 原子ビームをコヒーレントに分割する原子のビームスプリッターも作ることができる. さらにこのように回折された原子を用いて原子同士を干渉させる原子干渉計も提案されている<sup>4)</sup>.

#### 4.4 イオントラップへの応用

イオントラップに閉じ込められたイオンをレーザー冷却する場合は, サイドバンド冷却が行われる. その原理は次のようなものである. トラップされたイオンはトラップのポテンシャル中心の周りを振動しているので, イオンの吸収線は, 振動周波数の間隔でサイドバンドを持つ形になる. このサイドバンドの中で, もとの共鳴周波数よりも低周波側のものにレーザーを同調すれば, もと

の共鳴周波数との差に相当するエネルギーがイオンの運動エネルギーから放出され、イオンは冷却される。イオントラップの詳細については依田<sup>21)</sup>を参照されたい。

レーザー冷却されたトラップされたイオンについては、すでにラジオ波の領域では周波数標準器へ応用した実験も開始されている<sup>22)</sup>。とくに注目されることは、トラップされたイオンはレーザー冷却されるとその運動範囲がきわめて小さくなり、ただ1個だけを閉じ込めて長時間観測できるようになることである。空間に1個だけ浮かんだ孤立原子(イオン)は、壁や周りの原子の影響を受けないので物理学的には大変興味深い研究対象である。この孤立イオンを用いた実験を紹介する。

量子力学によれば、原子は光子を吸収あるいは放出した瞬間に別の準位に遷移する。これを量子ジャンプとよぶ。この現象がレーザー冷却された孤立イオンで初めて観測された<sup>23)</sup>。図9(a)のように三つのエネルギー準位を考える。線でつながれている遷移のみが許されている。準位0→1の遷移が生じるレーザー光を照射しレーザー冷却を行い、かつ準位1→0への遷移のときに生じる蛍光を観測する。そして、準位0→2の遷移を起こさせる光を弱くしてたまにしかこの遷移が起こりえないようにすると、原子が準位2に遷移した瞬間に観測している蛍光が消えて、図5(b)のような蛍光の変化が観測される。蛍光が消えている間は原子が準位2に留まっていることを示す。この蛍光が消えている時間を統計的に処理することにより準位2の寿命などを決めることができ

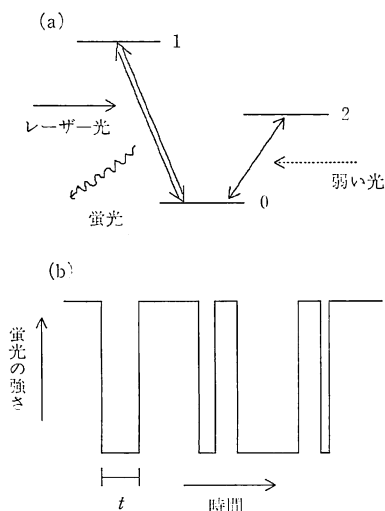


図9 量子ジャンプを観測するための原子の準位構造(a)と観測される蛍光の変化(b)  
t: 蛍光が消えている時間

る。狭発振線幅化したレーザーを用い、その発振周波数を掃引しながら量子ジャンプが起こる確率を測定していけば、準位2の寿命は長く、幅の狭い吸収線が得られるはずであり、周波数標準器の基準線としても注目されている<sup>24)</sup>。NISTのグループでは $\text{Hg}^+$ を用いて波長282 nmで幅172 Hzというきわめて鋭い吸収線を得ている<sup>25)</sup>。孤立イオンから生じる蛍光(光子の放出され方)は、photon antibunching, sub-Poissonian statisticsといった非古典的な放射場の特徴を示すことも調べられている<sup>26)</sup>。

## 5. 要求されるレーザーの性能のまとめ

この節では原子の操作に必要なとされる光源の主な特性をまとめる。利用できるレーザーの制限のため、実験はほとんど $\text{Na}(\lambda=589 \text{ nm})$ ,  $\text{Cs}(\lambda=852 \text{ nm})$ に限られているが、レーザー冷却の幅広い応用を考えるとさらに多くの原子について同様の実験が可能になることが望ましい。なお、最近では新しい試みとして $\text{Ne}$ などの希ガスを準安定状態を利用して捕捉する実験も行われている<sup>27)</sup>。

### 5.1 スペクトル幅

レーザー光にスペクトル幅 $\beta$ があるときには吸収線の幅は $\Gamma=\gamma+\beta$ となる。冷却限界を達成するにはスペクトル幅を自然幅より狭くする必要があり、 $\mu\text{K}$ までの冷却では

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}}=k_B T_{\text{min}}/\pi\hbar \approx 40 \text{ kHz} \quad (18)$$

程度のスペクトル幅が必要。nKならkHz以下になる。

### 5.2 周波数可変幅と変調速度

1000 m/sの速度の $\text{Na}$ 原子の $\text{D}_2$ 線のドップラーシフトは

$$\Delta\nu_D=\nu_0(v/c) \approx 1.7 \text{ GHz} \quad (19)$$

であるから、速度0までの減速ではこれを1 msの時間で連続的に変化させる必要がある。また、 $\text{Na}$ を双極子力を用いて捕捉する場合、散乱力を小さくするために1 THz程度の離調が必要になる<sup>12)</sup>。

### 5.3 パワー

$\text{Na}$ や $\text{Cs}$ の $\text{D}_2$ 線では飽和強度は $10 \text{ mW/cm}^2$ 程度であるため放射圧による減速はこのパワーで十分。しかし、勾配力による原子の捕捉では散乱力の影響をさけるためこの10倍以上のパワーが必要。同様の理由で $\mu\text{K}$ , nKまでの新冷却法<sup>28)</sup>でも $0.65 \text{ W/mm}^2$ 程度のパワーが必要。また誘導冷却を実用化するには $100 \text{ mW/mm}^2$ 程度。目安としては $1 \text{ W/mm}^2$ 程度であり、 $2 \times 2 \text{ mm}^2$ の断面を考えれば4 W程度になる。

## 6. ま と め

光による原子の操作の現状を概観してきたが、現在では原子の単なる冷却、集束、捕捉の基本的な技術は世界的にほぼ確立し、これからの研究の方向としては、①レーザーの高精度化を含めた実験技術の精密化、②原子の操作技術を駆使した応用分野、③冷却された原子集団の物理あるいは冷却された原子を用いた物理、などが挙げられる。とくに、③ではポジトロニウムのポーズ凝縮の観測<sup>29)</sup>などが提案されている。

レーザー冷却の技術は特定の学問的分野ばかりでなく、原子、分子などのマイクロな粒子を扱う分野において不可欠な道具になりつつある。この理由からも現在あるレーザーの性能すなわちパワー、単色性、変調の特性などをより向上させていくことが非常に重要な課題であろう。

## 文 献

- 1) W. Ertmer, R. Blatt and J. L. Hall: "Some candidate atoms and ions for frequency standards research using laser radiative cooling techniques," *Laser-Cooled and Trapped Atoms*, ed. W. D. Phillips (NBS Spec. Publ. 653, 1983) pp. 153-161.
- 2) V. I. Balykin and V. S. Letokhov: "Laser optics of neutral atomic beams," *Phys. Today*, **42**(4) (1989) 23-28.
- 3) V. G. Minogin and V. S. Letokhov: *Laser Light Pressure on Atoms* (Gordon and Breach, New York, 1987).
- 4) A. P. Kazantsev, G. A. Ryabenko, G. I. Surdutovich and V. P. Yakolev: "Scattering of atoms by light," *Phys. Rep.*, **129** (1985) 75-114.
- 5) 稲田光一: レーザー物理入門 (岩波書店, 東京, 1983).
- 6) J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji: "Atomic motion in laser light: connection between semiclassical and quantum descriptions," *J. Phys.*, **B18** (1985) 1661-1683.
- 7) W. D. Phillips, J. V. Prodan and H. J. Metcalf: "Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms," *J. Opt. Soc. Am.*, **B2** (1985) 1751-1767.
- 8) J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. So, H. Metcalf and J. Dalibard: "Stopping atoms with laser light," *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985) 992-995.
- 9) W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall and M. Zhu: "Laser Manipulation of atomic beam velocities: demonstration of stopped atoms and velocity reversal," *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985) 996-999.
- 10) V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov and A. I. Sidorov: "Quantum-state-selective mirror reflection of atoms by laser light," *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988) 2137-2140.
- 11) A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman and H. J. Metcalf: "First observation of magnetically trapped neutral atoms," *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985) 2596-2599.
- 12) S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin and A. Cable: "Experimental observation of optically trapped atoms," *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 314-317.
- 13) E. L. Raab, M. Prestiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard: "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 2631-2634.
- 14) P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould and H. J. Metcalf: "Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit," *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 169-172.
- 15) B. Sheehy, S.-Q. Shang, P. van der Straten, S. Hatamian and H. Metcalf: "Magnetic-field-induced laser cooling below the Doppler limit," *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 858-861.
- 16) E. Arimondo and G. Orriols: "Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping," *Nuovo Cimento Lett.*, **17** (1976) 333-338.
- 17) A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji: "Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping," *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 826-829.
- 18) A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann, C. Salomon and C. Cohen-Tannoudji: "Cooling atoms with stimulated emission," *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 1688-1691.
- 19) C. Cohen-Tannoudji and S. Reynaud: "Dressed-atom approach to resonance fluorescence," *Multiphoton Processes*, ed. J. Eberly and P. Lambropoulos (Wiley, N. Y., 1978) pp. 103-118.
- 20) P. E. Moskowitz, P. L. Gould and D. E. Pritchard: "Deflection of atoms by standing-wave radiation," *J. Opt. Soc. Am.*, **B2** (1985) 1784-1804.
- 21) 依田 潤: "イオントラップ法: その特性測定と応用," *日本物理学会誌*, **44** (1989) 195-200.
- 22) J. J. Bollinger, J. D. Prestage, W. M. Itano and D. J. Wineland: "Laser-cooled-atomic frequency standard," *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985) 1000-1003.
- 23) W. Nagourney, J. Sandberg and H. Dehmelt: "Shelved optical electron amplifier: observation of quantum jumps," *Phys. Rev. Lett.*, **56** (1986) 2797-2799.
- 24) D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist and R. G. Hulet: "Laser-cooling limits and single-ion spectroscopy," *Phys. Rev.*, **A36** (1987) 2220-2242.
- 25) B. G. Levi: "Ion sits still for sharp 'picture' of its optical transition," *Phys. Today*, **42**(9) (1989) 17-18.
- 26) F. Diedrich and H. Walther: "Nonclassical radiation of a single stored ion," *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987) 203-206.
- 27) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma: "Laser cooling and trapping of Ne metastable atoms," *Phys. Rev.*, **A39** (1989) 2758-2760.
- 28) K. Shimoda: "Atoms in precision electromagnetic measurements," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **IM-38** (1989) 150-155.
- 29) E. P. Liang and C. D. Dermer: "Laser cooling of positronium," *Opt. Commun.*, **65** (1988) 419-424.