

解 説

原子のトラップと光のモラスの物理

清水 富士夫

東京大学工学部物理工学科 〒113 東京都文京区本郷 7-3-1

(1991年11月5日受理)

Optical Trap and Molasses of Neutral Atoms

Fujio SHIMIZU

Department of Applied Physics, University of Tokyo,
7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113

1. はじめに

Balykin ら¹⁾がD線に共鳴したレーザー光で Na 原子線を“冷却”して以来、10数年がたつ。それ以後、いくつかの重要な発明がなされ、中性原子のレーザー冷却、トラッピング技術は大きく発展することとなった。まず、Phillips ら²⁾によるドプラー掃引法による原子線の減速がある。これによって、室温の原子線を 1K のオーダーまで冷却（減速）できるようになった。数年後に Chu ら³⁾は3次元的な定在波光によるモラスを発明し、Na 原子気体の温度を一気に 240 μK まで下げる成功した。それから間もなく Raab ら⁴⁾によって開発された磁気光学トラップ (magneto-optical trap) はトラップ機構自体に冷却作用があり、非常に安定で実用的な中性原子トラップが実現した。最近、NIST (USA) のグループ⁵⁾によって発見され、Dalibard⁶⁾、Chu ら⁷⁾によって解析された偏光変調冷却 (polarization gradient cooling) によってレーザー冷却の到達温度はさらに 2 衍近く下がり、Cs 原子のモラスで 1.2 μK が実現している⁸⁾。これらの発展の結果、物理的にも、また、応用上も非常に興味があり、他の方法では得られない極低温の気体原子サンプルを作り出すことができるようになったのである。

光が中性原子、分子に及ぼす力はイオンが電磁場で受けるクーロン力やローレンツ力と比べると桁違いに小さい。吸収や放出に際して光が原子や分子に及ぼす力も全く無視されてきた。光領域における分光で光の力学的影響が初めて観測されたのは CH₄ の反跳 2重項で、ほん

の 10 数年前のことである⁹⁾。しかし、この際の CH₄ 分子の運動量変化の割合は約 10⁴ 分の 1 にすぎない。

光子 1 個が原子に及ぼす力はこのように非常に小さいが、光を吸収して励起状態に上がった原子が自然放出光を出してエネルギーの低い状態に戻る際に、必ず最初の状態に戻る（閉じた遷移）場合は事情が異なる。この遷移に共鳴した光を照射し続ければ何回でも吸収と自然放出を繰り返す。吸収の際に、原子は光の進行方向に h/λ だけの運動量変化を受ける。一方、自然放出の方向は対称であるから、この際の原子の運動量の変化は平均するとゼロである。したがって、この吸収・自然放出の繰り返しによって原子の運動を大きく変えることができる。励起状態の緩和先が多数ある分子は、このような操作は非常に困難である。

以上の話は光の照射方向によって加速にも減速にもなるが、原子が吸収した光子のエネルギーの平均値を自然放出で放出した光子のエネルギーの平均値より小さくできれば冷却が起こる。吸収と放出のエネルギー差をつけた方法として、ドプラー効果を利用する方法と、原子の内部エネルギーを空間的に変調する方法がある。前者では、ドプラー効果による共鳴周波数の変化を利用して、原子の運動方向に向ってくる光子を追いかけてくる光子より多く吸収させることで冷却する。これはドプラー冷却法と呼ばれ、最も一般的に用いられている冷却技術である。

後者では、遷移周波数が高くなった位置での自然放出の割合が、低くなった位置での割合より大きくなるようにする。特別に外部から振動を加えなくてもレーザー光

自身による光シフトによって原子のエネルギーは変化する。後述の偏光変調冷却や誘導放出冷却はこの機構を冷却に利用している。

原子の内部状態が関与した冷却法では光の偏光方向、原子遷移の縮退状態が大きな影響を及ぼす。電気双極子遷移確率がある二つの状態の少なくとも一方には必ず磁気縮退がある。原子が光から受ける運動量の方向は光の進行方向に平行であるから、気体原子を冷却するために光をあらゆる方向から(一様に)照射する必要がある。この場合、合成された光電場の偏光方向は原子の位置によって変化し、原子の磁気量子軸方向、各磁気状態の光シフトもそれにしたがって変化する。運動している原子がこの変化の波を超えて動くとき、その状態が断熱的に変化するかどうかを冷却過程に影響を及ぼす。

2. ドプラー冷却

まずドプラー冷却を考えよう。議論を簡単にするため1次元のみの運動を考える。3次元への拡張は容易である。原子は1軸上を運動していると仮定し、光は左右の2方向から同じ偏光、同じ強度で原子に照射されるとする。ただし、これは冷却のための必要条件ではない。光の周波数を原子遷移の共鳴周波数 ν_0 より自然幅 γ 程度低周波側にセットする。原子に固定した系で見ると、光の周波数は、ドプラー効果によって、原子の運動方向に向ってくる光に対しては $\nu_0 v/c$ だけ高くなり、平行に走っている場合には同じ量だけ低くなる(図1)。ただし、 v は原子の速度である。今、光の周波数 ν は原子の共鳴周波数より低く設定してあるから、原子の運動方向に向ってくる光の吸収係数が増え、平行に走っている光に対

しては減少する。すなわち常に原子は摩擦力を受けることになる。

光シフトまで考慮にいれると上の議論は若干異なってくる。二つの光の偏光は同じであるから、光電場の大きさは半波長ごとにゼロから最大値まで変化し、それにしたがって光シフトの大きさも同様に変化する。光シフトの効果は原子の内部状態とレーザー光光子と一緒にした系(dressed atom)で取り扱うことを考えやすい。

原子状態は縮退していないと考えて、エネルギーの高い方を u 、低い方を l で表す。レーザー光は u, l 状態間の遷移にほぼ共鳴しているから、原子が u 状態にいてレーザー光子が n 個ある状態 $|u, n\rangle$ と l 状態にいて $n+1$ 個光子がある状態 $|l, n+1\rangle$ のエネルギーは非常に近い。光電場がゼロの位置ではその差は孤立原子の遷移周波数と光の周波数の差である。光電場がゼロでなくなると、この二つの状態が混合し、最初に $|l, n+1\rangle$ であった状態はエネルギーが下がり、 $|u, n\rangle$ 状態は上がる。自然放出は $|l, n+1\rangle, |u, n\rangle$ 状態から光子の数が一つ少ない $|l, n\rangle, |u, n-1\rangle$ 状態への遷移を意味する。ところが、自然放出確率が一番大きくなるのは原子の上状態 u にいる確率が大きい場合である。これは $|l, n+1\rangle$ 状態に対しては光電場最大の場合、 $|u, n\rangle$ に対しては光電場ゼロの場合である。いずれの状態に対してもエネルギーが最低の位置で自然放出を起こす確率が最大になる。すなわち原子はエネルギーの高い位置から最低の位置に向って駆け降り運動エネルギーを獲得してから自然放出を起こすことになり、加熱が起こる(図2)。したがって、光周波数が負に離調しているときには光強度が比較的弱いところでは冷却が起こるが強くしてゆくと逆に加熱されるようになる。

離調を正($\nu > \nu_0$)にすると冷却・加熱の関係は逆になる。正に離調した強い光で行う冷却は誘導冷却と呼ばれる、1次元的な冷却(原子線の横方向コリメーション)で実証されている¹⁰⁾。

誘導加熱は光強度が空間的に変化していかなければ起こらない。光の偏光を適当に選んでやれば強度が一定にすることは可能である。例えば、互いに反対方向に回転する円偏光を使えばよい。この場合、各点で光電場は強度一定の直線偏光になる。ただし、偏光方向は波長ごとに光軸に垂直な面内で一回転する。もし、原子が動くときに、その量子軸の方向が光の偏光方向に沿って断熱的に変化すれば誘導加熱を完全に逃れることができよう。ただし、これは1次元の話で、3次元的に強度変化のない構成を作るのはたぶん不可能と思われる。

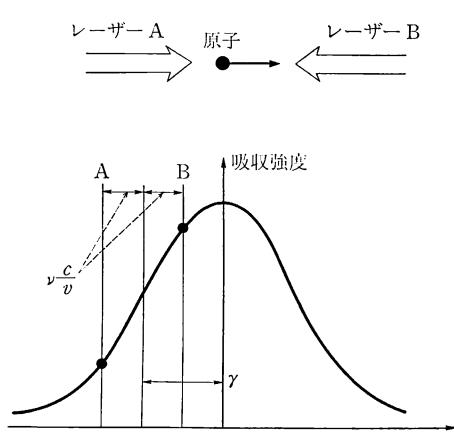
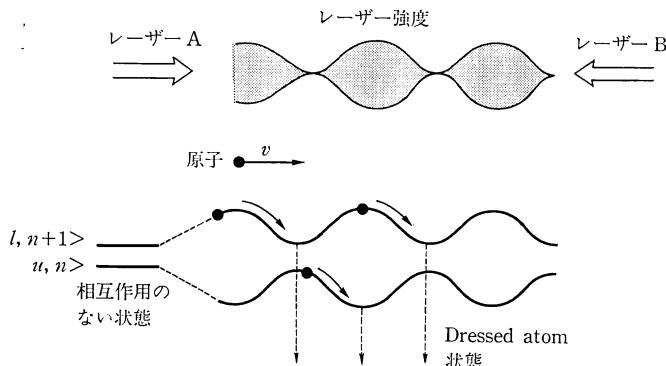


図1 ドプラー冷却

図2 誘導加熱。図は $\nu < \nu_0$ の場合を示している。

3. 冷却限界温度

今までの議論では自然放出光は原子の運動エネルギーを逃す熱浴ではあるが、平均としては力は及ぼさないとしてきた。しかし、自然放出は確率過程であるから、力の揺らぎの2乗平均は時間に比例して大きくなる。すなわち加熱が起こる。したがって、最低到達温度は冷却機構による冷却速度と自然放出の揺らぎによる加熱効果が平衡する点で決められる。最初に述べたドプラーラー冷却の場合を考えよう。レーザー光の離調 $\Delta\nu = |\nu - \nu_0|$ が自然幅 γ に等しい場合、左右のレーザー光に対する吸収係数はピークの値を α_0 として

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{1}{2} \pm \frac{\nu\nu}{2c\gamma} \right)$$

となる。したがって、原子が N 回吸収・自然放出を繰り返した時の左右の光に対する吸収光子数の差は

$$\Delta N = \frac{N\nu\nu}{c\gamma}$$

である。光子1個を吸収したときの速度変化は $\pm h/(m\lambda)$ であるから、 N 回繰り返した後の変化は

$$\Delta v = \left(\frac{h}{\lambda m} \right) \frac{N\nu\nu}{c\gamma}$$

となる。ただし、 λ は光の波長、 m は原子の質量である。したがって、この間に原子が失うエネルギーは

$$E_d = mv\Delta v = Nh \frac{v^2}{\lambda^2\gamma} \quad (1)$$

である。一方、この間に原子は $2N$ 個の光子を吸収、放出するから、その揺らぎによる速度変化の分散の2乗は

$$\langle \Delta v^2 \rangle = 2N \left(\frac{h}{m\lambda} \right)^2$$

となり、したがって加熱されるエネルギーは

$$E_h = \frac{m \langle \Delta v^2 \rangle}{2} = 2N\varepsilon_r \quad (2)$$

である。ここで ε_r は停止している原子が光子を1個吸収したときに得る反跳エネルギー

$$\varepsilon_r = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \quad (3)$$

である。したがって、平衡温度は $E_d = E_h$ から

$$T_d = \frac{mv^2}{k} = \frac{h\gamma}{k} \quad (4)$$

となる。すなわち、原子の運動エネルギーは冷却遷移のエネルギー幅程度まで減少させることができる。

この議論が成り立つのドプラーシフト $\nu\nu/c$ が遷移の線幅 γ がより狭いとき、すなわち v が

$$v \leq \lambda\gamma \quad (5)$$

の時である。 v がより大きくなると図1からわかるように、左右の光とも、共鳴を外れてしまう。左右の光子の吸収個数の差は v^{-1} に比例して減少し、 E_d は v に依存しなくなる。 E_d が最大になるのは、おおよそドプラーシフトが線幅 γ になる速度で、この時の吸収・自然放出サイクル1回当たりの冷却エネルギーは $h\gamma$ である。実際に冷却が起こるためににはこれが自然放出による加熱に打ち勝たなければならないから

$$h\gamma > 2\varepsilon_r \quad (6)$$

でなければならない。ドプラーラー冷却の到達温度は遷移線幅が狭いほど低くなるが、(6)式を満足しなくなるような狭い遷移でドプラーラー冷却を行うことはできない。

ドプラーシフトが γ より大きいときは $\Delta\nu = -\gamma$ は冷却速度最大の離調ではない。冷却効果が最大になるのは原子の運動方向に向って来る光が吸収のピークにあり、他方の光が共鳴からはずれている時、すなわち

$$\Delta\nu = -\frac{\nu\nu}{c}$$

の時である。速度変化によるドプラーシフトの変化が γ を越えるとレーザー光は共鳴しなくなるから、速度が大

きい時に原子を冷却するにはドプラーシフトの変化に合わせてレーザー周波数を掃引する必要が生じる。室温気体原子の場合、ドプラーシフトは自然幅より2桁程度大きいから、2節で述べたドプラーラー冷却を適用する前に周波数掃引を伴った冷却が必要である。

誘導冷却では反跳エネルギーに加えて光シフトのエネルギーが冷却に加わる。冷却速度と原子速度の関係はドプラーラー冷却の場合とかなり異なっている。図2から明らかなように、自然寿命の間に原子がレーザー光波長よりも大きな距離を動く場合、自然放出1回当たりに失う運動エネルギーは v によらず光シフトのエネルギー $h\Omega$ のオーダーである。 Ω は光強度を大きくすれば原理的にはいくらでも大きくなるから急速な冷却が可能である。しかし、自然寿命 $1/(2\pi\gamma)$ の間に動く距離が λ よりも小さくなると、原子がポテンシャルの坂を登り始める前に自然放出を起こしてしまうから、冷却速度は急激に落ちてくる。この時、 $v \sim \lambda\gamma$ であるから、原子の運動エネルギーは

$$\left(\frac{1}{2m}\right)\lambda^2\gamma^2 = \frac{(h\gamma)^2}{\epsilon_r}$$

である。通常は $h\gamma \gg \epsilon_r$ であるから、誘導冷却が効率よく働くのはドプラーラー冷却の限界温度よりずっと高温の場合であることがわかる。

最初に述べたように、NaをD線の遷移で冷却した場合のドプラーラー限界温度は約 $240\text{ }\mu\text{K}$ である。この遷移の自然放出寿命は 16 ns であるから、Na原子は数十nsごとに吸収・自然放出を繰り返す。また、 $240\text{ }\mu\text{K}$ のNa原子の平均速度は 30 cm/s であり、吸収1回の速度変化は 3 cm/s になる。したがって、Na原子は数 μs をかけて100回程度吸収・自然放出を繰り返すたびに運動の方向が反転する。この間に原子は数 μm しか動かないから、数mmの直径があるレーザー光線中の原子の運動は完全に拡散的であり、レーザー光線から逃げ出すまでに1秒以上の時間がかかる。これは非常に粘性の高い液体の中で束縛されている粒子の振るまいに似ているので光モラスと呼ばれている。

4. 偏光変調冷却 (polarization gradient cooling)

誘導冷却とドプラーラー冷却はレーザー周波数の離調の符号が逆であるから、両者を同時に作用させることはできない。これに対し、以下で説明する偏光変調冷却はドプラーラー冷却と同じ負の離調のときに働き、かつ、ドプラーラー冷却で限界温度に到達した時点でも大きな冷却効果を保

持している。

今までの議論では冷却遷移の下状態は縮退していないと仮定してきた。アルカリ原子のD線の下準位（基底状態）の角運動量 J はゼロでなく磁気縮退がある。磁気量子数 M_J ($-J \leq M_J \leq J$) の異なった準位はそれぞれ異なる遷移モーメントを持っている。今、レーザー周波数が遷移周波数より低いとすると下状態の各磁気準位は光シフトによりエネルギーが押し下げられる。その大きさは、 $h\Delta\nu$ が光の相互作用エネルギーよりずっと大きい場合、遷移モーメントの 2 乗に比例している。したがって、遷移モーメントが最大の準位が最低エネルギー状態にある。今、角運動量が J の下状態から角運動量が $J+1$ である上状態への遷移を考える。この場合、上下状態の間で吸収・自然放出を繰り返すと、遷移モーメントが最大の磁気準位に分布が溜ってくる（光ポンピング）。もし左右からくる光の偏光が異なっていると光電場の偏光は λ 程度の距離ごとに周期的に変化する。これに従って各下準位の遷移モーメントも周期的に変化する。二つの光が互いに直交した直線偏光で、上下状態の角運動量量子数がそれぞれ3と2の場合の様子を図3に示した。

右まわり円偏光の位置では、大部分の原子は光シフトが最大の $M_J=-2$ の状態にいる。今、原子が右の方に動いて直線偏光の位置を超えて左まわり円偏光の位置に向うとする。直線偏光にいたるまでの間では、ポテンシャルに沿って動く原子は位置エネルギーが増加するから、その分運動エネルギーが減少する。直線偏光のあたりでは各磁気準位のエネルギー差は小さくなるので、この位置を超えるときに一部の原子は位置エネルギーの高い準位に移る。この原子は時間と共に光ポンピングによって再び最低準位に移るが、その際に二つの準位の位置エネルギーの差が自然放出光として放出される。したがって、原子は二つの準位のエネルギー差だけの運動エネルギーを失う。原子が次の直線偏光の位置を超えると再び光ポンピングが繰り返され、運動エネルギーを失う。これは偏光変調冷却（polarization gradient cooling）と呼ばれているレーザー冷却機構である。

この冷却機構の効率を考えよう。1回光ポンピングが起こる時間 t_p の間の自然放出による加熱は(2)式の N を光ポンピングに必要な吸収・自然放出のサイクル数 N_p で置き換えればよい。 N_p は偏光状態によって異なるが、うまい偏光配置をとれば数回で済ませることができることが多い。したがって、この間の自然放出による加熱量は光子の反跳エネルギー ϵ_r のオーダーである。この値はNaの場合、周波数の単位にして 10^5 Hz 程度

である。この間に、原子は光シフトの変化分程度のエネルギーを失う。これは原子が t_p の間に λ 以上動く限り v に依存しない。その大きさは光が十分弱いときには $h\Omega^2/\Delta\nu$ 程度である。ただし、 Ω はラビ周波数で Ω^2 が光強度に比例している。この冷却量は、最適条件 $\Omega \sim \Delta\nu \sim \gamma$ が満たされている場合、約 10^7 Hz に達する。すなわち冷却作用の方が加熱よりはるかに大きい。

偏光変調冷却は時間 t_p のうちに最低エネルギー準位が入れ替わる点を越えなければならないから、原子速度 v が λ/t_p より小さいと冷却しなくなる。光強度が十分小さい場合 ($\Omega < \gamma$)、光ポンピングは励起に要する時間で決まるから $t_p \sim \Delta\nu/\Omega^2$ である。したがって、冷却され v が小さくなれば、光強度を弱くして光ポンピング時間 t_p を引き延ばし、 t_p の間の原子の移動距離を λ より長くすることで、さらに低温まで冷却することが可能である。しかし、光強度が小さくなると1回の光ポンピングで失うエネルギー $h\Omega^2/\Delta\nu$ が減少する。これが加熱量と釣り合うところ、 $h\Omega^2/\Delta\nu \sim N_p \varepsilon_r$ で最低温度が決まる。光ポンピング時間が t_p の時、限界速度は

$$v \sim \frac{\lambda}{t_p} \sim \frac{\lambda \Omega^2}{\Delta\nu}$$

であるから、この時の運動エネルギーは

$$\frac{mv^2}{2} \sim \frac{m\lambda^2}{2t_p^2} \sim N_p^2 \varepsilon_r$$

となり、反跳エネルギーの数倍まで冷却できることがわかる。

この冷却効果はドプラーラー冷却特性を調べているとき、その理論的限界温度より低い温度が達成されていることが見つかり、判明した。 ε_r は原子質量に反比例するから、質量の大きな原子ほどドプラーラー冷却限界温度との差

は大きくなる。また、理論どおり、レーザー強度に比例して温度が下がることも確認されている。

反跳エネルギーは制御している原子が光子を1個吸収したときに原子が得るエネルギーである。したがって、上に述べてきたような確率的な光子の放出を利用する過程ではこのエネルギーに対応した温度以下に冷却することはできない。偏光変調冷却の限界温度はこれより高くなっている。ドプラーラー冷却の限界温度(4)は γ に比例してどこまでも小さくなるが、やはり反跳エネルギーで制限される。レーザー冷却には非常に強い遷移が用いられているので、今までレーザー冷却の対象になった遷移では kT_a は反跳エネルギーよりずっと大きい。しかし、この関係が逆になる閉じた遷移を利用することも可能である。例えば、Ca原子の基底状態と 3P_1 との間の 657 nm の遷移は自然幅が約 400 Hz で反跳エネルギーの 12 kHz より小さい。このような弱い遷移を利用する場合には、重力が大きな影響を及ぼすことを考慮にいれる必要がある。吸収・自然放出1サイクルには少なくとも自然放出寿命 τ_s の2倍の時間を必要とするから、冷却過程の最大加速度 a_c は

$$a_c = \left(\frac{h}{\lambda}\right) \frac{1}{2m\tau_s}$$

であり、657 nm 遷移の場合、 20 m/s^2 にしかならない。

5. ト ラ ッ プ

サイズが数 mm の光モラス中では、原子を1秒を越える長時間レーザー光の中に留めることができるが、ポテンシャルが極小値を持つわけではないからトラップではない。極小点を持つポテンシャルを作るには電気双極子、磁気双極子、あるいは光電場の双極子力を使うこと

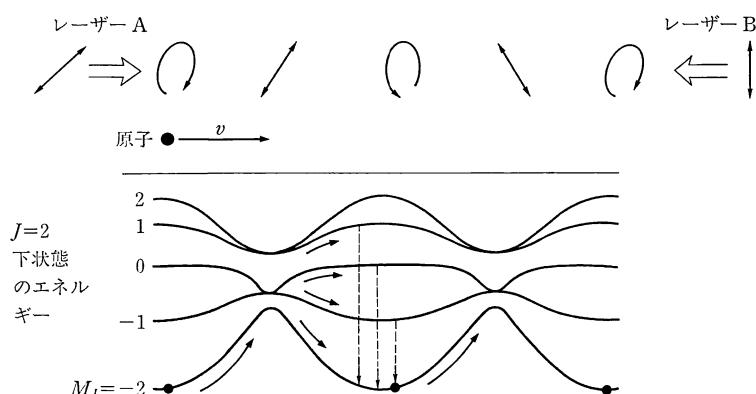


図 3 偏光変調冷却。二つのレーザー光の偏光方向は直交している。各磁気量子準位のエネルギーは $\Delta\nu \gg \Omega$ の時の様子である。

が考えられる。一般に、原子は2次のシュタルク効果しか示さないから電気双極子力を使うのはあまり現実的ではない。一方、角運動量 J がゼロでない原子のゼーマンエネルギーは磁場に対して1次で磁気量子数 M_J に比例する。したがって、磁気量子数 M_J が正の状態に対しては磁場の極小点がポテンシャル極小点になり、多重極磁場の中心に M_J が正の原子をトラップすることができる。多重極磁場トラップは最初、Na原子で実現され¹¹⁾、現在は水素原子のトラップ¹²⁾として一般的に用いられている。

共鳴光電場によるポテンシャルは誘導加熱のところ述べた光シフトを考えればよい。レーザー光の離調が負のときは相互作用エネルギーは原子のエネルギーを下げる方向に働く。したがって、光強度の極大点がポテンシャル極小点となる。これはレーザー光の集光点に原子をトラップできることを意味するから、極めて簡単なトラップである。

通常の磁場で得られる双極子相互作用のエネルギーは、たかだか1K程度にすぎない。共鳴に近い光電場による双極子相互作用でもやはり同じような大きさしか期待できない。したがって、トラップポテンシャルの深さも1K程度以下であり、室温の気体原子を直接にトラップするのは困難である。また、保存力をを使ったトラップ自体は冷却作用を持たない。光双極子電場トラップでは、逆に、共鳴線の裾による吸収によって加熱が起こるために、他の冷却作用を働かせない限り原子は短時間でトラップを飛び出してしまう。

光双極子トラップができるから間もなく、トラップに必要な求心力と同時に冷却作用が働くトラップが、散乱力を使って実現された。散乱力のみでは極小点を持つポテンシャルは作れないことが証明されているが、このトラップでは磁場を加えてゼーマン効果を併用する。磁気光トラップ (magneto-optical trap) と呼ばれることが多い。基本的な構成は図4のとおりである。磁場の構成は4重極磁場トラップと同じ回転4重極磁場で、2組のコイルに互いに逆向きの電流を流して作る。円偏光のレーザーを互いに直交する3方向から中心に向けて照射する。偏光の向きは磁力線の方向から見たとき中心に向っているレーザーの偏光の向きがすべて同じになるように選ぶ。互いに反対向きに走っているレーザーに対しては偏光の向きが逆になることに注意されたい。周波数はドブラー冷却の時と同じく負に離調する。この配置になると、原子の位置が中心からずれた場合、どの方向にずれても中心に向っているレーザー光に対する吸収係数が逆

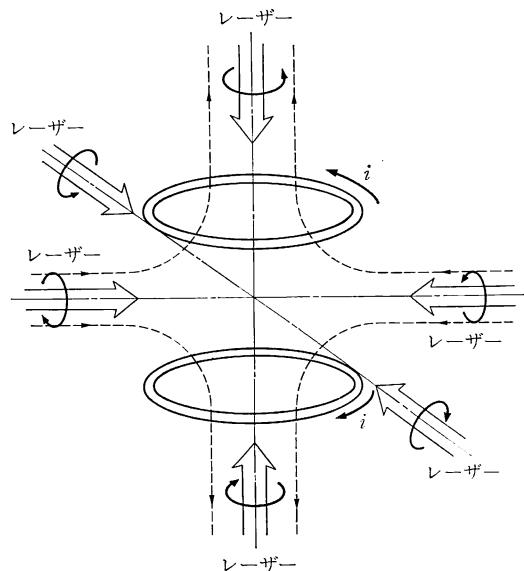


図4 磁気光学トラップの配置

向きのレーザー光の吸収係数より大きくなる（偏光の向きを全て逆にすると吸収係数の関係も逆になる）。したがって、求心力が働く。

レーザー光は負に離調しているから、ドブラー冷却作用も同時に働く。トラップ中の原子温度は冷却機構からわかるように、ドブラー冷却限界温度に近い温度である。しかし、このトラップに、さらに偏光変調冷却を作用させることも不可能ではないはずである。偏光変調冷却が働くためには冷却遷移の下準位のゼーマンシフトが光シフトより小さくなければならない。この条件が満たされるかどうかはトラップの大きさと磁場勾配の大きさによる。4重極磁場の代りに中心付近での磁場勾配が小さい、より多重の磁場を使う方法も考えられる。

磁気光学トラップは非常に安定であることが実験的に確かめられている。したがって、レーザー光のバランスが少々崩れてもトラップが崩壊することはない。むしろバランスを崩して原子温度を調整することも可能であり、また意識的にトルクが働くような配置にしてほぼ一定速度で原子が回転するトラップを作ることもできる。原子密度も、容易にトラップされた原子同士の2体衝突で制限される密度が達成できる。現在、応用上はほとんどのタイプのトラップが使われている。

6. おわりに

以上、現在「実用」に供されている冷却、トラップ技術について解説してきた。ここでは、冷却機構に光子の吸収、放出を使っているため、冷却限界は ε_r/k であつ

た。しかし、これはレーザー冷却による究極の温度ではない。例えば、特別に冷えた原子だけを「選び出す」としてさらに温度を下げることも可能である。3次元的な気体の冷却ではないが、coherent trap state を使った冷却¹³⁾や誘導ラマン効果による速度選択¹⁴⁾はこの原理のデモンストレーションといつてもよい。また、反跳エネルギーによる限界温度を超えられなくても、波長を長くすれば温度は下がる。赤外線、マイクロ波を使ってもよいし、ラマン散乱で実効波長を長くすることも考えられる。したがって、まだまだ温度記録は更新されてゆくと思われる。

文 献

- 1) V. L. Balykin, V. S. Letokov and V. I. Mushin : Sov. Phys. JETP, **51** (1980) 692.
- 2) W. D. Phillips and H. Metcalf : Phys. Rev. Lett., **48** (1982) 596.
- 3) S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin : Phys. Rev. Lett., **55** (1985) 48.
- 4) E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard : Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 2931.
- 5) P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook and W. D. Phillips : Phys. Rev. Lett., **61** (1988) 169.
- 6) J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji : J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989) 2023.
- 7) P. J. Unger, D. S. Weiss, E. Riis and S. Chu : J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989) 2058.
- 8) C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wiemann : Phys. Rev. Lett., **65** (1990) 1571.
- 9) J. L. Hall, C. J. Borde and K. Uehara : Phys. Rev. Lett., **37** (1976) 1339.
- 10) C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf and C. Cohen-Tannoudji : Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 1659.
- 11) A. L. Migdall, J. V. Prodan and W. D. Phillips : Phys. Rev. Lett., **54** (1985) 2596.
- 12) H. F. Hess, G. P. Kochanski, J. M. Doyle, N. Masuhara, D. Kleppner and T. J. Greytak : Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 672.
- 13) A. Aspect, E. Arimond, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji : Phys. Rev. Lett., **61** (1988) 826.
- 14) M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi and S. Chu : Phys. Rev. Lett., **67** (1991) 2297.

ここで紹介した冷却理論については上記文献 6), 7) のほか, D. J. Wineland and W. M. Itano : Phys. Rev. A, **20** (1979) 1521; P. Gordon and A. Ashkin : Phys. Rev. A, **21** (1980) 1606; J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji : J. Opt. Soc. Am. B, **2** (1985) 1707, なども参照されたい。