

回折格子型 MOT における輻射圧バランスの 回折角依存性の見積もり

Ⅲ類 理工学プログラム 岸本研究室
1610474 永松 衛二

1 研究背景と目的

原子集団を冷却したうえで1ヶ所に捕獲する磁気光学トラップ(MOT)はボース・アインシュタイン凝縮、原子干渉計、原子時計などの様々な応用研究に用いられている。このMOTを形成するには6方向からレーザーを入射する必要があるが、3枚の反射型回折格子を用いることで入射するレーザーを1本のみで実現可能にしたものが回折格子型MOT(GMOT)である。

我々の研究室では上記のような応用研究に利用できる小型、かつ可搬型のGMOTを制作している。本来は理想的な輻射圧バランスを持つGMOTの形成には、回折角が70.5°の回折格子を用いるが、この角度では原子集団を捕獲する位置が真空セルのガラス内壁面に非常に近くなってしまふ。そこで我々は、市販で購入可能かつセル中心近傍で捕獲可能な回折角を持つ回折格子によるGMOT生成の実現可能性を調査し、GMOT技術の拡張をはかりたいと考えている。

本研究室では、これまで回折角が28.9°のブレード回折格子を使用してGMOT装置を構築したが、現状は原子集団を捕獲できていない。そこで計算により原子の捕獲条件を導出したうえで、その条件に則って実際に捕獲できるように実験装置を調整、評価することを目的とした。

2 原理

2.1 磁気光学トラップ(MOT)

原子気体の温度と原子の速度は気体分子運動論で表されるような相関を持つため、原子を減速させることで冷却することができる。

ここでドップラー冷却について説明する。原子は共鳴周波数 ω 付近の光を吸収する際に、同時に運動量も受け取ることで光の進行方向に力(輻射圧)を受ける。この力を利用して、共鳴周波数より赤方離調($\Delta\omega < 0$)のレーザー($\omega + \Delta\omega$)を直交座標系の6方向から入射することで、ドップラー効果による周波数シフトにより原子に対向方向

からのレーザーをより選択的に吸収させて、減速させる手法がドップラー冷却である。

さらに冷却させた原子集団を一か所に捕獲する手法を説明する。原子の共鳴周波数はゼーマン分裂により磁気量子数 M_F 、磁場 B に比例して複数の磁気副準位に分裂する。また遷移選択則により σ^- 偏光(磁場に対して左回り円偏光)のレーザーを吸収した原子は $M_{F'} = M_F - 1$ の磁気副準位、すなわち赤方準位に遷移しやすくなる。以上の二つの法則を用いて、ドップラー冷却のレーザー交点をアンチヘルムホルツコイルで挟むことで、中心を0として位置に比例して強くなる磁場を与えたうえで、すべての入射レーザーを σ^- 偏光にする。これにより原子は中心方向に進むレーザーを選択的に吸収して、中心への復元力が生まれる。これを磁気光学トラップ(Magneto Optical Trap : MOT)と呼ぶ。

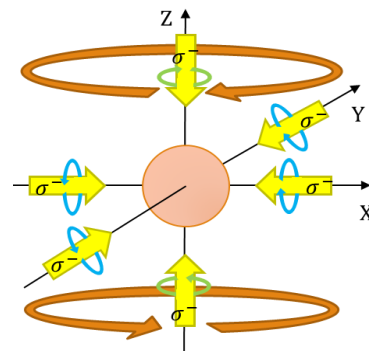


図1. 磁気光学トラップ

2.2 回折格子型 MOT(GMOT)

MOTでは三次元的に輻射圧のバランスをとるために直交座標系の6方向からレーザーを入射していたが、正四面体構造のように入射することで2方向減らした4方向からの入射によってバランスを取ることができる[6]。これを利用して、径の太い左回り円偏光レーザーと三枚の回折格子を用いることで、1本の入射光とその入射光を回折格子によって回折させた3本の回折光によってMOTと同様の働きをさせることができる。この手法を回折格子型MOT(Grating MOT : GMOT)と呼ぶ。

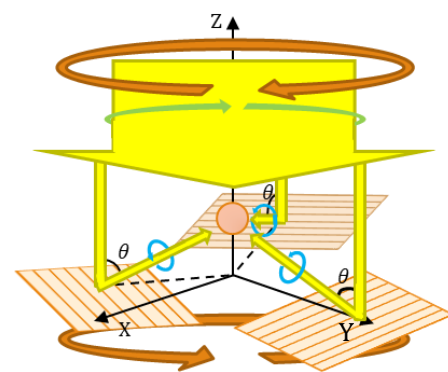


図2.回折格子型磁気光学トラップ

3 計算

3.1 輻射圧の計算式

ドップラー冷却効果を考慮しないものとして、MOTでのレーザー1本による輻射圧 F_j は以下の式[4]で表せる。

$$F_j = \hbar k_j \frac{\Gamma I_j}{2 I_{sat}} \frac{1}{1 + \frac{\sum I_j}{I_{sat}} + 4 \frac{\left\{ \Delta\omega - \frac{\mu_B (g_{F'}(m_F + n) - g_F m_F)}{\hbar} \mathbf{B} \right\}^2}{\Gamma^2}} \dots (1)$$

この式にて \hbar : ディラック定数、 k_j : 波数ベクトル、 Γ : 自然幅、 I_j : レーザーの強度、 I_{sat} : 飽和光強度、 $\Delta\omega$: 離調、 μ_B : ボーア磁子、 $g_F, g_{F'}$: 基底、励起状態でのランダの g 因子、 m_F : 磁気副準位、 \mathbf{B} : 磁場を示し、入射光が σ^+ 偏光のとき $n = 1$ 、 π 偏光のとき $n = 0$ 、 σ^- 偏光のとき $n = -1$ となる。アンチヘルムホルツコイルによる磁場は b を中心での勾配とにおいて $\mathbf{B} = (bx, -2by, bz)$ と表せる。

しかしGMOTについて考える際は、磁場と回折光の波数ベクトルは平行でないうえ、回折格子やセルに入射する際に偏光が崩れてしまうため、入射光を σ^+ 、 σ^- 、 π 偏光に変換して計算を行う必要がある。これらを考慮した結果、1本の回折光による輻射圧 F_j は次のように表せる。

$$F_j = \hbar k_j \frac{\Gamma I_j}{2 I_{sat}} \sum_{s=\pm 1} \left(\frac{1 + s \frac{(R_L T_L(0)^4 T_L(\theta)^2 - R_R T_R(0)^4 T_R(\theta)^2)}{(R_L T_L(0)^4 T_L(\theta)^2 + R_R T_R(0)^4 T_R(\theta)^2)}}{2} \right) \dots (2)$$

$$\sum_{n=\pm 1, 0} \left(\frac{I_n}{I_j} \frac{1}{1 + \frac{\sum I_j}{I_{sat}} + 4 \frac{\left\{ \Delta\omega - \frac{\mu_B (g_{F'}(m_F + n) - g_F m_F)}{\hbar} \mathbf{B} \right\}^2}{\Gamma^2}} \right)$$

この式において、 I_n は σ^+ 、 σ^- 、 π 偏光の光強度を示し、偏光の回転方向 s (左回り円偏光にて $s = 1$)、磁場と波数ベクトルとの交差角 ϕ に依存して次のように表せる。

$$I_{\pm 1} = I_j \left(\frac{1 \pm s \cdot \cos \phi}{2} \right)^2, \quad I_0 = I_j \left(\frac{1 - \cos \phi}{2} \right) \dots (3), (4)$$

また、 R は回折格子の回折効率、 $T(\theta)$ は入射角 θ でセルに入射したレーザーの透過率を示し、 L, R により左回り、右回り円偏光を対象にする。

また、回折光の強度 I_j も回折効率、透過率の他に、回折角による圧縮、ガウス分布により、次のように表せる。

$$I_j = \frac{I}{\cos \theta} \cdot \frac{R_L + R_R}{2} \cdot \left(\frac{T_L + T_R}{2} \right)^6 \cdot \exp \left\{ -2 \left(\frac{x}{w_i} \right)^2 \right\} \dots (11)$$

この式において I : 入射レーザー中心での強度、 w_i : レーザー半径、 x : 原子の位置を示す。

3.2 初期条件の設定

^{87}Rb 原子のD2遷移($5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 3$)を対象にGMOTの初期条件を以下の表のように設定した。

表 1. 計算の初期条件

入射レーザー		
中心の強度	I	5 [mW/cm ²]
離調	$\Delta\omega$	-7 [MHz]
1/e ² 半径	w_i	17 [mm]
回折格子		
回折角[3]	θ	28.9°
S偏光回折効率[3]	R_s	0.67
P偏光回折効率[3]	R_p	0.62
回折後のSP偏光位相差[3]	ϕ_{sp}	-82°
セル		
屈折率	n	1.453
厚さ	t	2.5 [mm]
回折格子との間隔	l	0.5 [mm]
磁場		
動径方向中心の磁場勾配	b	17 [G/cm]
セル内壁底面からゼロ点までの距離	h	15 [mm]

$I, \Delta\omega, b$ は輻射圧のつり合いにはさほど影響せず、回折格子は先行研究[3]にて測定されたデータを用い、以上のデータを用いたうえで h がセルの中心に来るように w_i を設定した。その上で σ^- 偏光を選択的に吸収させることから磁気副準位 $m_F = -2$ 、それぞれの回折効率 R_L, R_R をS、P偏光での効率 R_s, R_p 、回折後のSP偏光位相差 ϕ_{sp} で表すと

$$R_L = \frac{R_s + R_p + 2\sqrt{R_s R_p} \sin \phi_{sp}}{4}, \quad R_R = \frac{R_s + R_p - 2\sqrt{R_s R_p} \sin \phi_{sp}}{4},$$

セルの透過率は入射角を θ 、回折角を θ' とすると、フレネルの式から $T_s(\theta) = \frac{4 \sin \theta \cos \theta \sin \theta' \cos \theta'}{\sin^2(\theta + \theta')}$ 、 $T_p(\theta) = \frac{4 \sin \theta \cos \theta \sin \theta' \cos \theta'}{\sin^2(\theta + \theta') \cos^2(\theta - \theta')}$ と表せる。また、入射光 I_0 、回折光 I_1, I_2, I_3 のそれぞれの単位波数ベクトルは

$$\left\{ \begin{array}{l} \widehat{k}_0 = (0, 0, -1) \\ \widehat{k}_1 = (0, -\sin \theta, \cos \theta) \\ \widehat{k}_2 = \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} \sin \theta, \frac{1}{2} \sin \theta, \cos \theta \right) \\ \widehat{k}_3 = \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \sin \theta, \frac{1}{2} \sin \theta, \cos \theta \right) \end{array} \right. \text{である。}$$

3.3 垂直方向の輻射圧バランス

今までは直交座標系を使っていたところを、 z 軸を垂直方向、 r, ψ 軸を動径方向おいた円筒座標系で輻射圧の計算計算をする。

ここで垂直方向において、入射光は $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ 、 $\phi_{sp} = 90^\circ$ 、 $\exp\left\{-2\left(\frac{z}{w_i}\right)^2\right\} = 1$ 、 $R_s = R_p = 1$ 、透過率も $\theta = 0^\circ$ で

の2回しか計算しない。一方、回折角は $\phi = \theta, 180^\circ - \theta$ と

したうえで、ガウス分布を $\exp\left[-2\left\{\frac{(z+l+t)\tan\theta}{w_i+t(\tan\theta-\tan\theta')}\right\}^2\right]$ とお

いた。以上の条件と表1の条件を式(2)に当てはめると、横軸を原子の存在する位置、縦軸をその位置にて受ける輻射圧として図3のようなグラフが表せた。

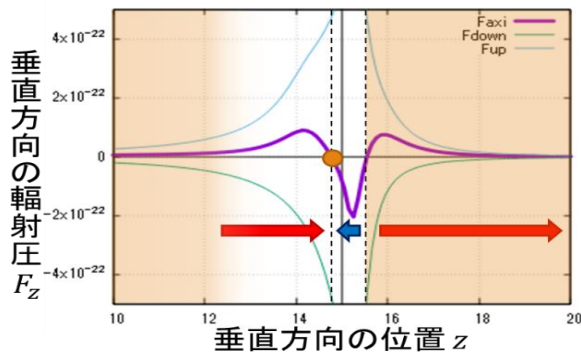


図3. 垂直方向での輻射圧

このグラフにおいて、紫色の線が4本のレーザーによる輻射圧の合算値を表す。下の矢印は輻射圧の向きを示しており、橙色のかかっていない範囲にて捕獲方向に輻射圧が働いた。

3.4 動径方向の輻射圧

動径方向において入射光の波数は $k_{x,y} = 0$ であるため考えなくて良い。半径を r 、方位核を ψ として考えると($x = r \cdot \cos\psi$ 、 $y = r \cdot \sin\psi$)、回折光では波数ベクトルと磁場との角度差はそれぞれ $\phi = \text{acos}\left(\frac{k_x \cos\psi + k_y \sin\psi}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + (1/\tan\theta)^2}}\right)$ とな

り、これらと磁場勾配以外は垂直方向と同じように計算を行った結果、図4のようなグラフが表せた。

また ψ を 360° 回転させた時の動径方向も求めたが、些細な差はあるものの中心の $r = 0$ にて同じような輻射圧勾配で捕獲力が働いた。

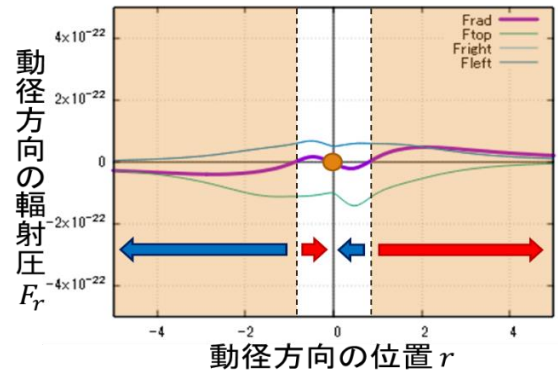


図4. 動径方向での輻射圧($\psi = 0$)

3.5 輻射圧の回折角依存性

先行研究[1][2]として存在する $\theta = 70.5^\circ, 41^\circ$ の結果と比較すると、それぞれの中心での垂直、動径方向の輻射圧勾配は表2に表せた。

表2. 各回折角での規格化した輻射圧勾配[dF/dx]

	垂直方向	動径方向
28.9°	1.8	0.9
41°	3.2	1.8
70.5°	4.6	4.6

表からわかるように回折角は正四面体構造となる 70.5° のときに全ての方向から等しい輻射圧を受けるようになる。しかし小型のGMOTを作る際には捕獲位置が底面から近く、セルの底面に圧迫されて捕獲できる原子数が少なくなってしまう。そこで、高い位置に原子を捕獲できるように市販で買える回折角が小さい回折格子を探した結果、波長780nmにて $\theta = 28.9^\circ$ のブレード回折格子を用いることにした。しかし、この回折格子では 70.5° の時と比べて、垂直にて0.58、動径にて0.17倍の輻射圧勾配となり、捕獲するには厳しい条件であることが判明した。尚、先行研究において 32° のGMOTの報告[2]されているため、実現自体は可能だと思われる。

4 実験

4.1 水平入射型実験装置

図5のように ^{87}Rb で充満したセルをアンチヘルムホルツコイル、外部磁場を取り除くために補正用パイアスコイルで囲い、入射光の光軸中心にY字が出来るように組み合わせた回折格子を設置した。ここに780nmの

Cooling、Repump レーザーを光ファイバーで出射し、偏光板、四分の一波長板を用いて円偏光にした後にコーリメートレンズで平行光にして回折格子に対して水平に入射させた。今回、回折格子の回折効率をそれぞれ再測定したところ 45%, 47%, 49% となり、以前に計測した時より落ちていたことから、入射光と回折光の輻射圧バランスを保つため、直径 10mm、透過率が 0.79 の ND フィルタを入射光の中心部分に通して入射光強度のみを弱めた。

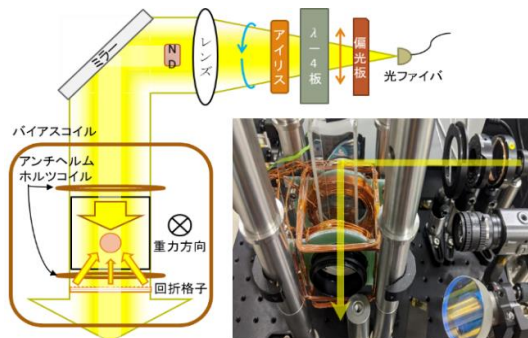


図 5. 水平型実験装置の概要図と実際の写真

真空セルを重力方向に立たせた上で、回折格子はセル側面に面した配置としたため、入射光（回折格子組の対称軸）は重力と垂直となる。そのため、前述のように、ただでさえ弱まった動径方向の輻射圧勾配にて光強度のアンバランスや、重力の影響を受けてしまうことで、捕獲力のバランスが崩れてしまったことから、原子を捕獲することが出来なかった。

4.2 鉛直入射型実験装置

そこで、次に前述の問題を解消するため図 6 ように光学素子を全てポールに固定して重力および真空セルに合わせて縦置きにすることによって、ミラーを介さずに鉛直方向から入射光を入れるようにした。

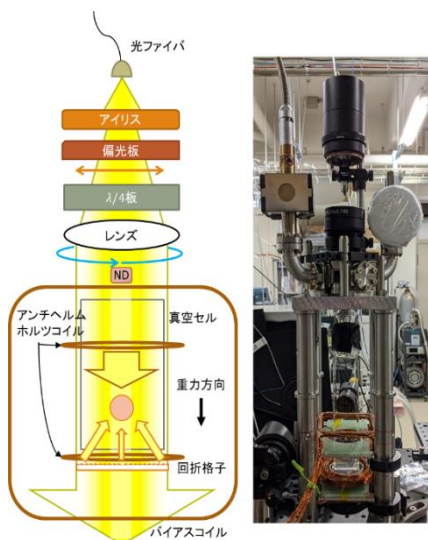


図 6. 垂直型実験装置の概要図と実際の写真

この装置にてアンチヘルムホルツコイルに流す電流値を変えることで磁場の中心を動かして原子を捕獲できる位置を探った。しかし、中心にて原子の強い蛍光は見えなかったが、それでも原子を捕獲することができなかった。

現時点でまだトラップが実現できていない要因としては、回折格子を抜き差しする最中に傷つけて回折率がさらに低下していたこと、そもそもこの回折角、回折効率では ^{87}Rb 原子を捕獲するには輻射圧が弱すぎるのが考えられる。

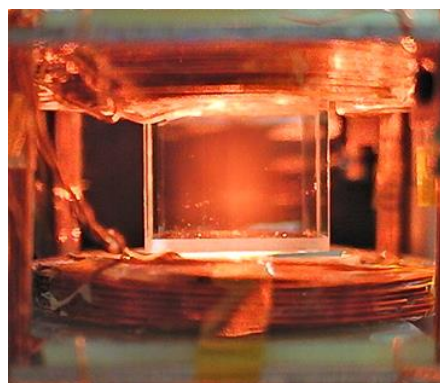


図 7. 原子集団の蛍光

5 まとめ

セルの底面から離れた位置に原子集団を捕獲できる GMOT を作るために、まずは回折角が 28.9° のブレード回折格子を使った GMOT における輻射圧のバランスを計算したところ、捕獲方向に力が働いてはいるものの 70.5° の GMOT に比べて垂直、動径の両方にて輻射圧勾配が大きく低下していた。

その後実際に装置を制作したが、輻射圧が弱かったためか水平型、鉛直型のどちらも原子の捕獲を観測できなかった。今後は近い回折角の回折格子を他所に外注したうえで、それを用いてもう一度実験を行う予定である。

6 参考文献

- [1] M. Vangeleyn. PhD Thesis, 2011.
- [2] J. P. McGlligan. PhD Thesis, 2017.
- [3] 笹野国光 卒研論文, 2019.
- [4] C. J. Foot. Atomic Physics, 2005.
- [5] D. A. Steck. Rubidium 87 D Line Data, 2001.
- [6] F. Shimizu, Opt. Lett., **16**, 1991