

準安定状態ヘリウム原子の光双極子トラップの研究

電気通信大学院 電気通信学研究科 量子・物質工学専攻 清水和子研究室
亀山 喬史

1.背景

極高真空(10^8Pa 以上)を得るためにはターボ分子ポンプ、サブリメーションポンプ、イオンポンプなどが用いられており、これらのポンプの最高到達真空度はおよそ 10^{-10}Pa であるが、2000年に宅間宏・無漏田正雄によって開発された新型のイオンポンプ [1.1],[1.2]により到達真空度が向上し 10^{-11}Pa 以上に引き上げられた。しかし極高真空を測定する真空計として用いられている電離真空計では、極高真空状態では軟 X 線効果 [1.3]などの影響で測定限界は 10^{-11}Pa 程度であるため新しい真空度測定法が模索されている。

現在我々は既存の電離真空計の測定限界を超える真空度の測定法として、レーザー冷却した準安定状態のヘリウム原子を用いて 10^{-10}Pa 以上の真空度を定量的に測定する方法について研究している。準安定状態のヘリウム原子をゼーマン同調法により減速し、磁気光学トラップ (MOT) にトラップし、さらに光双極子トラップ (ODT) 中に輸送する。このトラップ原子と極高真空槽内の残留ガスとの衝突によるトラップ原子の損失率から真空度を見積もることができる。

2.目的

本研究は、 10^{-11}Pa 以上の真空度を測定する測定子となる準安定状態ヘリウム原子の光双極子トラップについての研究である。

また光双極子トラップに原子をローディングするためには定常的に MOT を生成する必要があるため、MOT の性質(レーザー離調依存性、偏光依存性、MOT 中の原子の温度)について研究する。

3.ヘリウム原子の性質

実験では基底状態ヘリウム原子を DC 放電により準安定状態に励起させる。準安定ヘリウム原子を用いる理由は、1.準安定準位の寿命が 8000 秒と長い [1.4]、2.磁場中で偏極させることにより

スピン禁制により準安定ヘリウム同士のペニング衝突を抑えることができる [1.5]、3.ヘリウムは希ガス原子であり真空チャンバー内壁に付着せずアウトガスにならない、という利点があるためである。

準安定状態ヘリウム原子を偏極させた場合、させてない場合に対して二体衝突率は 6~7 桁下がるのが理論・実験ともに報告されており、光双極子トラップ中に偏極させたヘリウム原子をトラップすることにより、二体衝突を抑えてトラップ出来る。

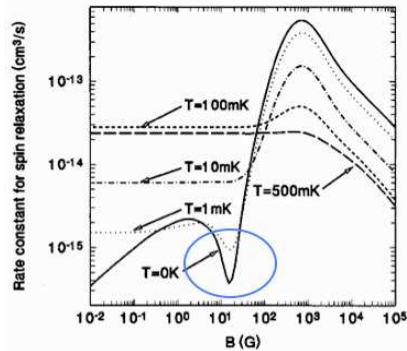


図1 非弾性散乱の温度と磁場依存性(理論) [3.1]

	理論値[cm^3/s]	実験値[cm^3/s]
偏極なし	1.0×10^{-9} [3.1]	1.0×10^{-8} [3.2]
偏極有り	1×10^{-14} [3.1]	2×10^{-14} [3.3]

図2 偏極の有無と二体衝突の割合

図1からトラップ原子の温度 1mK 以下で数 10G の磁場をかけると二体衝突率は $10^{-14} \sim 10^{-15}\text{cm}^3/\text{s}$ となることが分かる。

$2^3\text{S}_1 \leftrightarrow 2^1\text{S}_0$ 準位の遷移は禁制遷移であるが、Dalgarno [3.4] や Pachuki [3.5] らによりヘリウムの禁制遷移の遷移波長が理論的に求められており、 $\lambda = 1.557 \mu\text{m}$ である。

しかし、 $3^1\text{S}_1 \rightarrow 2^1\text{S}_0$ の励起確率の理論値は 6.1

$\times 10^{-8} \text{s}^{-1}$ [3.7] や $1.5 \times 10^{-7} \text{s}^{-1}$ [3.8]と議論されており、さらに W.Vassen[3.9]らは、実験的に $2.0 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ (磁場中で偏極させた場合は $\sim 10^{-6}$ のオーダーになると予測している)と求めている。このため、準安定準位の寿命と同じオーダーかそれ以下になるため、この準位間での遷移は無視できると考えられる。

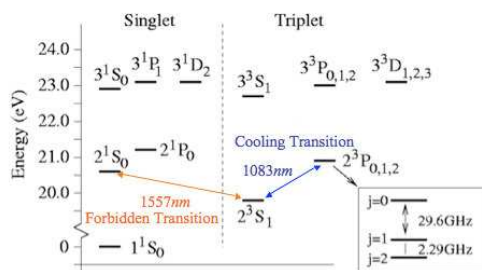


図3 ヘリウム原子のエネルギー準位

4.トラップ原子の散逸

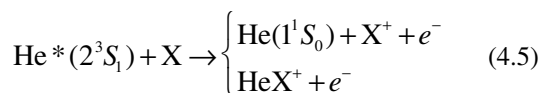
トラップ原子数の減少は以下の式で表される。

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\alpha N(t) - \beta \int_V n^2(\mathbf{r}, t) d^3r - \gamma \int_V n^3(\mathbf{r}, t) d^3r \quad (4.1)$$

α は残留ガスとの一体衝突率、 $\beta \cdot \gamma$ はそれぞれトラップ原子同士の二体衝突率、三体衝突率である。

トラップ原子の密度が十分に低いとき、トラップ原子同士の衝突よりも残留ガスとの衝突する割合の方が高くなる。

残留ガスとの衝突のによるイオン化反応は以下のように書ける



Xは残留ガス(主に H_2O , H_2 , N_2)である。それぞれの反応によりイオンが生じ、(4.5)の上式の反応では He^* は基底状態に緩和し、下式の反応では分子を構成するためトラップから失われる。

残留ガスとの衝突によるトラップの散逸は以下のように表すことができる。

$$\frac{dn(\mathbf{r})}{dt} = -R_{\text{loss}} n(\mathbf{r}) \quad (4.6)$$

ここで $n(\mathbf{r})$ はトラップ原子の密度、 R_{loss} トラップの損失率であり、

$$R_{\text{loss}} = n \langle v \rangle \sigma \quad (4.7)$$

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (4.8)$$

と表せる。 n は残留ガスの密度、 $\langle v \rangle$ は残留ガスの平均速度、 σ は散乱断面積である。

残留ガスの密度 n は気体の状態方程式を用いて

$$n = \frac{p N_A}{RT} \quad (4.9)$$

と書ける。 p は真空チャンバーの真空度、 R は気体定数、 T は絶対温度、 N_A はアボガドロ数である。式(4.7)、(4.9)から、

$$R_{\text{loss}} = \frac{p N_A}{RT} \langle v \rangle \sigma \quad (4.10)$$

と書き直せる。式(4.10)よりレートは冷却原子の密度に依存しないことが分かる。実験的に $\tau = 1/R_{\text{loss}}$ を求めることで真空度に換算することが出来る。

散乱断面積についてはこれまでにいくつか報告されており、その一部を挙げる。

気体	全断面積 [\AA^2]
H_2	140 \pm 13
D_2	133 \pm 8
He	114 \pm 11
N_2	264 \pm 32
O_2	195 \pm 25
Ar	165 \pm 18
Kr	400 \pm 24
Xe	321 \pm 20

図4. He^* と気体分子($T=300\text{K}$)の全断面積[4.1]

5. 光双極子トラップ

光双極子トラップ(ODT)とは、レーザー光(光電場)とレーザー光によって誘起される原子の双極子モーメントとの相互作用を利用したトラップである。

二準位原子系において、光の離調を $\delta = \omega - \omega_0$ と表すとき、 $|\delta| \ll \omega_0$ を満たすような場合、光双極子トラップポテンシャル U_{dip} と散乱力 Γ_{scat} はそれぞれ近似的に以下の様になる。

$$U_{dip}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \cdot \frac{\Gamma}{\delta} I(r) \quad (5.1)$$

$$\Gamma_{scat} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \cdot \left(\frac{\Gamma}{\delta}\right)^2 I(r) \quad (5.2)$$

今回の実験では一次元 ODT にトラップすることを試みた。レーザーは KEOPSSYS 製 $1.55 \mu\text{m}$ 用ファイバーレーザーを用いた。ファイバーレーザーのビーム直径は 3.8mm であったので、2枚のレンズを用いて 7.6mm に広げ、 $f=30\text{cm}$ のレンズで集光子ながら MOT チャンバーの横にある窓から入れた。このレーザーは MOT チャンバー内に設置した $1.55 \mu\text{m}$ 用高反射率ミラーに反射させて外に出し、ストッパーで止めている。(図 5)

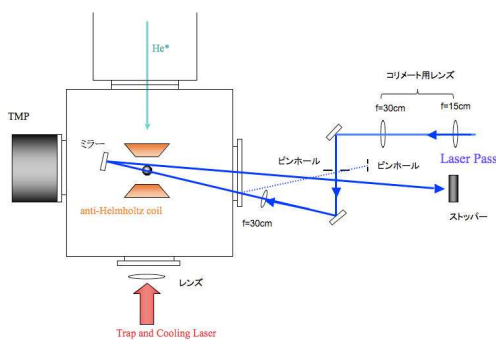


図 5 MOT チャンバーを上から見た図

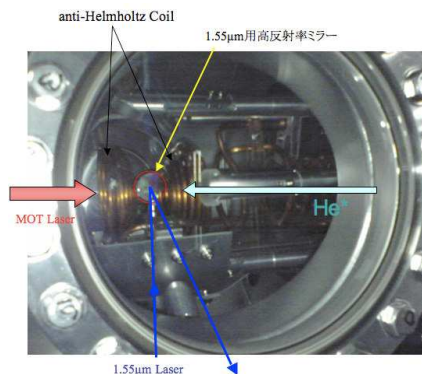


図 6 MOT チャンバーを横から見た写真

レーザー出力 $P=30\text{W}$ 、ビームスポット直径 $2r = 0.076\text{mm}$ 、 $f=200\text{mm}$ のレンズを用いてトラップを作成すると、トラップ中心でのポテンシャルの深さはおよそ 1.4mK 、レイリー長は $Z_R=2.9\text{mm}$ 、散乱力 $\Gamma_{scat} = 3.4\text{s}^{-1}$ であり、ポテンシャルは式(5.1)より図 6 の様になる。

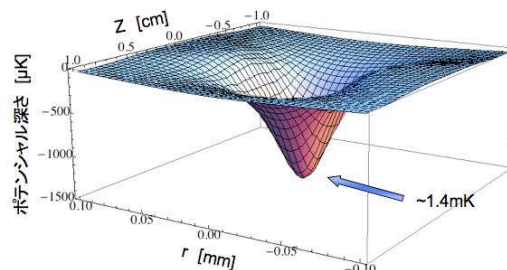


図 7 $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 、 $P=30\text{W}$ 、 $r=38 \mu\text{m}$ の ODT ポテンシャル

このときトラップ周波数は動径方向 $\omega_r = 2\pi \cdot 1.4 \times 10^4 [\text{Hz}]$ 伝搬軸方向 $\omega_z = 2\pi \cdot 140 [\text{Hz}]$ である。

6. 実験と結果

実験では MOT へのローディングの最適化条件、定常状態の MOT の性質をそれぞれ調べ、ODT へのローディングを試みた。MOT へのローディングを最適化するために、ディフレクタ・MOT 用レーザーの離調によってイオンカウントがどのように変化するかを調べた。

まずディフレクタ用レーザーの離調、DC 放電電流を変えてファラデーカップに到達する He^* の数を測定した。結果を図 8 に表す。

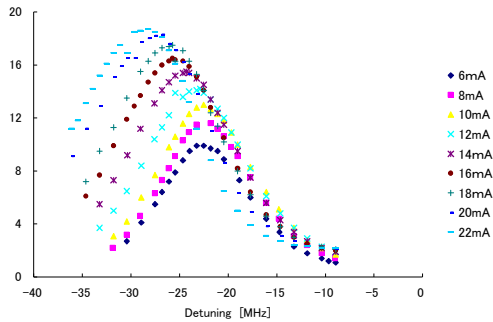


図 8 DEFレーザーの離調とファラデーカップ信号の関係

グラフから放電電流を上げるほど He*原子の数が増え、そのピークは離調が大きくなる方に変化するの分かる。つまりディフレクタを効率よく働かせ He*原子を増やすには、放電電流を増やし離調を大きく取れば良いということになる。しかし、放電電流を上げると放電管の加熱により速度の速い原子も多く含まれるため、冷却の効率が下がってしまうことになる。

次に MOT レーザー、ディフレクタレーザーの離調を変えてイオンカウントを測定した。放電電流 12mA、真空度はディフレクタチャンバーで 2.3×10^{-6} Torr、MOT チャンバーで 4.6×10^{-9} Torr、トラップコイル電流 26A、MCPanode に -1.85kV の条件で測定した。結果を図 9 に示す。(実線は最もイオンカウントが多かったデータ)

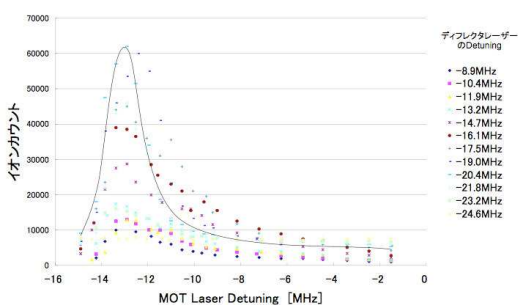


図 9 イオンカウントとレーザー離調の関係(放電電流:12mA)

図 8.2 によれば、放電電流を大きくして離調を大きくすると、トラップ領域に到達する He*原子の数が増加するということがあったが、図 9 によればディフレクタレーザーの離調が -13.4MHz より大きくなるとイオンカウントのピークが減少しているの

が分かる。これらの結果から、ディフレクタレーザーの離調が -20MHz 前後、MOT レーザーの離調が -13MHz 前後の時に MOT 内の原子数がピークになっており、効率よく MOT にロード出来ているということが考えられる。

次に MOT 原子の散逸を測定した。トラップ磁場を維持したまま DC 放電だけパルス状に切り、He*がローディングされないようにしてトラップ原子の散逸を測定した。MOT へのローディング時間は 1.1s で放電を切っている時間は 0.9 秒であり、これを 1 サイクルとして繰り返し測定を行った。結果を図 10 に示す。

フィッティングは式(4.1)で表されるトラップ原子散逸のレート方程式を用いた。赤の実線は一体衝突・二体衝突の両方を考慮してフィッティングした曲線、緑の破線は一体衝突のみを考慮してフィッティングした曲線である。二体衝突の項を考慮していない緑の破線は 0-44ms では測定点と一致しない。これにより散逸を観測した MOT 内部でトラップ原子同士の二体衝突が起きているといえる。このとき寿命はおおよそ 0.2s であり、二体衝突の係数を求めると、 $\beta = 8.9 \times 10^{-8} \text{cm}^3/\text{s}$ であった。

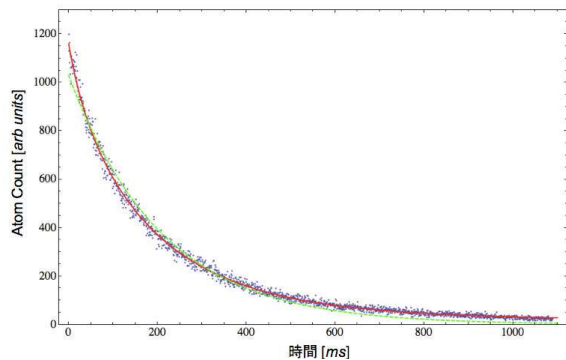


図 10 トラップ原子の散逸

さらに MOT の温度測定を行った。MOT から解放されたトラップ原子はトラップ領域の下方にある仕切りを通過し、約 28cm 下に設置した MCP に衝突する。MCP から得た信号を高速アンプに入れ増幅しマルチチャンネルスケーラーで 1500 回加算した。

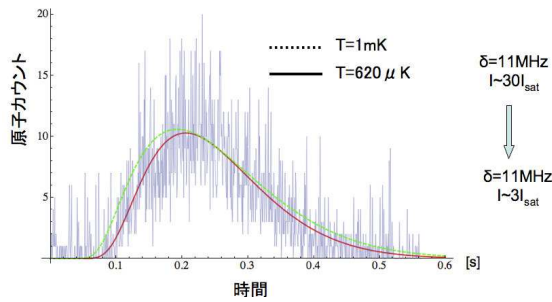


図 11 He* MOT の TOF

TOF の結果が図 11 である。Maxwell-Boltzman の速度分布を用い、得られたグラフをフィッティングし、MOT の温度はおよそ $620 \mu\text{K}$ と得られた。実線はフィッティングした曲線であり、破線は温度が 1mK と仮定したときの曲線である。

フィッティングには以下の式を用いた。

$$N(t) = C_1 e^{-C_2 \left(\frac{1}{2} g t + \frac{h}{t} \right)^2 - C_3 t^2} \quad (8.1)$$

これは、MOT 原子の速度分布はマクスウェルボルツマン分布であると仮定し、トラップから MCP までの距離を h とすると

$$h = v_0 t + \frac{1}{2} g t^2 \quad (8.2)$$

であることを用いている。ただし v_0 はトラップから解放された時の原子の速度である。また C_2 は MCP に垂直な方向の速度成分の項であり、 C_3 は MCP に水平な方向の速度成分を考慮した項である。

最後に光双極子トラップをオン/オフし、トラップ磁場はオンのままで MOT 光・放電をオフにした。

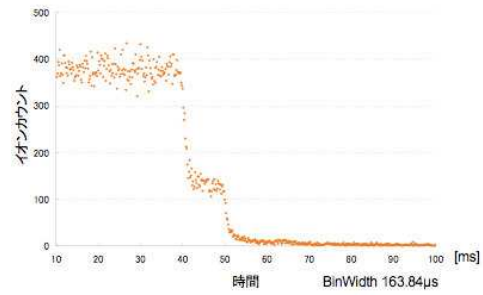


図 12 放電・MOT 光のみオフにして光双極子トラップをオンにしたときのイオンカウント

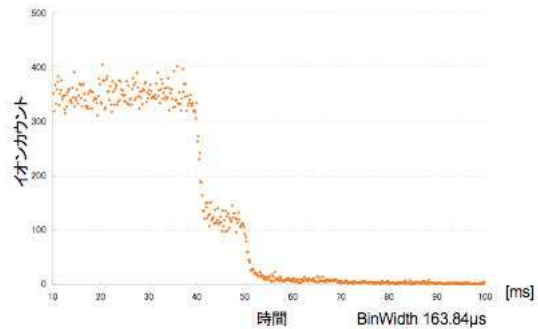


図 13 放電・MOT 光のみオフにして光双極子トラップをオフにしたときのイオンカウント

7. 考察

実験結果から以下のことが考えられる。

- ① MOT レーザーの離調がおよそ -13MHz でディフレクターレーザーの離調がおよそ -20MHz のときに MOT にローディングされる原子数が多い。
- ② トラップ磁場による He* のトラップは生じていない。
- ③ 図 11、12 から光双極子トラップの有無に関わらずイオンカウントに殆ど変化がないことから光双極子トラップ内に He* がローディングされているとは考えにくい。
- ④ MOT の温度がおよそ $620 \mu\text{K}$ ということから光双極子トラップを現在の MOT に重ねることで、トラップに原子をローディングできる可能性がある。

現状で光双極子トラップにトラップできる原子数を見積もる。光双極子トラップを生成した瞬間に MOT を切り、光双極子トラップにトラップする場合について考える。この場合、トラップポテンシャル以下の温度の原子のみがトラップされることになる。このとき光双極子トラップにトラップされる原

子は典型的にはトラップポテンシャルの10%程度の温度になる。今、トラップポテンシャルは1.4mKであるから、620 μ Kの原子集団のうち140 μ K以下の原子がトラップされていると仮定すると、マクスウェルボルツマン分布によればその数は全体の約7%となる(図13)。

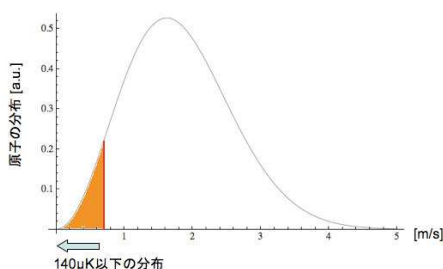


図13 温度620 μ Kのマクスウェルボルツマン分布

また光双極子トラップの体積はMOTの体積の0.1%以下であると仮定すると、現在のMOT中の原子数はおよそ 10^4 個であるので、一度のサイクルでトラップできる原子数は0.7個程度となる。この数では加算の回数を重ねてもトラップ原子として観測することは困難であるため、原子数の増加が必要不可欠であると考えられる。

光双極子トラップ中の原子は1.55 μ mのレーザー光により反跳を受け加熱することになる。原子の温度がトラップポテンシャルより高くなると光双極子トラップからいなくなってしまう。この加熱による寿命を求めると、

He*原子の波長1.55 μ mのレーザーの光子1個当たりの反跳温度は0.99 μ Kとなる。さらに式(5.2)よりポテンシャルの深さが1.4mKのとき光散乱 $\Gamma_{\text{scat}}=3.4\text{s}^{-1}$ であることから光散乱による寿命は $\tau_{\text{scat}}=374$ となる。このままでは 10^{-10}Pa まで測定できない。これは波長の長いレーザーを用いることで改善できる。CO₂レーザーを用いた場合はこの寿命は更に2桁のばすことが出来る。しかし現状ではトラップ領域の真空度は 10^{-7}Pa 程度であり、光散乱による寿命の制限よりも真空度による寿命の制限が非常に大きいため、引き続き1.55 μ mでの光双極子トラップに関する調査を行うことができると考えられる。

また黒体放射の影響について考えると、温度T

における黒体放射強度プランクの放射式により、300Kの黒体からの放射最大強度波長は9.66 μ mであり、単位時間当たり単位面に放射される1083nmの電磁波の絶対放射強度は $4.68 \times 10^{-7} \text{mW/cm}^2/\text{s/sr}$ であることから、黒体放射による影響は無いとみなせる。

今後の課題

今後は光双極子トラップの実現が課題となる。ビームウェストがMOTに重なっていないため光双極子トラップへローディングされていない可能性がある。これを改善するために以下のことが考えられる。

1. 共鳴光(1083nm)をMOTに当てるとMOT原子が消える事を利用してアライメントを行うようにする。
2. 共鳴光とIRカメラを用いてMOTを2カ所から位置決めすることでアライメントの再現性を高める用にする

また光双極子トラップにトラップされる原子数を増やすために以下のことが考えられる。

1. 曲率ディフレクタの導入
2. AOMを用いて原子の温度を更に下げ、光双極子トラップでトラップ出来る原子数を増やす。

参考文献

- [1.1] www.j-tokkyo.com/2001/H01J/JP2001-357814.shtml
- [1.2] 極高真空技術のニュートレンド
- [1.3] 真空技術(物理光学実験) 東京大学出版
- [1.4] Phys. Rev. A 12, 2455-2463(1975)
- [1.5] Phys. Rev.Lett.77, 2921 (1996)
- [3.1] Phys. Rev. A 53 No.3 1147 (1996)
- [3.2] Eur. Phys. J.D 14 15-21(2001)
- [3.3] Phys. Rev. A 73 031603(R) (2006)
- [3.4] Australian Institute of Physics
17th National Congress 2006 Brisbane, 3-8 December 2006
- [3.5] Phys. D Atoms, Molecules and Clusters 21, 89 (1991)
- [3.6] Private Communication (2006)
- [3.7] Journal of Quantum Electron Vol27 No.5 463
- [3.8] Phys. Rev. A, 15 154. (1977)
- [3.9] EuroPhys. Lett., 76(3), pp 409-415 (2006)
- [4.1] Cold Collisions of Metastable Helium Atoms