

準安定状態アルゴン原子のレーザー冷却・トラップの研究

その1 レーザー冷却

量子・物質工学科 清水研究室
倉茂孝道

【目的】

気体原子の表面における相互作用の研究や、原子干渉計の原子源として用いるために準安定状態 Ar 原子の磁気光学トラップ(MOT)を製作することを目的とする。

Ar*原子を用いる利点は

1. 超微細構造がある原子はリポンプ光を用いて optical pumping を避ける必要があるが、Ar*に関しては超微細構造がないので冷却波長が1つで良い。
2. マイクロチャンネルプレート(MCP)を用いて容易に検出することができる。
3. 原子干渉計の回折格子などの装置や、サンプルなどに気体が付着しない。
4. 装置が小さく、比較的安価な半導体レーザーで冷却遷移周波数を実現することができる。

等の点である。

【レーザー冷却の原理】

原子は運動量 mv 、光子は運動量 $\hbar k$ をもっている。レーザーを原子に照射すると、基底状態にいた原子は光子を吸収し励起状態に励起する。この時、運動量保存則 $mv = \hbar k$ が成り立ち、原子は反跳を受ける。

$v_R = \frac{\hbar k}{m}$ を反跳速度といい、一個の光子を吸収した原子は v_R だけ減速する。

この後原子は光子を自然放出し、基底状態に落ちる。光子を吸収する際には、レーザーの入射方向の向きに運動量を受け取るが、自然放出は等方的なために多数回の放出による運動量変化の平均はゼロとなる。そのため、原子は入射方向の向きのみに運動量を受け取り、この吸収・放出サイクルを何万回も繰り返すことにより、原子は減速されていく。

【アルゴン原子の特性】

図1はAr*のエネルギー準位図である。第一励起状態の電子配置は $3p^54s^1$ と表され、全角運動量 J の異なる4つの状態がある。そのうち $J=0$ 、 $J=2$ の準位が準安定状態である。 $J=1$ へ励起した原子は基底状態へと落ちる。Ar*は基底状態と第一励起状態のエネルギー差が 11eV と大きいため、放電により励起する。

第一励起状態とその上準位の間では赤外領域の吸収があり、選択則により $3p^5 4p^1 J=3$ の原子は $3p^5 4s^1 J=2$ へしか自然放出が起こらないために閉じた遷移となるので、冷却に用いることができる。この冷却遷移の波長は 811.754nm である。 $3p^5 4s^1 J=2$ から、 $3p^5 4p^1 J=1$ へ励起させ、そこから $3p^5 4s^1 J=0$ へ自然放出した原子を生成し、角運動量 0 の磁場に依存しない原子を用いることも可能となる。磁場に依存しない原子を用いることは、原子干渉計を使って位相変化を測る際など、様々な物理学実験を行う上で必要となる。

Ar^* 原子のレーザー冷却を行う場合に重要な諸特性を計算する。 Ar^* の冷却遷移波長は $\lambda = 811.754 \text{ (nm)}$ 、原子遷移の上準位の寿命は $\tau_s = 27 \text{ (ns)}$ であり、 m を Ar 原子一個あたりの質量、 h をプランク定数、 c を真空中の光速とすると、反跳速度、最大減速度、飽和パワーは表1のようになる。 Ar^* 原子の速度を熱平衡状態での $T=300\text{(K)}$ における最確速度 $v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} = 353 \text{ (m/s)}$ として(実際には放電により、原子の温度はさらに高くなる)、飽和パワーよりも十分大きなパワーのレーザーを照射したときに Ar^* 原子が停止するまでの吸収・放出回数、時間、距離の計算結果は表2のようになる。

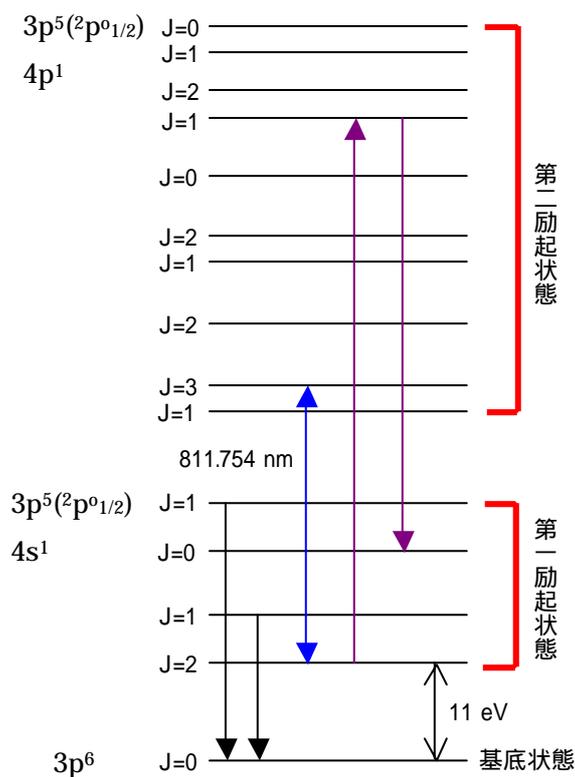


図1 Ar^* のエネルギー準位図

反跳速度	$v_R = \frac{h}{\lambda m}$	1.2 (cm/s)
最大減速度	$\alpha = \frac{h}{2\tau_s m \lambda}$	2.3×10^5 (m/s^2)
飽和パワー	$I_{\text{sat}} = \frac{2\pi c h}{\lambda^3 \tau_s}$	8.6 (mW/cm^2)

表1 Ar^* の反跳速度、最大減速度、飽和パワー

吸収・放出回数	$N = \frac{mv}{h/\lambda}$	29000 (回)
時間	$t = 2N\tau_s$	1500 (μs)
距離	$l = \frac{1}{2} vt$	26 (cm)

表2 Ar^* が停止するまでの吸収・放出回数、時間、距離

【ゼーマン同調法】

・周波数チャープ法とゼーマン同調法

原子の進行方向に対向してレーザーを当てる場合、レーザーの周波数を ν_L 、原子の速度を v とすると、原子はドップラー効果により $\nu_L(1+v/c)$ だけ高く周波数を感じる。そのため、原子の速度が変化すると、原子の共鳴周波数も変わってしまう。それを解決するためには原子の減速にあわせてレーザー周波数を共鳴周波数に近づけていく周波数チャープ法と、レーザー周波数を固定して原子の共鳴周波数をレーザー周波数に近づけていくゼーマン同調法などの方法がある。原子が停止する点に関しては、周波数チャープ法は時間により決定され、ゼーマン同調法は位置によって決定される。Ar は準安定状態で原子数が少ないので、少しでも原子のロスを避けるために、原子を一定の場所に集めることが可能なゼーマン同調法を用いる。

・ゼーマンシフトによるドップラーシフトの補償

静止した原子の共鳴周波数を ν_0 とすると、ランダウの g ファクター $g_j=1$ 、磁気量子数 $m_j=1$ のときドップラーシフトとゼーマンシフトはそれぞれ次式で与えられる。 μ_B はボーア磁子である。

$$\nu_{\text{dop}} = \frac{v(z)}{c} \nu_0 \quad (1) \quad \nu_{\text{zeeman}} = \mu_B B(z) \quad (2)$$

原子の初速度を v_0 とし、一定の減速度 α で減速させていく場合、原子の速度は場所の関数として

$$v(z) = \sqrt{1 - \frac{2\alpha z}{v_0^2}} \quad (5)$$

と表される。磁場の空間分布が

$$B(z) = B_0 \sqrt{1-s} \quad s = \frac{2\alpha z}{v_0^2} \quad (6)$$

であれば、ソレノイド中を進んで減速される原子のドップラーシフトはゼーマンシフトにより打ち消され、原子は常にレーザー光を吸収することができる。

また Ar^* の $J=2$ から $J=3$ の冷却波長間の遷移ではゼーマンシフトは

$$\delta \nu_{\text{zeeman}} = \frac{(m_2 g_2 - m_1 g_1) \mu_B B_0}{h} \quad (10)$$

となり、ランダウの g ファクター g_j は

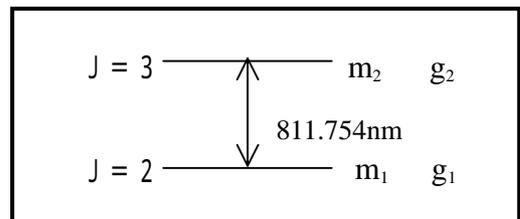


図 2 Ar^* の冷却遷移間の準位

$$g_j = 1 + \frac{J(J+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2J(J+1)} \quad (\text{量子数 } J, l, s) \quad (11)$$

で与えられる。

$$J=2 \text{ の準位で } g_1 = \frac{3}{2} \quad (J=2, l=1, s=1) \quad m_1 = 2$$

$$J=3 \text{ の準位で } g_2 = \frac{4}{3} \quad (J=3, l=2, s=1) \quad m_2 = 3 \quad \text{であるので}$$

最大磁場 $B_0=320(\text{G})$ の場合、 $T=300(\text{K})$ における最確速度 $v=353 (\text{m/s})$ を用いてドップラーシフトとゼーマンシフトを計算すると

$$\delta \nu_{\text{dop}} = 435 \quad (\text{MHz}) \quad \delta \nu_{\text{zeeman}} = 447 \quad (\text{MHz})$$

となる。よって最確速度以下の原子を減速することができる。

実際に我々が測定した電流を 1 A 流したときの Zeeman Slower の磁場分布を図 3 に示す。ここでコイルの巻き始めの位置を 0cm としている。全長 75cm のコイルを使用した。(図 4) 10A の電流を流した時の最大磁場は約 320(G) であるが、さらに大きな電流を流すことによって $T=300(\text{K})$ における最確速度以上の原子であっても減速することが可能である。

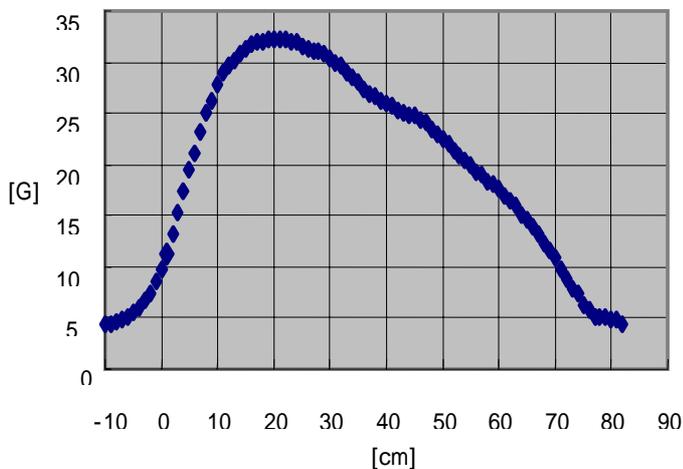


図3 電流 1A での Zeeman Slower の磁場分布の測定



図 4 ゼーマンコイル

【まとめ】

Ar^* のレーザー冷却における重要な諸特性を計算した。また、ゼーマン同調法を用いて Ar^* の冷却遷移間でドップラーシフトをゼーマンシフトで補償するための計算を行うことにより、どのくらいの速度の原子を減速できるかを見積もることができた。また、ここでは述べなかったが、 Ar^* の MOT のための実験装置を構築した。