

リチウム原子の原子ビーム法による ドップラー・フリー蛍光スペクトルの測定 I

電子物性工学科 清水富士夫研究室 栗原 崇

1. 目的

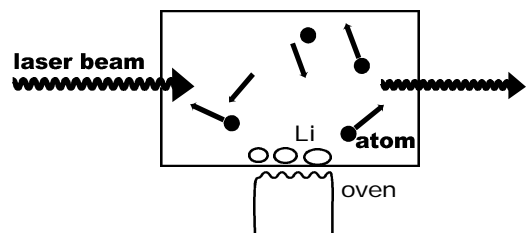
現在、リチウムの磁気光学トラップ（MOT）プローブ光用に用いている色素レーザーは、長時間の使用でその周波数がドリフトしてしまっている。プローブ光に用いるためには周波数のドリフトを1MHzに抑えたのだが、現在は1分当り10MHz程度ドリフトしてしまっている。安定した周波数プローブ光を得るために、色素レーザーの周波数をリチウムの冷却遷移にロックするシステムを作る必要がある。周波数をロックするためには、自然幅に近いスペクトルが必要なため、ドップラー・フリーのスペクトルを得ることになった。

ドップラー・フリーのスペクトルを得る方法には、吸収セル法や原子ビーム法などがあるが、今回は原子ビーム法を用いて、ドップラー・フリーの蛍光スペクトルを測定するための装置を組み立て、そして実際に蛍光スペクトルを測定するのが目的である。

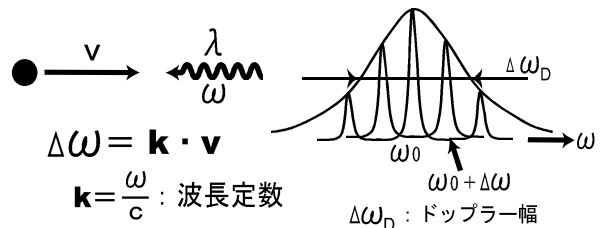
2. 吸収セル法と原子ビーム法

蛍光スペクトルを得る方法に、吸収セル法や原子ビーム法などがある。そこで、吸収セル法を用いた場合と原子ビーム法を用いた場合を比較する。

2.1 吸収セル法



リチウムを入れた容器を真空にし、そのリチウムをオープンで熱し蒸発させる。気体となりランダムに運動している原子に、レーザー光を入射させるが、気体原子はMaxwell-Boltzmann分布をしているためドップラー効果 $\Delta\omega$ が生じ、その結果得られるスペクトルはガウス型となる



そのときのスペクトルの半値幅をドップラー幅 $\Delta\omega_D$ という。

気体原子はMaxwell-Boltzmann分布の速度分布をしており、その速度が最大となる速度を最確速度 u といい、気体の温度を $T=1000\text{K}$ 、原子の質量を $M=7.016 \times 1.66 \times 10^{-27}\text{kg}$ 、ボルツマン定数 $k=1.38 \times 10^{-23}\text{J/K}$ とするとき

$$u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \cong 1539 \text{ m/s}$$

となる。この値を用いてドップラー効果によるスペクトルの広がり（ドップラー幅）は

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \, k u = 2\sqrt{\ln 2} \frac{2\pi}{\lambda} u \cong 24.0 \text{ rad/s}$$

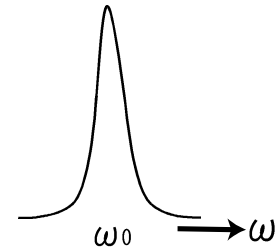
となる。これを周波数に直すと、ドップラー幅は

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega_D}{2\pi} \cong 3.82 \text{ GHz}$$

となり、吸収セル法を用いて得られるスペクトル幅は 3.82GHz である。

となる。このように、原子の運動方向に対し直角に光が入射すれば、スペクトルは原子の運動速度によらず、得られるスペクトルはローレンツ型となるが、

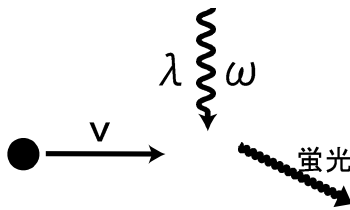
$\mathbf{k} \perp \mathbf{v}$ のとき



原子の運動方向とレーザー光のなす角度が直角からずれると、ドップラー効果が生じ、スペクトル幅が広がっていく。

周波数をロックするには自然幅に近いスペクトルが必要になるが、吸収セル法を用いると、スペクトル幅は3GHz以上となり自然幅には程遠いが、原子ビーム法では原理的には簡単にドップラー・フリーのスペクトルを得られることがわかる。

2.2 原子ビーム法

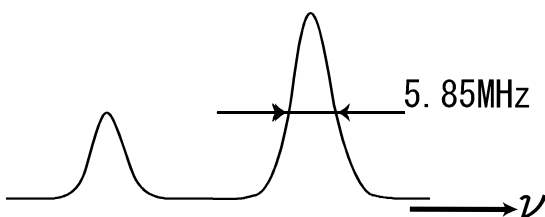


速度 v で運動している原子に、原子の運動方向と直角に角周波数 ω のレーザー光を入射するとき、得られる蛍光のドップラー効果による周波数の変化 $\Delta\omega$ は、2次のドップラー効果を見捨てる

$$\Delta\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$$

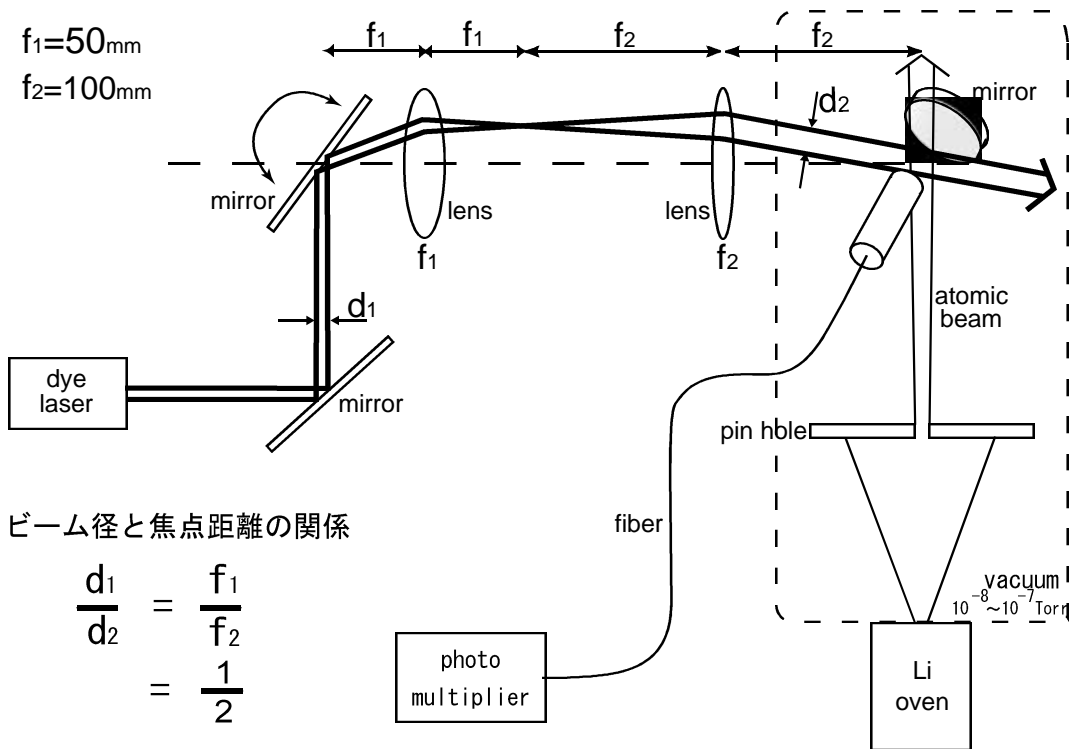
となり、自然幅のスペクトルが得られる。ここで、Li原子の自然寿命 τ が $\tau=27.2\text{nsec}$ ということから、リチウムのスペクトルの自然幅は

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} = 5.85 \text{ MHz}$$



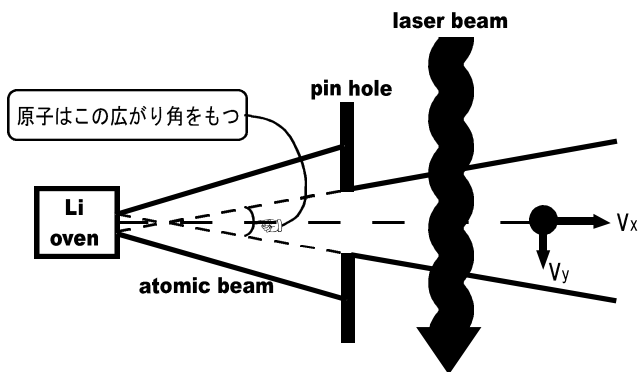
3. 実験装置

原子ビームを用いてドップラー・フリーの蛍光スペクトルを得られる装置を組み立てた。自然幅のスペクトルを得るには、原子ビームとレーザー光を直角に入射させる必要がある。ビームとレーザーは、真空容器内で交差しなければドップラー・フリーの蛍光が得られないが、真空容器内で角度を微調するのは非常に困難であるため、真空容器外で直角を微調整出来るような光学系を作成した。ここで、ミラーとレンズ2枚の中心軸が合うようにし、レンズの焦点距離を考慮し図の様に配置する。この光学系は、ミラーの中心軸にレーザー光が入射すれば、ミラーを微調整するだけで原子ビームと交差するレーザー光の角度を、原子ビームとの交点を外れずに角度を調整できる。

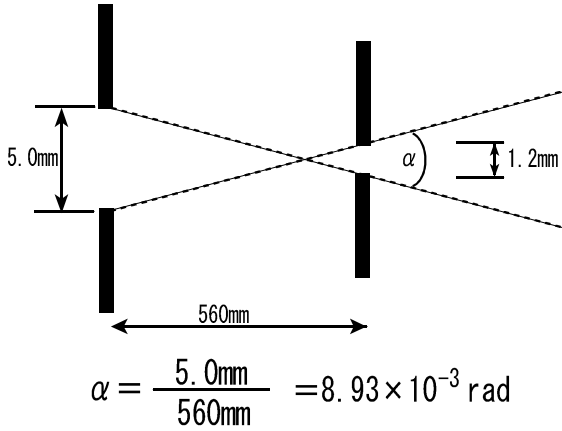


ドップラー効果を避けるために、入射するレーザー光は平行光である必要がある。そのため、2枚のレンズから十分と遠いところにピンホールを置き、平行光にした上でビームを拡大し、真空容器内に余計なレーザー光が入らないようにピンホールをフランジの直前に置く。原子がレーザー光を吸収することで励起状態になり、自然放出によって光を放出するが、その蛍光はとても微弱であるので、原子ビームとレーザー光の交点の真下に凹面鏡を置き、その凹面鏡の焦点のところにファイバーの先端が来るようにして集光する。集光した光はファイバーを経由して、真空外にあるフォト・マルチプライヤーで検出する。

4. 原子ビームの広がり



オープンで熱せられた原子は広がりをもって飛び出していく。一定方向の原子を取り出すためにピンホールを用いるのだが、完全に原子ビームの広がりをおさえることは出来ず、コリメートには限界がある。そのため、原子ビームの中心軸に対し、直角にレーザー光を入射させてもドップラー効果による周波数の変化が生じ、スペクトル幅は太くなってしまふ。このように、減らすことの出来ないドップラー効果のことを、ドップラー効果の残留という。用い



るピンホールの直径は1.2mmであるが、この値を用いたのは今回が実験装置の立ち上げの段階で、どの程度の穴の大きさにしたらいいのか分からないため、経験から1.2mmとした。穴の大きさを決めた上で、ビームの広がり角を抑えるためには、オープンからピンホールまでの距離をできるだけ長くとる必要がある。だが装置にも限界があるため実際の距離は56cm程度となり、計算から求められるビームの広がり角は $8.93 \times 10^{-3} \text{ rad}$ となる。

ドップラー効果は、原子がレーザー光の進行方向と同じ方向の速度成分を持つときに生じる。オープンから飛び出し、その中心軸から最も外れた原子の最速速度のレーザー光方向の速度成分 v_y は

$$v_y = u \times \alpha = 1539\text{m/s} \times 8.93 \times 10^{-3} \text{ rad} = 13.7 \text{ m/s}$$

となる。

また、ドップラー効果の残留 $\Delta\nu_1$ は

$$\Delta\nu_1 = \frac{v_y}{2\lambda} = \frac{13.7 \text{ m/s}}{2 \times 670.97 \times 10^{-9} \text{ m}} \cong 10.2 \text{ MHz}$$

であり、スペクトルの自然幅は $\Delta\nu_2 = 5.85 \text{ MHz}$ である。ドップラー効果の残留 $\Delta\nu_1$ はガウス関数

$$a(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega}{\omega^2 + \Delta\omega^2}$$

をしており、スペクトルの自然幅 $\Delta\nu_2$ はローレンツ形関数

$$b(\omega) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\omega} \exp\left[-\ln 2 \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right]$$

をしている。

これらふたつの関数をたたき込み積分し、合成することで観測されるスペクトルの理論値を得ることができる。

たたき込み積分

$$\int a(y) b(x-y) dy = c(x)$$

により合成されたスペクトルの線幅 $\Delta\nu$ は

$$\Delta\nu = 13.7 \text{ MHz}$$

となる。