

卒業論文

冷却原子のイオン化検出

指導教員 井上 慎 准教授 印

平成 20 年 2 月提出

東京大学 工学部 物理工学科

60469 田野岡 祐介

導入 (P.4)

理論

1. 磁気光学トラップ (MOT) の原理
 1. レーザー冷却の原理 (P.7)
 2. 四重極磁場とレーザーによる位置依存力 (P.14)
2. パルスレーザーによる MOT 中の原子のイオン化 (P.17)
3. Photo Association (P.19)

実験系

4. MOT
 1. チャンバー系 (P.21)
 2. アンチヘルムホルツコイル (P.23)
 3. レーザー系 (P.25)
5. Detection
 1. パルスレーザー (P.28)
 2. *Micro Channel Plate(MCP)* によるイオンの検出
 1. MCP の仕組みと仕様 (P.31)
 2. Time of Flight(TOF) (P.32)
 3. MCP のゲイン特性 (P.32)
 4. 実験における MCP 回路系 (P.34)
 3. 計測システムの構築 (P.36)

実験

予備実験 信号積分値の実験回路による変換性の確認

動機 (P.39)

実験操作 (P.39)

実験結果 (P.40)

考察 (P.42)

実験① MOT 中の原子のイオン化検出

動機 (P.43)

実験操作 (P.43)

実験結果 (P.43)

考察 (P.45)

実験② *K* 原子、*Rb* 原子のイオン化検出による分光

動機 (P.47)

実験操作 (P.47)

実験結果 (P.48)

考察 (P.50)

まとめと今後の展望 (P.53)

付録

1、MCP 出力信号のアンプ、ローパスにおける変換性の理論的推定 (P.54)

2、MOT コイルのつくる磁場勾配 (P.56)

謝辞 (P.58)

参考文献 (P.59)

導入

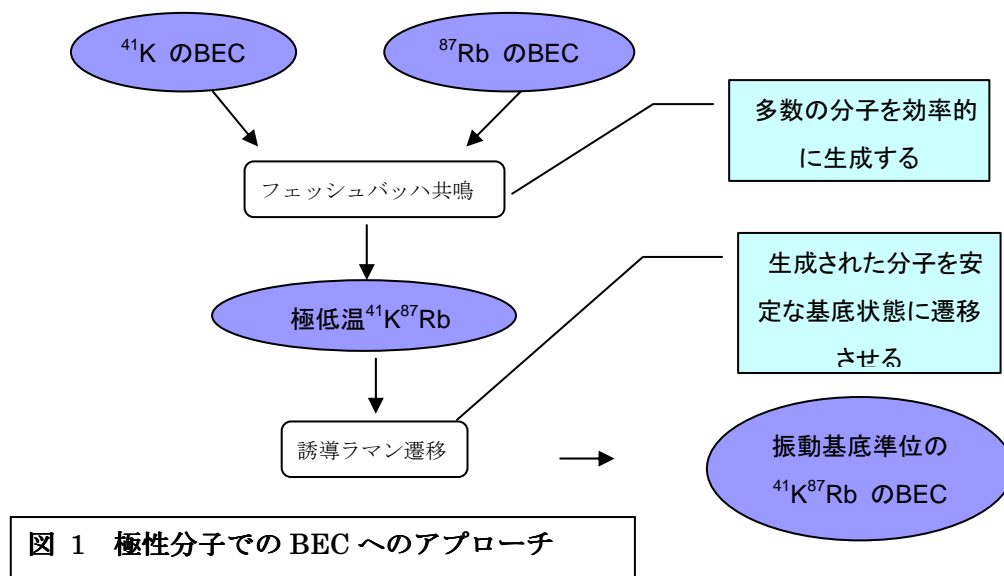
近年、レーザーを用いて中性原子気体を冷却する手法が発展してきた。その重要な成果として、Magneto-Optical Trap (MOT) と蒸発冷却の組み合わせにより中性原子を $\sim 100\text{nK}$ まで冷却することで実現された Bose-Einstein 凝縮 (以下 BEC) がある。

この BEC は 1995 年に ^{87}Rb 、 ^{23}Na 、 ^7Li の原子気体を用いて実現された現象であり、2001 年のノーベル賞の対象にもなっている。

BEC 状態にある中性原子はマクロなスケールで起こる量子現象 (波動関数の干渉、渦の量子化など) を直接観測できる重要な存在として世界中で盛んに研究が行われてきた。

我々の研究室の目標は、未だ実現されていない極性分子 ($^{41}\text{K}-^{87}\text{Rb}$) での BEC の実現である。極性分子は中性原子とは異なる、異方的で長距離に及ぶ相互作用をもつために、極性分子での BEC は中性原子での BEC では見られない、今までにない物理現象を観測できる可能性を秘めている。

極性分子は中性原子と違い、レーザー冷却による冷却が困難である。その理由は後述する理論の、レーザー冷却の原理で触れる。よって我々の研究室では図 1 で示すようにまず ^{41}K 原子と ^{87}Rb 原子の BEC をまず達成し、フェッシュバツハ共鳴によって $^{41}\text{K}-^{87}\text{Rb}$ 分子を作り出し、誘導ラマン遷移によって安定な基底状態に遷移させるという方法でアプローチしている。



誘導ラマン遷移を行うためには、仮想準位として用いることが有効な状態を探しておくことが必要である。よって、フェッシュバツハ共鳴によって生成される分子を分光する必要がある。この分光を行うために、我々の研究室では、MOT によって捕獲した ^{41}K と ^{87}Rb を光会合させる (理論において後述する) ことによって、BEC でフェッシュバツハ共鳴を

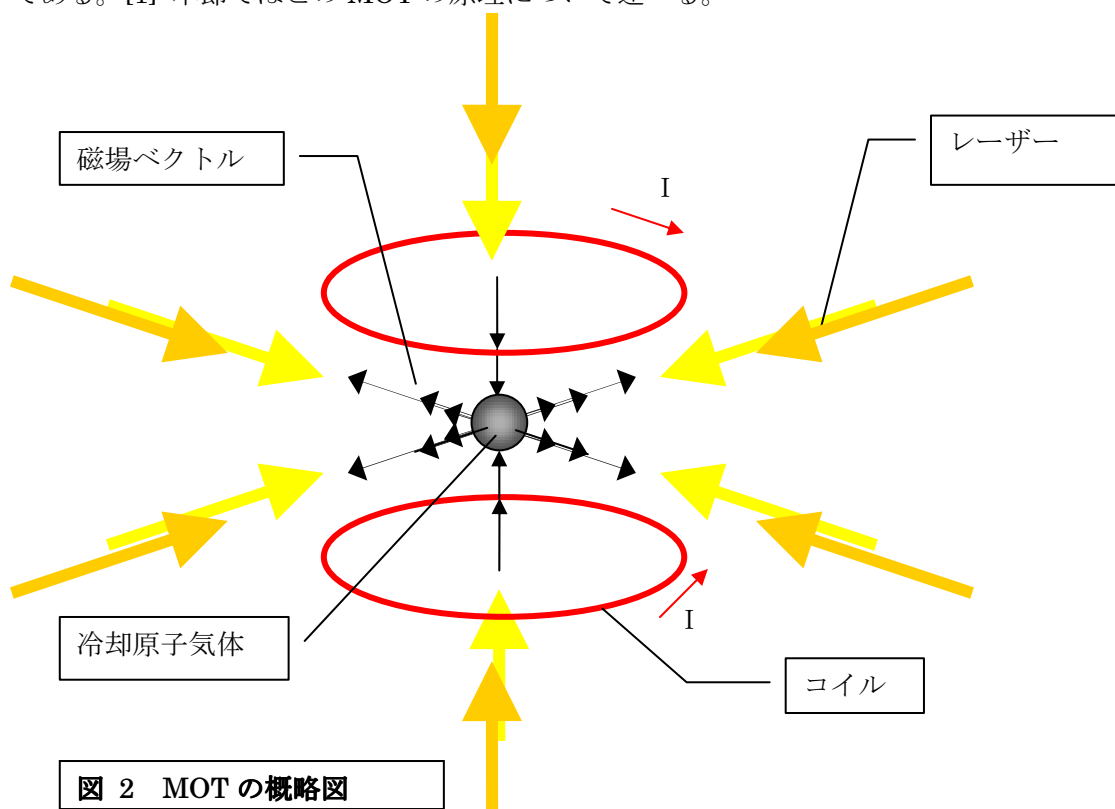
行い生成される分子と近い状態の分子を、少数ではあるが、生成することを計画している。この分子を用いて分光を行う場合、少数の分子による光吸収を検出する必要があり、これに有効な手段として、光励起した分子をイオン化して検出するという方法がある。

本研究の目標はこの MOT 中での原子、分子のイオン化と、生成されたイオンの検出を行うシステムを構築することである。

理論

1. MOT (Magneto-Optical Trap) の原理

MOTとは図2に示すような、アンチヘルムホルツ型のコイルから発生する磁場と三軸方向に対向して入射する（2種類の）レーザーによって原子気体を冷却し、捕獲するシステムである。[1] 本節ではこのMOTの原理について述べる。



MOTが原子気体を冷却し、捕獲する原理は速度依存力（粘性力）と位置依存力に基づく。

レーザーが交差する空間に飛び込んできた原子は速度依存力によって減速され、磁場が0となる点に向かう位置依存力によって捕獲される。速度依存力は原子の運動による光のドップラー効果を利用したレーザー冷却による力であり、位置依存力とはアンチヘルムホルツコイルより発生する四重極磁場が原子気体にもたらす位置に依存したゼーマン効果を利用し生み出される力である。本節ではこの二つの機構をそれぞれ説明する。

1. 1 レーザー冷却の原理

レーザー冷却とは、原子と光の相互作用（輻射圧）を巧みに利用した原子集団の冷却法である。原子気体の冷却としては、液体ヘリウムなどの冷媒とによる方法や、温度の高い原子のみを取り去る方法（蒸発冷却）など、様々な機構によるものが実現しているが、レーザー冷却による原子気体の冷却の機構は原子とレーザーの運動量のやり取りによるものである。ここではその機構について説明する。

原子気体中の原子は常温ではマックスウェルボルツマン分布に従い様々な速度を持つ。原子気体の冷却とはこの原子群の速度分布の広がりを小さくすることである。

レーザー冷却によって原子気体が減速される機構を以下の模式図(図3)で示す。

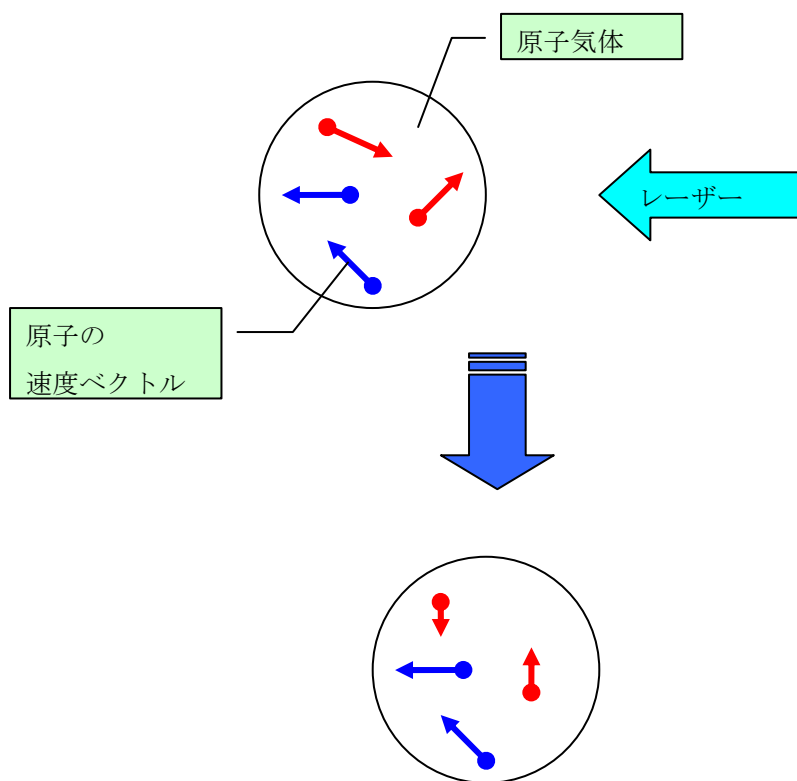


図 3 レーザー冷却の様子

レーザーに対向する向きの速度を持つ原子の速度ベクトルを赤、それ以外の原子の速度ベクトルを青で表し、そのレーザー冷却による変化を示した。この図で示しているように、レーザー冷却では、レーザーに対向する速度を持つ原子（赤）はレーザーに対向する速度が0近くなるまでレーザーによってレーザーの進行方向に加速され続ける（つまり減速され続ける）。一方レーザーに対向する速度を持たない原子は加速されないため、結果的に全体の原子気体は冷却される。これがレーザー冷却による原子気体の冷却の機構である。

MOTにおいてはこのレーザーを3軸6方向から入射することで全ての速度成分を減速している。

この、レーザー冷却のレーザーが、対向する速度を持つ原子のみを減速し、それ以外の原子を加速しない理由を2準位系の原子と光の相互作用を用いて説明する。

図4に示すような2準位系の原子が、その共鳴角振動数 ω_0 の光と相互作用することを考える。原子は原子の慣性系で（光子の角周波数はドップラー効果により慣性系ごとに異なる値を持つ）角周波数が共鳴角振動数 ω_0 に等しい光子を吸収して励起状態に遷移し、また原子系で角振動数 ω_0 の光子を放出して基底状態に落ちる。基底状態に落ちた原子は再びレーザー中で共鳴角振動数 ω_0 の光子を吸収して励起状態に遷移できるため、定常的な共鳴角振動数 ω_0 の光と相互作用する原子はレーザー中でこのサイクルを繰り返す。

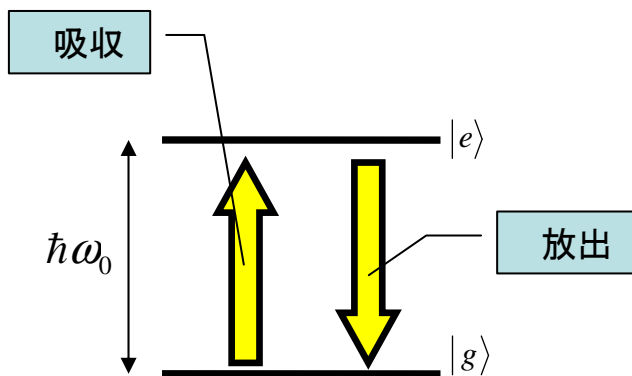


図4 2準位原子と光の相互作用

$|e\rangle$ は励起状態を表わし、 $|g\rangle$ は基底状態を表わす。

このサイクルにおける原子の運動量変化に着目すると、運動量保存則により、原子の運動量変化は吸収、もしくは放出した光子の運動量に等しい。吸収する光子の運動量は $\hbar\vec{k}$ (\vec{k} は光子の波数ベクトル)であり、その方向はすべてレーザーの進行方向であるが、放出する光子の運動量は、その大きさは吸収する光子と等しいが、その方向はほとんど等方的にランダムであるため、多数回のサイクルに渡って見ると0とみなせる。

よって多数回のサイクルに渡って見ると、原子はレーザーの進行方向にのみ加速することになる。(図5参照)

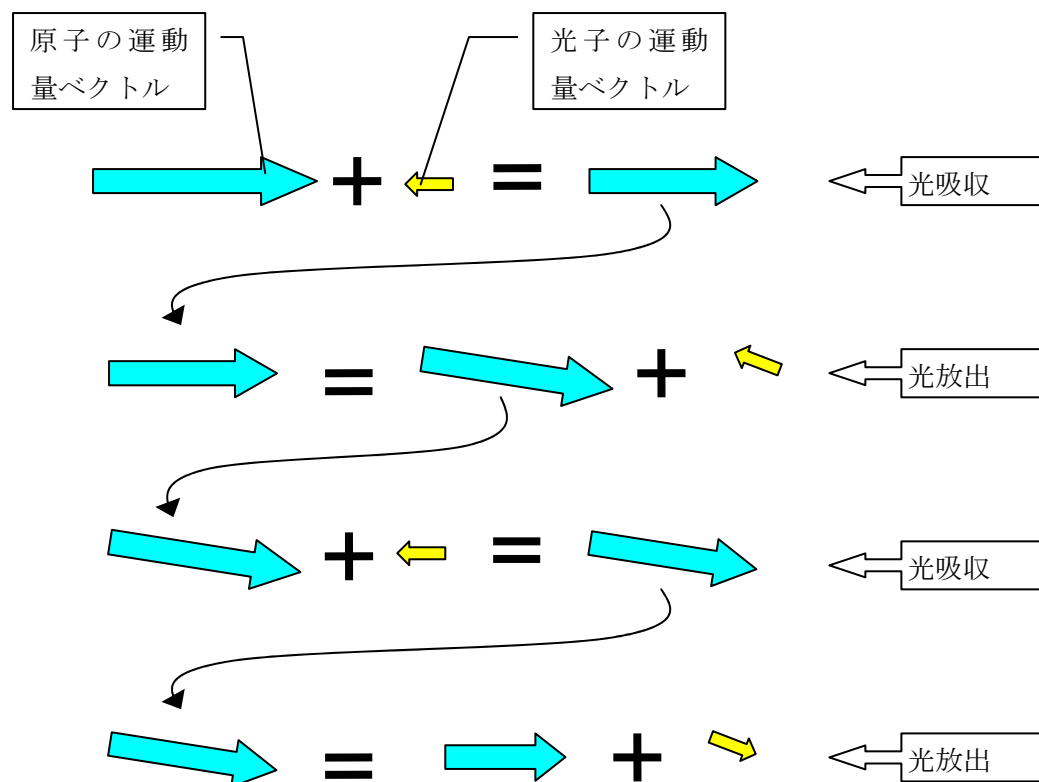


図 5 原子の光との相互作用による運動量変化[1]
 原子が光の吸収と放出を2サイクル行った時に、その運動量ベクトルが変化の様子を表わした。2つの放出する光の運動量ベクトルが反対方向を向いている場合、放出による原子の運動量変化はキャンセルし、吸収する光による減速のみを受けることになる。サイクルを多く繰り返すと、放出する光の運動量ベクトルは等方的であるので、同じくそれによる原子の運動量変化は0とおける。

また、前に挙げたように、原子気体中の原子は様々な速度で運動している。このためドップラー効果により各々の原子にとってレーザーの角周波数は異なり、ある原子の慣性系でのレーザーの各周波数 ω' は

$$\omega' = \omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$$

と書ける。ここで ω は静止系での光の角周波数、 \vec{k} は静止系での光の波数ベクトル、 \vec{v} は原子の速度ベクトルである。すなわちレーザーに対向する向きに運動する原子にとっては光の周波数は静止系でのものより高くなり、レーザーの進行方向に運動する原子にとっては光の周波数は静止系でのものより低くなる。(図 6 参照)

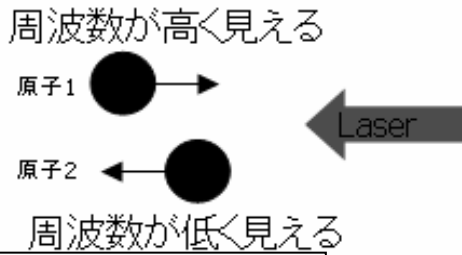


図 6 ドップラー効果

このドップラー効果による光の角周波数の、原子の速度ベクトルに対する依存性を利用すると、レーザーに対向する速度を持つ原子のみを選択的に加速することができる。静止系において原子の共鳴周波数より低く離調したレーザーを原子気体に入射すると、原子気体のうち、レーザーに対向する向きに運動する原子の慣性系ではレーザーの周波数は高くなるため、原子の共鳴周波数に近くなり、逆にレーザーと同じ向きに運動する原子の慣性系ではレーザーの周波数は更に低くなるため共鳴周波数からは遠ざかる。原子が光を吸収する確率は図 7 に示すように共鳴周波数に近ければ吸収は高くなり、遠くなると低くなる。

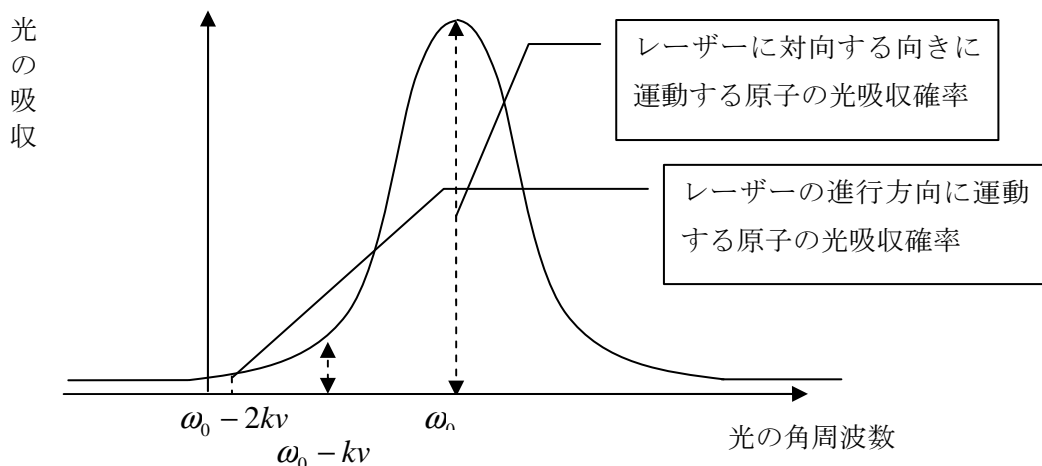


図 7 原子の光吸収確率 V.S. 光の角周波数

原子が光を吸収する確率はこの図のように、共鳴周波数においてピークを持つ。よって、共鳴周波数に近ければ吸収確率は大きく、遠ければ吸収確率は小さい。

よって光の吸収確率はレーザーに対向する速度を持つ原子のほうが高くなり、レーザーと同じ向きの速度を持つ原子は光の吸収確率が低いため、ほとんどレーザーと相互作用しなくなる。よって結局レーザーは、レーザーに対向する速度を持つ原子のみを加速することになる。これがレーザー冷却の原理である。

これまでは2準位系の原子で説明したが、実際の原子は多くのエネルギー準位を持っており、実際のレーザー冷却はその中で二つのエネルギー準位を選んで使うことになる。

本実験でレーザー冷却した ^{41}K 、 ^{87}Rb の場合について説明する。

図8において ^{87}Rb の基底準位、励起準位の超微細構造（核スピンの角運動量と電子の角運動量の相互作用によるエネルギー分裂）を示す。

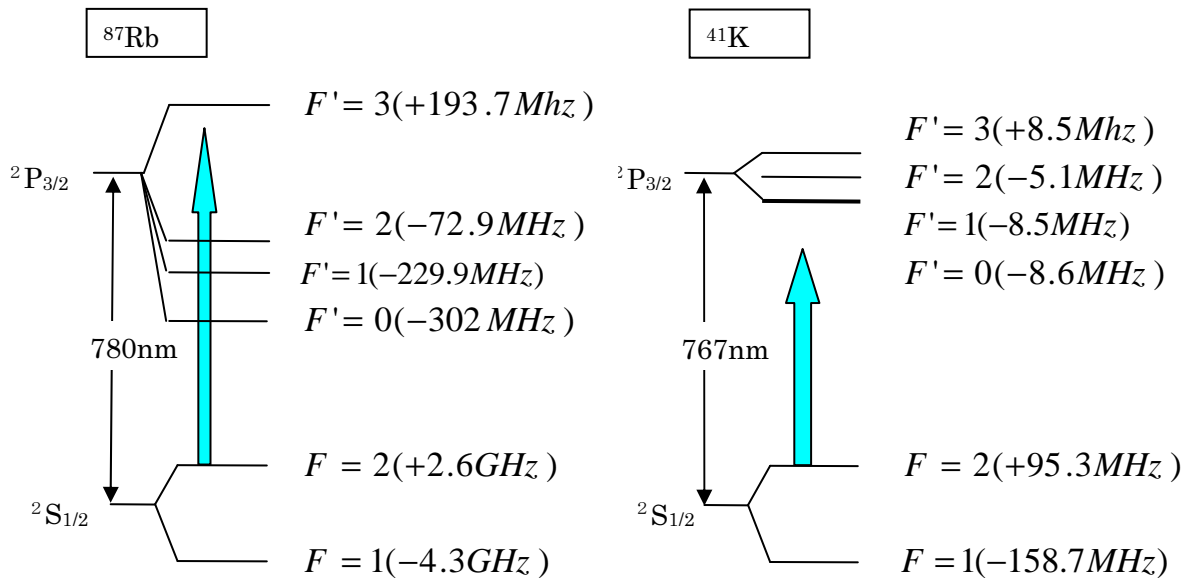


図8 ^{41}K と ^{87}Rb のエネルギー準位[2]

F 、 F' はそれぞれ基底状態、励起状態における全角運動量の量子数である。 F の右にある数値は超微細構造によるエネルギー変化分である。

水色の矢印はCoolingレーザーを表しており、 ^{87}Rb では $F=2$ から $F'=3$ に向けて離調した光を入射している。後述する理由から通常ではこのRbのように超微細構造の内、 F が最大の2準位を用いるが、 ^{41}K では励起状態のエネルギーがレーザーの線幅に対して狭いため、 $F'=3$ の状態のみに遷移させることは不可能である。よって $F'=1,2,3$ に対して負に離調をとった光を入射している。

ここで、励起状態に存在する原子が光を放出して基底状態に落ちることを考える。図9に示すように、 $^4F'=3$ に存在する原子は選択則 $\Delta F=0, \pm 1$ により $F=2$ のみに光を自然放出して落ちるが、 $F'=1,2$ に打ちあがった原子は選択則により、ある確率で $F=1$ にも落ちる。 $F=1$ の状態にある原子はCoolingレーザーによって励起状態に打ちあがる確率はとても少ない。これがレーザー冷却においては超微細構造の内、最大の F をとる状態を用いる理由である。

ただし、Rbのように $F'=3$ と $F'=0,1,2$ が離れていても $F'=0,1,2$ に遷移する確率は存在し、レーザー冷却のサイクルが繰り返される内にほとんどの原子は $F=1$ の状態に存在するようになり、結果、それ以上レーザーによって冷却することが出来なくなる。

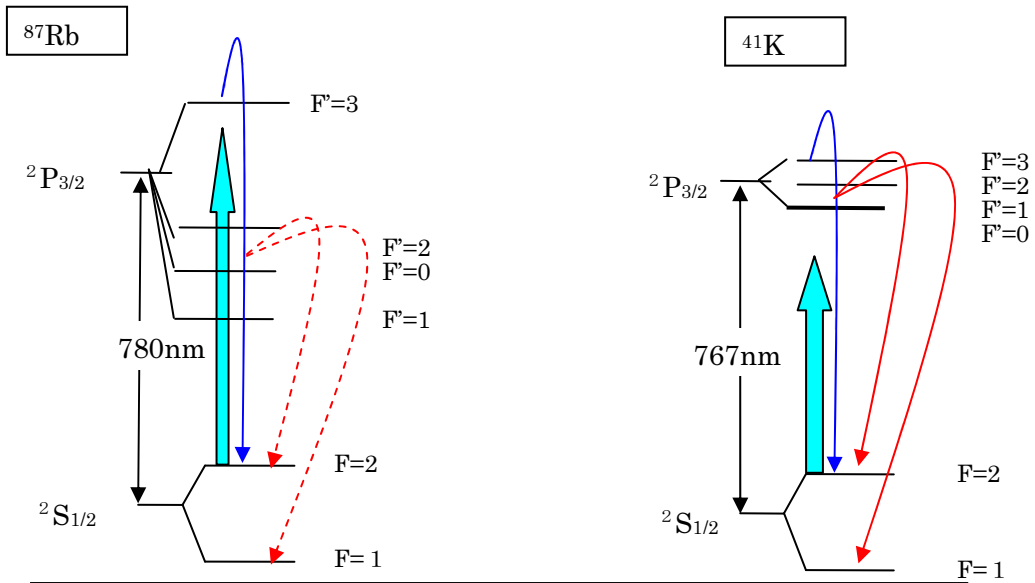


図 9 自然放出による遷移の様子
 自然放出による $F=2$ への遷移を青の曲線矢印で表わし、 $F=1$ への遷移を赤の曲線矢印で表わした。(Rb の場合、 $F=1$ へ遷移する原子は少ないため点線を用いた。)

これを解決するために、 $F=1$ から $F'=2$ に向けて離調したレーザーを同時に入射する。これを **Repump** レーザーと呼ぶ。(図 10 参照) これによって冷却サイクルは閉じ、原子気体は冷却され続けることができる。これが MOT で 2 種類の波長のレーザーを入射する理由である。 ^{41}K は前述の理由から $F=1$ に落ちる原子が多いため Repump レーザーのパワーは ^{87}Rb に比べて高くしてある。

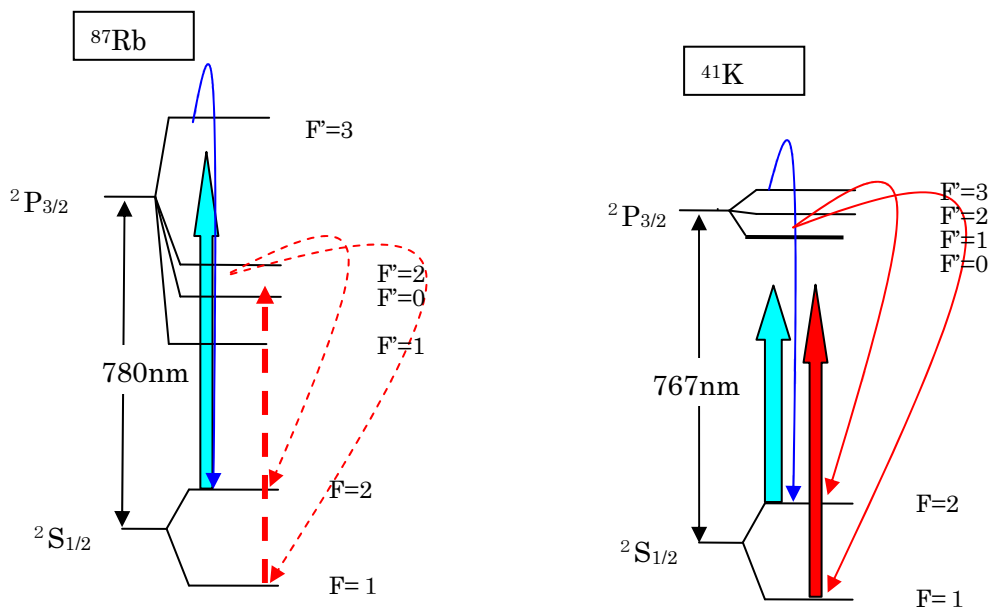


図 10 Repump レーザーによって閉じた冷却サイクル
Repump レーザーは赤い直線矢印で表している。

2. 2 四重極磁場とレーザーによる位置依存力

次に MOT における位置依存力発生 の原理について述べる。

まず、アンチヘルムホルツコイルの作る四重極磁場の模式図を図 11 に示す。

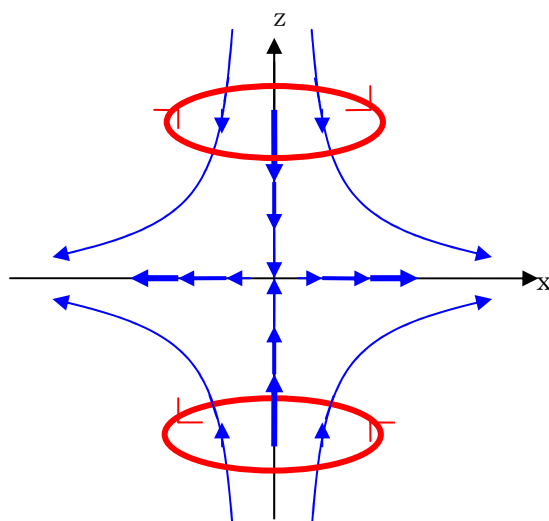


図 11 アンチヘルムコイルによる 4 重極磁場 (xz 平面)

この図では x z 平面状の磁場の様子のみ示した。(z 軸に対して回転対称である。) 図の様に、2つのコイルの中心を通る線分の中点を原点にとった座標系をとると、原点付近では、この磁場は原点で符号を変える、x、y、z に対して線形に増加するベクトル場とみなせる。(z 軸方向のみ符号が逆)

磁場中で原子のエネルギー準位はゼーマン効果により

$$\Delta E = g_F \mu_B B_0 M_F$$

と磁気副準位 M_F によってエネルギー準位が分裂する。ここで g_F は比例定数、 B_0 は磁場の強さ、 μ_B はボーア磁子、 M_F は $-F, -F+1, \dots, F-1, F$ の値をとる。

四重極磁場では位置によって磁場の強さ B_0 が異なるため、四重極磁場中の原子のエネルギー分裂の値 ΔE も位置に依存して異なる。この四重極磁場の原点付近でのゼーマン分裂の様子を図 12 に示す。

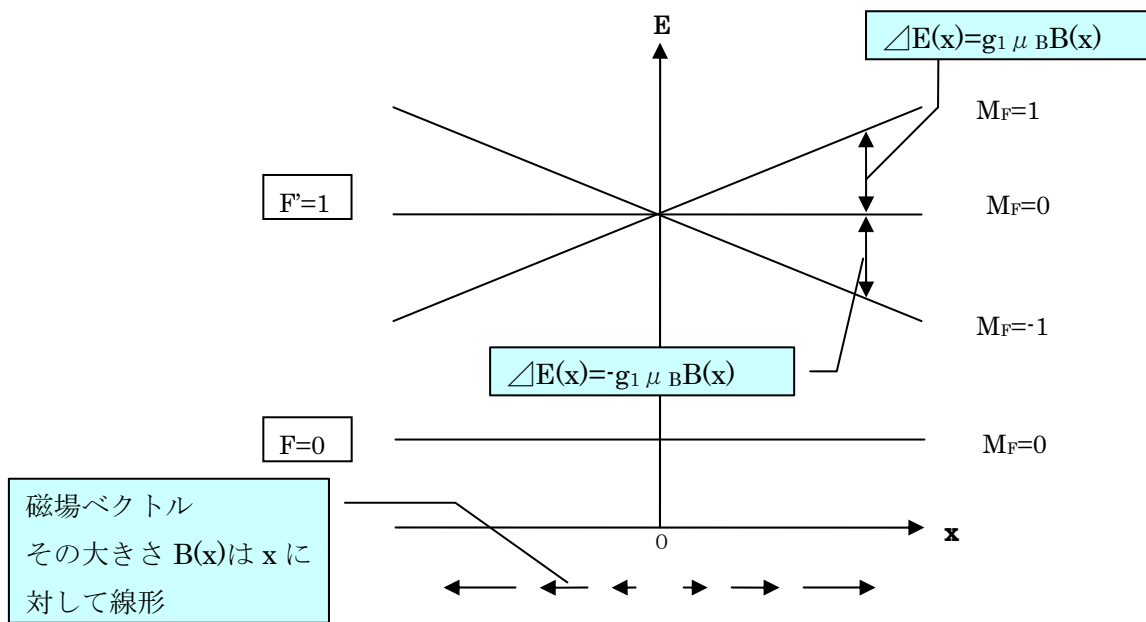


図 12 四重極磁場原点付近でのゼーマン分裂
 例として $F=0$ と $F'=1$ の場合を記す

ここで、原子が $F=0$ の状態から光子を吸収して $F'=1$ の状態に励起する場合、どの M_F の状態に励起するかは吸収する光子の磁場に対する円偏光の回転方向によって決まる。吸収する円偏光の回転方向と磁気副準位の変化については以下の図 13 に示すようになる。

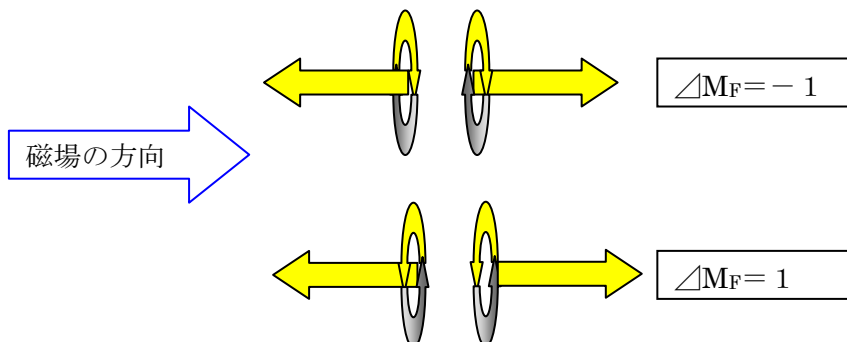


図 13 吸収する円偏光の向きと磁気副準位の変化
 光の進行方向を黄色の直線矢印、円偏光の回転方向を曲線矢印で表わした。 ΔM_F を決定するのは磁場の方向に対する円偏光の回転方向である。レーザーの進行方向には依らない。

この $\Delta M_F = +1$ の偏光を σ^+ 偏光、 $\Delta M_F = -1$ の偏光を σ^- 偏光と呼ぶ。MOT ではこのゼーマン分裂と σ^+ 偏光、 σ^- 偏光を巧みに利用している。対称性より x 軸方向のみについて説明する。MOT では、この四重極磁場の x 軸方向正から σ^- 偏光、負から σ^+ 偏光を入射し、以下の図

14 で表されるような光学遷移を起こしている。

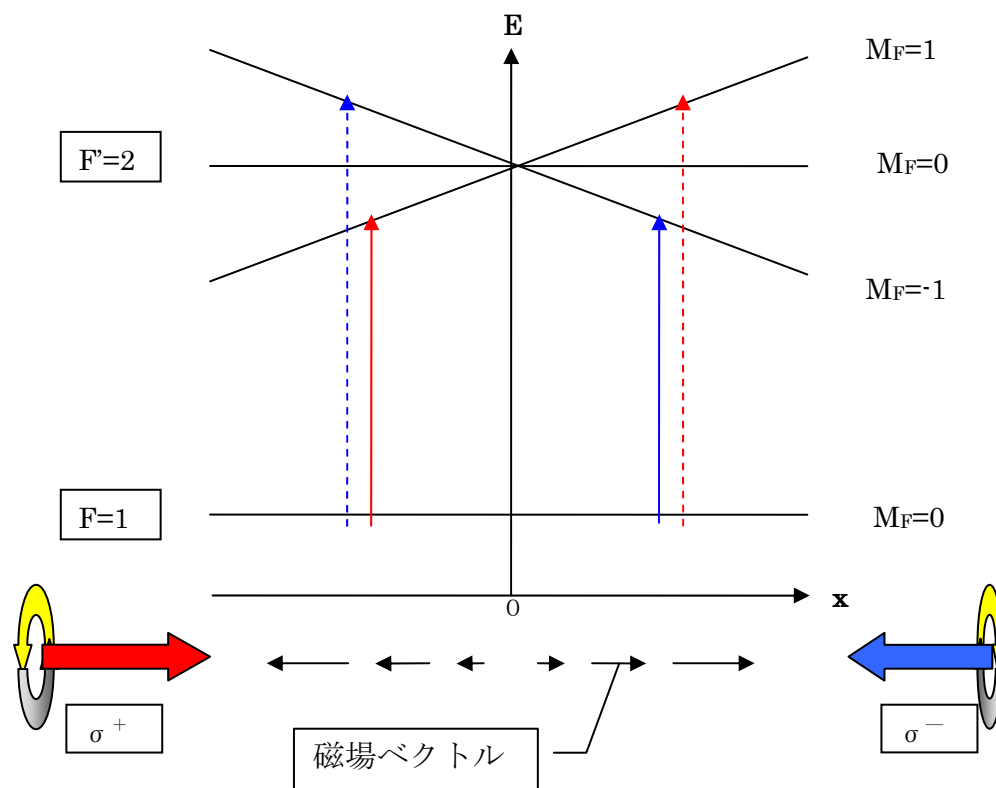


図 14 MOT における光学遷移[1]

青色の矢印は σ^- による遷移（つまり $F=0, M_F=0$ から $F'=1, M_F=-1$ への遷移）であり、赤色の矢印は σ^+ による遷移（つまり $F=0, M_F=0$ から $F'=1, M_F=1$ への遷移）である。点線の矢印で表わしたのは、後述する理由から遷移がほとんど起こらないことを示している。

この図で見ての通り、 σ^+ による遷移は $x < 0$ の領域より $x > 0$ の領域のほうがエネルギー準位間が大きい。 σ^- は逆である。よって二つのレーザーのエネルギーを小さいほうのエネルギーに合わせておくと、 σ^- の光は $x > 0$ の領域でのみ原子を励起させ、 σ^+ の光は $x < 0$ の領域でのみ原子を励起させることになる。レーザーの進行方向を考えるとこれらの相互作用が原子にもたらす力は原点に向かう力となっている。この位置依存力が MOT において原子をトラップ中に留めておく力である。

実際には図 15 のように三次元的にトラップすることになる。

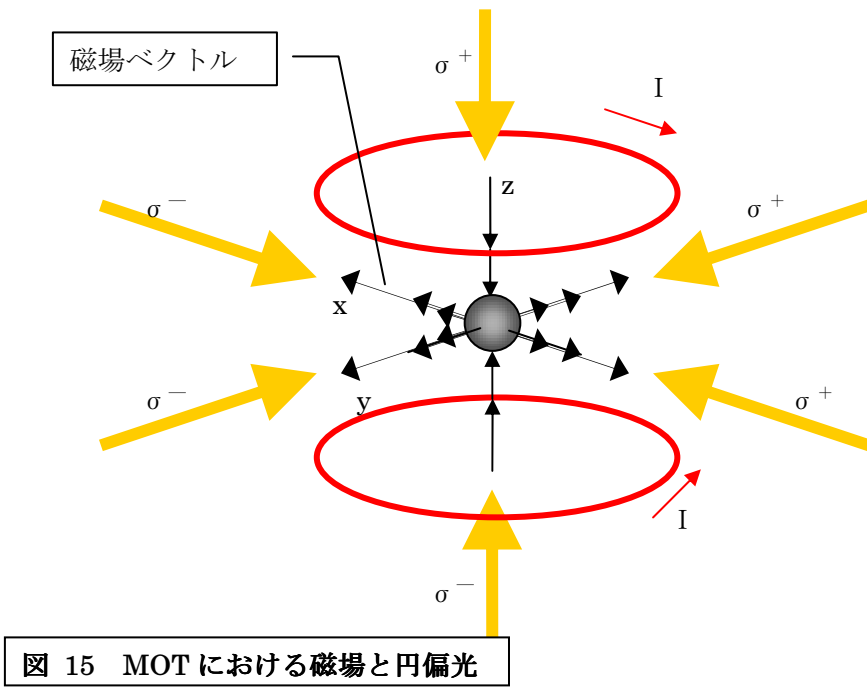


図 15 MOT における磁場と円偏光

2. 多光子吸収によるイオン化

パルスレーザーのように強度の高いレーザーを原子に相互作用させると、多光子吸収によるイオン化が起こると期待される。

また、この際、パルスレーザーの光子によって遷移可能な中間準位が存在する場合、そのイオン化レートが高くなると期待される。

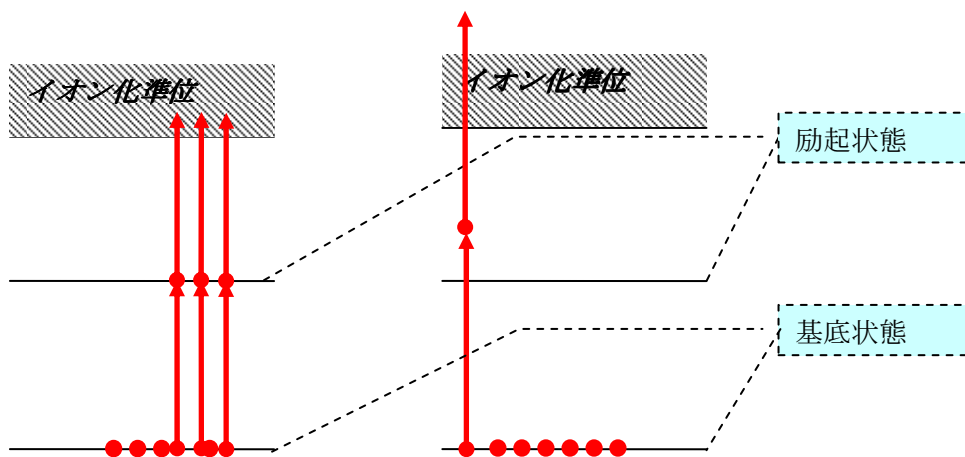


図 16 多光子過程によるイオン化[3]

左の図では1光子吸収によって遷移可能な中間状態が存在するため、イオン化のレートは高いと期待され、右の図では逆にイオン化のレートが低くなると期待される。

3. Photoassociation

Photoassociation による分子の生成について簡単に説明する。

まず、図 17 に 2 原子のエネルギー準位と原子間距離の関係の模式図を記す。

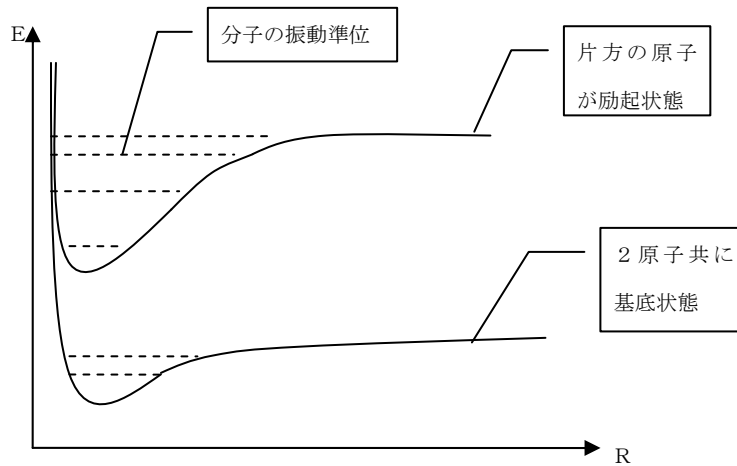


図 17 2 原子のエネルギー E VS 原子間距離 R

実線は 2 原子の原子間距離とエネルギーの関係であり、点線は二原子分子の振動準位をしめしている。

Photoassociation とは基底状態にある二つの原子を励起状態の振動準位に光励起させ、その後自然放出によって基底状態の分子の振動準位に decay させることで基底状態の分子を得る手法である。

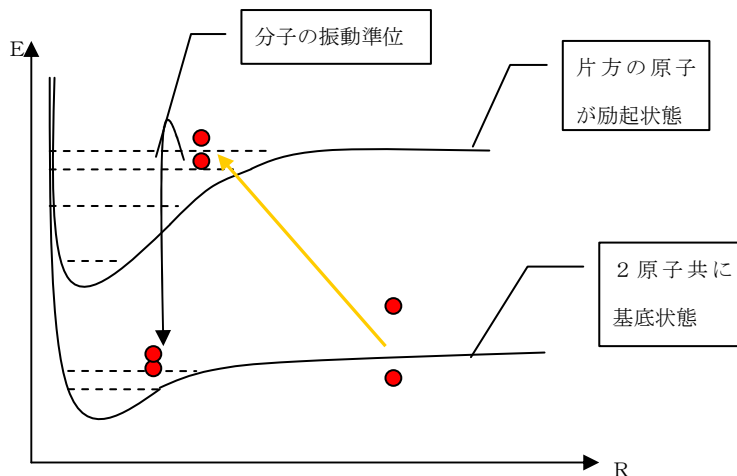


図 18 Photoassociation

Photoassociation する際、原子間距離が異なる状態に遷移する確率は原子間距離が離れると分子状態と原子状態の波動関数の重なりが小さくなるため低くなる。よって、原子密度

の低いときは **Photoassociation** では分子の振動準位に励起できる確率は非常に低くなる。

[4]

実験系

4. MOT

4. 1 チャンバー系

本実験において MOT のために用いた真空チャンバーを図 19 に示す。

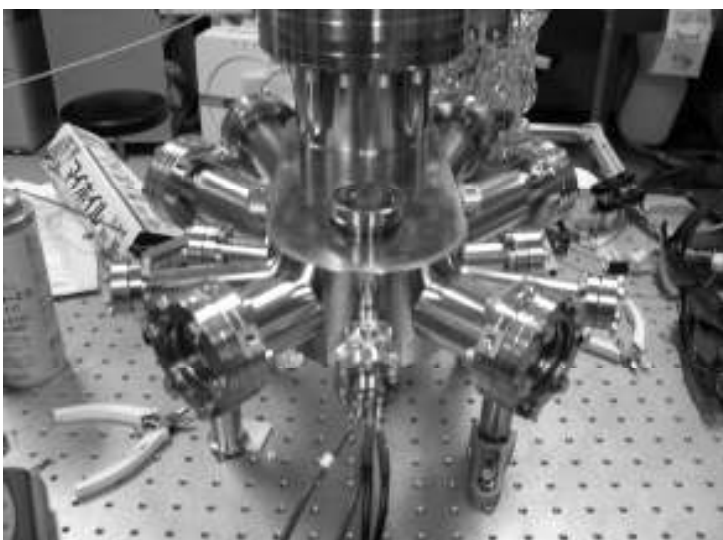


図 19 チャンバー写真

このチャンバーはステンレス製であり、内部はイオンポンプによって超高真空に保たれている。(真空度： $\sim 10^{-9}$ torr) またこのチャンバーには大きな窓 ICF70 が 6 つ、小さな窓 ICF34 が 4 つ設置されている。大きな窓には波長 600 \sim 900 nm の光のための無反射コート (Anti Reflection Coat) が施されている。

大きな窓からは、MOTを構成するための Cooling 用レーザーと Repump 用レーザーを入射し、小さな窓は Probe 用レーザーや Photoassociation(以下 PA)用レーザー、イオン化用パルスレーザーを入射するのに用いた。また、K 原子と Rb 原子はアルカリディスペンサーを用いてチャンバー内に導入した。

アルカリディスペンサーは図 19 のチャンバーの写真で電線が接続されている部分に設置されており、以下の化学反応を起こすことによって原子気体を発生させている。

カリウム： $2\text{KCl} + \text{Ca} \rightarrow 2\text{K} + \text{CaCl}_2$

ルビジウム： Rb_2CrO_4 と還元剤 St101 (Zr84%, Al16%) の混合物を熱する

図 20 にチャンバーにレーザーを入射している様子を模式図で示す。

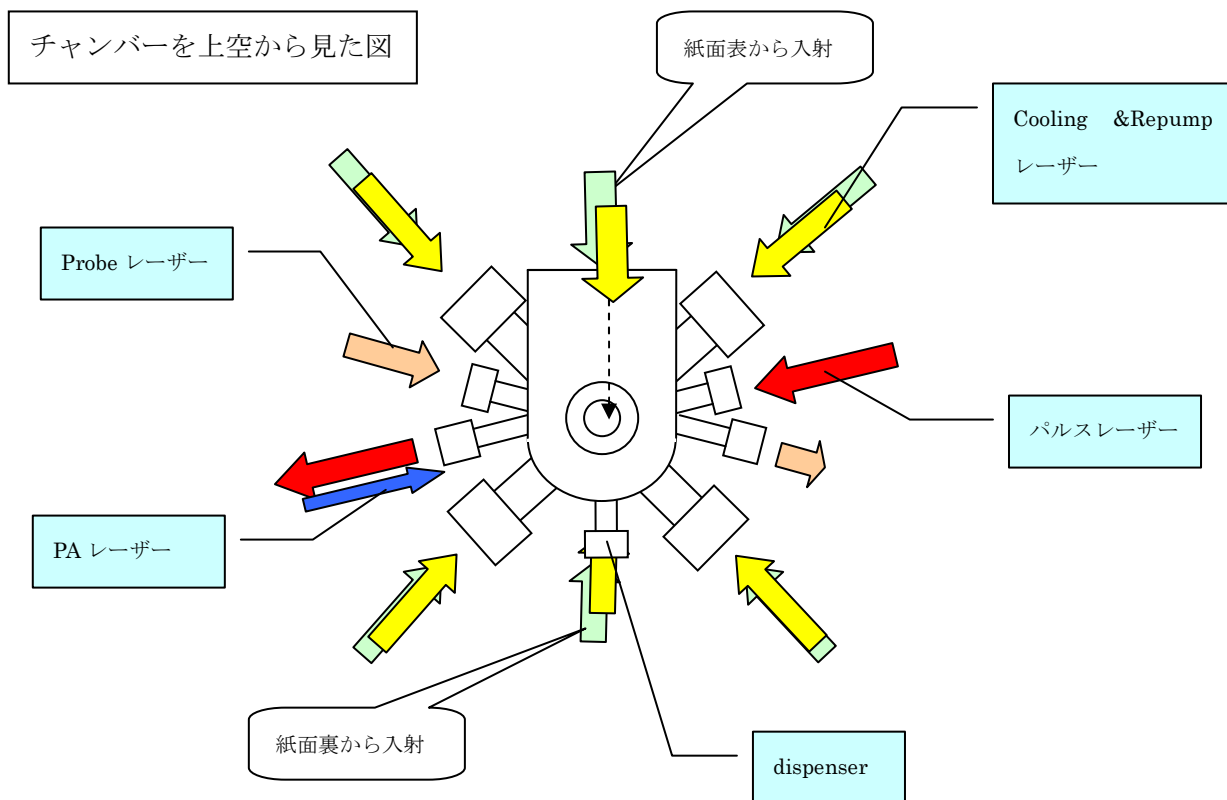


図 20 チャンバーにレーザーを入射している様子

4. 2 アンチヘルムホルツコイル

また、磁場を構成するためのコイルには銅線を用いた。[5]

以下にコイルの仕様について述べる

コイル製作に用いた銅線；ポリアミドイミド皮膜銅線（ $\phi 1.5\text{ mm}$ ）

コイルの巻き数；240巻き

1層当たりの巻き数；16巻き

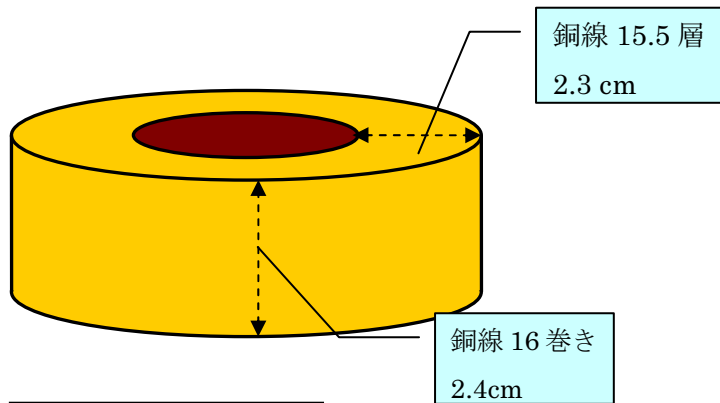


図 21 コイルの概略図

このコイルにより、Cooling レーザーの交差する領域には以下の式で表わされる磁場勾配が発生する。

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = -0.0932(T/m) = -9.3(G/cm)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0.0468(T/m) = 4.7(G/cm)$$

（z 方向は鉛直方向、x、y 方向は水平方向であり、z 軸に対し回転対称である。）

図 22 にコイルをチャンバーに設置している様子を示す。

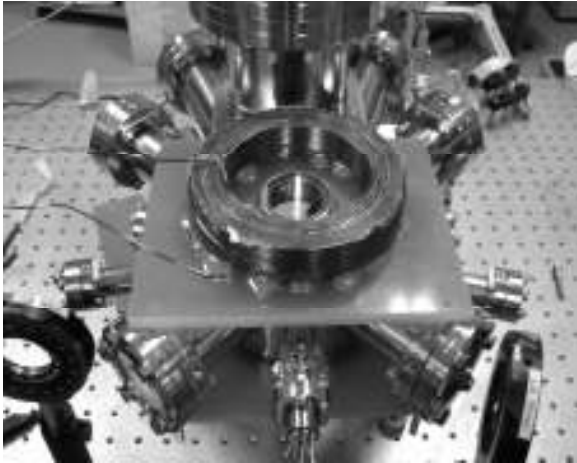


図 22 チャンバーへのコイル設置 (A)
ガラスエポキシを用いて工作した板（緑）とネジを用いてコイルをチャンバーに固定した。

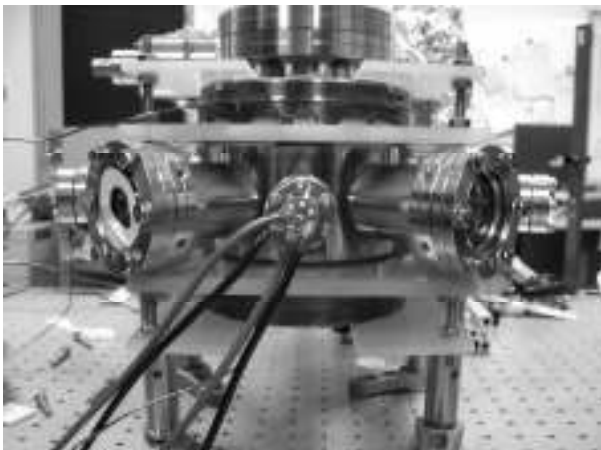


図 22 チャンバーへのコイル設置 (B)

4.3 レーザー系

MOTに用いるレーザーは以下のようにして構成した。

まずECDL (External Cavity Diode Laser;外部共振器型半導体レーザー) からのレーザー (Master レーザー) をガラスセル内のK原子または Rb 原子に入射し、飽和吸収分光を用いたフィードバックによって図 23 中の赤い矢印で示す周波数にロックした。(K 原子用の Cooling 用レーザーと Repump 用レーザーは同一の ECDL を使い、Rb 原子用の Cooling 用レーザーと Repump 用レーザーは異なる ECDL を用いて別々の周波数にロックした。)

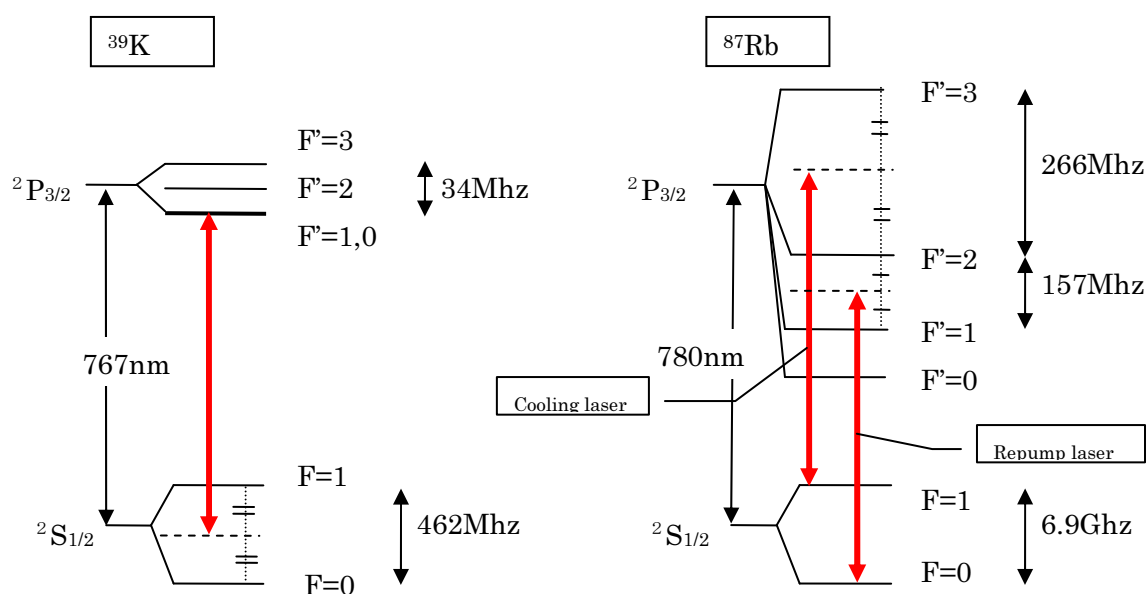


図 23 ECDL においてロックする周波数

0

こうして得たレーザーをそれぞれ Injection Lock (Slave レーザー)、TA (Tapered amplifier) を用いてレーザーの出力パワーを増幅し、AOM (Acousto-Optic Modulator;音響光学素子) を用いて ECDL でロックされている周波数から MOT において必要とされる周波数に変化させた。

以下の図 24 はその模式図をである。

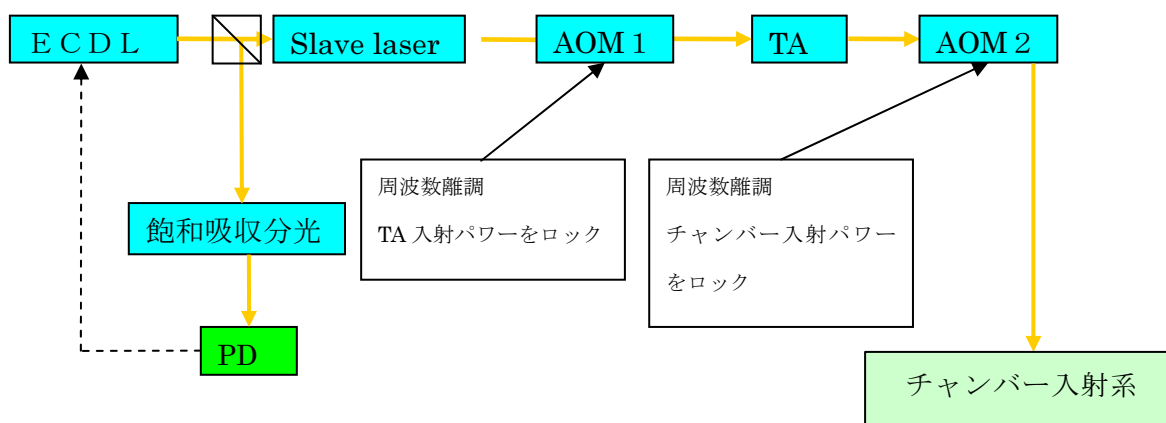


図 24 レーザーの増幅、離調、安定化

Rb の Repump レーザーに関してはパワーがそれほど必要ないため Slave, AOM1, TA は使用していない

以下にここで用いた素子によるレーザーへの寄与を記す

表 1 Slave によるパワー増倍

K cooling	800 μ W \rightarrow 16mW
K repump	800 μ W \rightarrow 16mW
Rb cooling	600 μ W \rightarrow 12mW

表 2 AOM 1 による周波数変化

⁴¹ K Cooling	+230.4MHz
⁴¹ K Repump	+199.6MHz
⁴¹ K Probe	+178.8MHz
⁸⁷ Rb Cooling	+228.0MHz
⁸⁷ Rb Repump	+80.0MHz
⁸⁷ Rb Probe	+131.4MHz

表 3 TA によるパワー増倍

K cooling	8mW \rightarrow 350mW
K repump	8mW \rightarrow 350mW
Rb cooling	5mW \rightarrow 650mW

表 4 AOM 2 による周波数変化

⁴¹ K Cooling	-80.0MHz
⁴¹ K Repump	+200MHz
⁸⁷ Rb Cooling	-110MHz

チャンバー入射系におけるビームの拡大と分割を図 25 に模式図で示す。

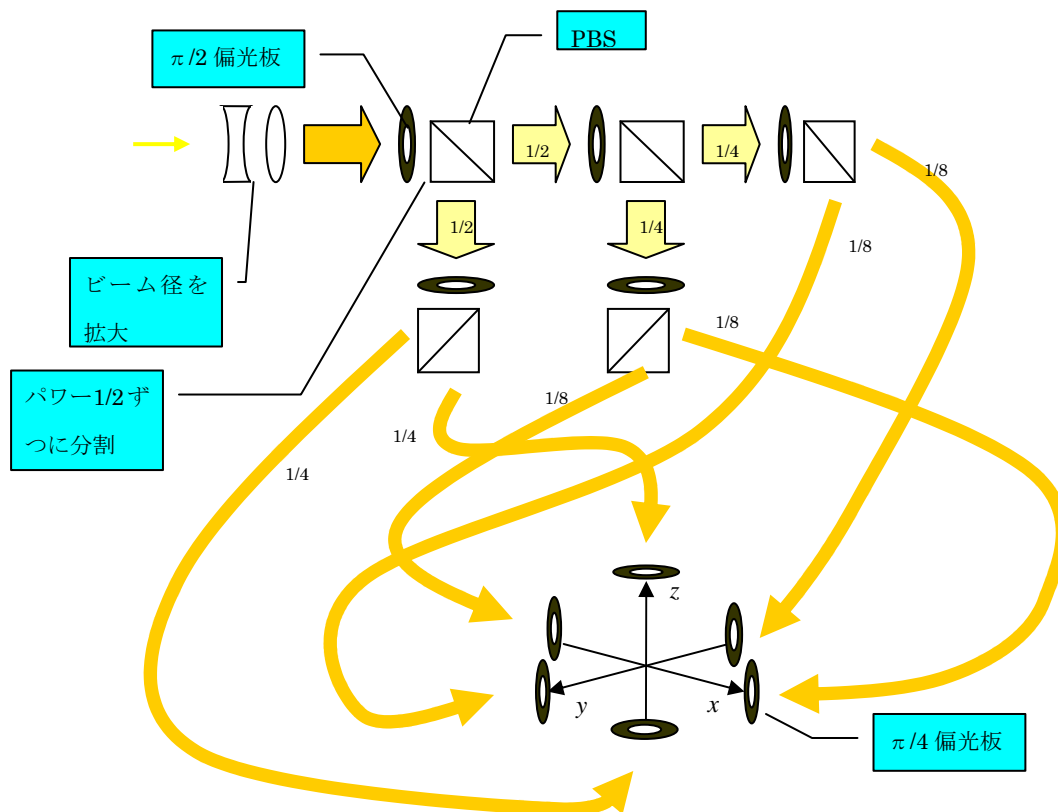


図 25 チャンバー入射系

凹レンズ ($f=-50\text{mm}$)、凸レンズ ($f=500\text{mm}$) を用いてビーム径を 11 倍にするように光学系を構成し、 $\pi/2$ 偏光板とビームキューブを用いてビームを 6 本に分割し、最後に入射直前 $\pi/4$ 偏光板にて円偏光とした。

結果、ビーム径は 4.0cm 程度であり、パワー密度は表 5 に示すように設定した。

表 5 MOT 光のパワー密度 (mW/cm^2)

K Cooling 用レーザー	28.5
K Repump 用レーザー	57.14
Rb Cooling 用レーザー	56.3
Rb Repump 用レーザー	7.6

5.Detection

5. 1 パルスレーザー

本実験では MOT 中の原子、分子をイオン化するためのパルスレーザーとして、YAG レーザー、色素レーザーの二つを用いた。

表 6 YAGレーザーの仕様 [6]

波長	532nm
エネルギー	425mJ
パルス幅	3-5nsec
線幅	1.0cm-1
パルス周波数 (ジッター)	~10Hz(±5nsec)
エネルギー安定性	±3.5%
パワー安定性	±5.0%

YAG レーザーのパワーについて

本実験においては MOT に入射するパルスのパワーは大きすぎるとチャンバー内壁、窓に付着した原子までイオン化してしまい、MCP で検出されてしまうため、MOT 内のイオンを検出する妨げとなる。よって YAG レーザーでは出力の内、1.0-1.5mJ 程度をタッピングして MOT に入射した。

またその YAG レーザーのパワー (パルスエネルギー) はその共振器中にポンプ光を入射する時間 (Q switch delay) に依存して変化する。以下の図 27 にその依存性を記しておく。

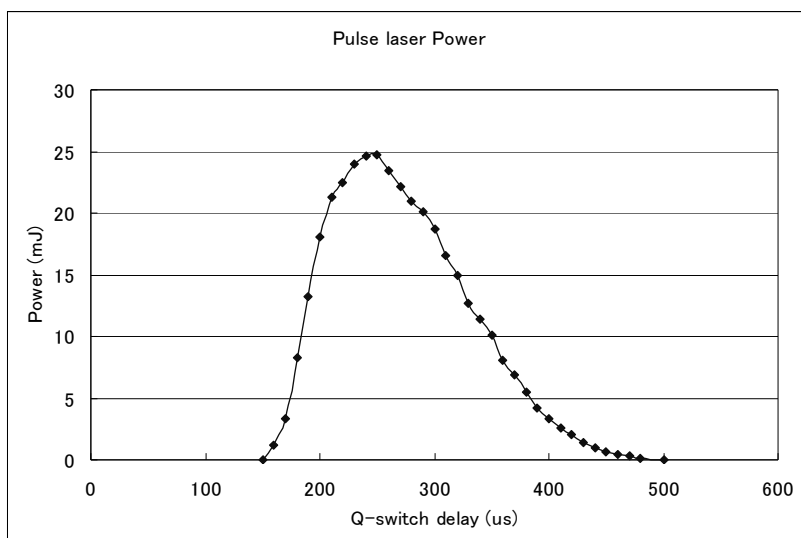


図 26 YAG レーザーのパワー (パルスエネルギー)

色素レーザーの仕様

色素レーザーは YAG レーザーによるパルスを図 27 の模式図でしめすような機構に従い、その波長を変化させ、線幅を細くしたパルスレーザーである。

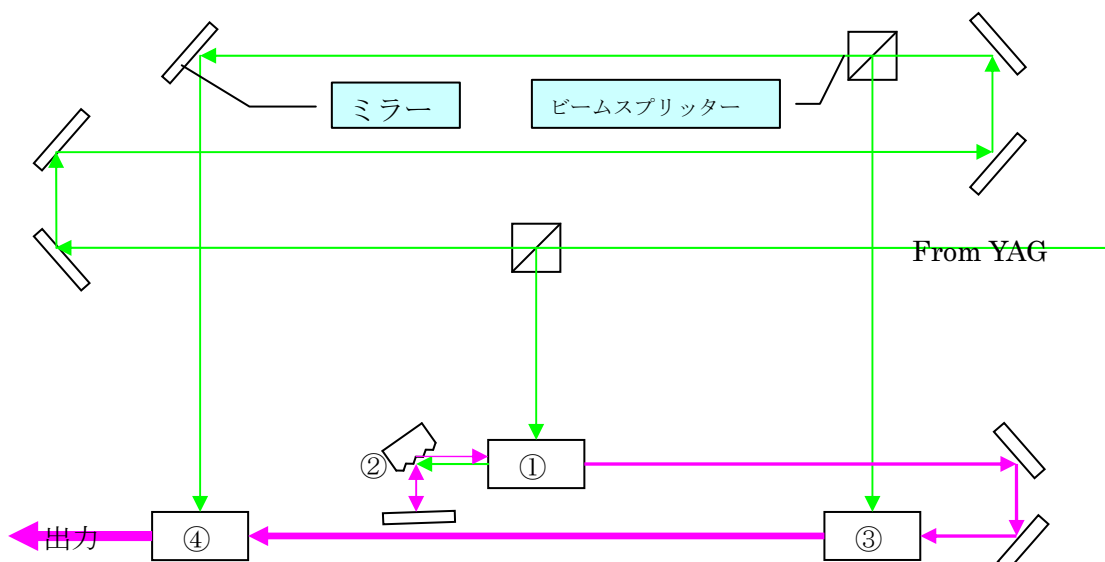


図 27 色素レーザーの模式図 [5]

①、③、④は色素セルであり、YAG からのパルスが入射されると色素中の電子が励起され、その色素固有の波長幅の光を自然放出する。②では Grating によって①における自然放出のうち、線幅約 0.05 c m^{-1} (波長によって変動) で波長を選び出し、①の色素セルに戻している。色素セルでは励起された電子が基底状態に落ちるときに、特定の波長の光が入射されると、その光とおなじ波長の光を誘導放出する。よって①では②によって選択された波長の光を誘導放出しており、③、④では①より誘導放出されたパルスと同じシステムで増大させて出力している。

よって色素レーザーの波長は②の Grating の角度によって選択する波長であり、これは色素から自然放出される光の波長の幅の中で選択でき、PC からその値をコントロール出来るようになっている。

本実験で使用した色素は Rhodamine 610 と 640 を混合した物であり、その自然放出の波長幅は 594-629nm であり、605nm で強度はピークをとる。

また、前述の理由から、出力の強度が 1.0-1.5mJ 程度になるように、入力する YAG レーザーの強度を調節した。

パルスレーザーが MOT の中心に入射するように補正コイルによる磁場を用いて調整した。

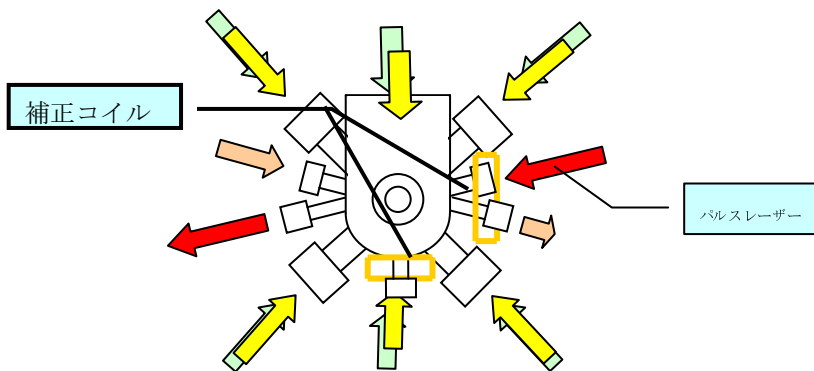


図 28 パルスレーザーと補正コイル

理論で述べたように MOT の中心は磁場が 0 となる点である。よって補正コイルの電流をコントロールすることで、磁場の 0 点を微調整することができる。

5. 2 MCP (マルチチャンネルプレート) によるイオンの検出

5. 2. 1 MCPの仕組みと仕様

本実験ではイオンを検出するために MCP (Multi Channel Plate) を用いた。

MCP を図 29 でしめす

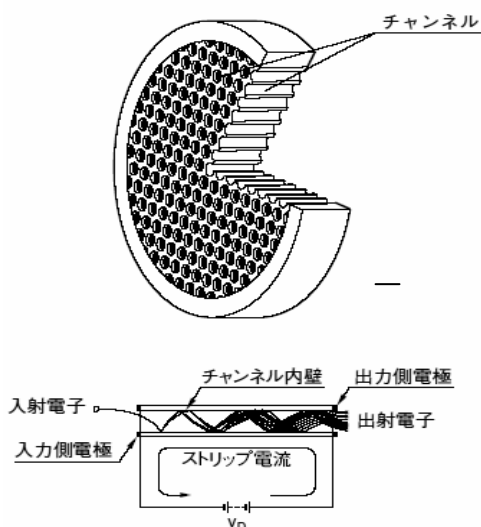


図 29 MCP 図 [7]

図 29 に示すように MCP は多数のチャンネルを持ち、このチャンネルに入射するイオンを電気信号に増幅する装置である。図 29 (lower part) のように入力側、出力側 2 つの電極に電圧 V_D を供給するとチャンネル内に電子が出力側に向かう電位勾配が生まれ、チャンネル内にもイオンが MCP に向かう電位勾配が発生する。

この電位勾配によってイオンは MCP に引き付けられチャンネルに入射する。イオンがチャンネル内壁に当たると複数の二次電子が放出される。これらの二次電子群は電位勾配によって出力側に加速されながら内壁に衝突し、また複数の二次電子を放出させる。このようにして、MCP はイオンの数に比例しチャンネルの長さに対して指数関数的に増倍される電子の流れを出力する。

5. 2. 2 41K、87Rb の TOF (Time of Flight)

パルスレーザー入射時刻から、イオンが MCP に到着しイオン検出信号が現れる時刻までの時間によってそのイオンの種類を特定することが可能である。

一様な電場 E の中で質量 m の物体が電荷 e をもって距離 L を移動する時間 τ を計算すると、

$$\tau = \sqrt{\frac{2mL}{eE}}$$

となり、質量の平方根に比例する。

電場が一定でないとしても、微小な区間について考えると電場が一定とみなせるので τ は m の平方根に比例する。

5. 2. 3 MCP のゲイン特性

図 30 に MCP のゲイン特性を示す。ここでいうゲインとはイオン一つがチャンネルに入射したときにそのチャンネルから放出される電子の個数のことである。

■MCPゲイン特性

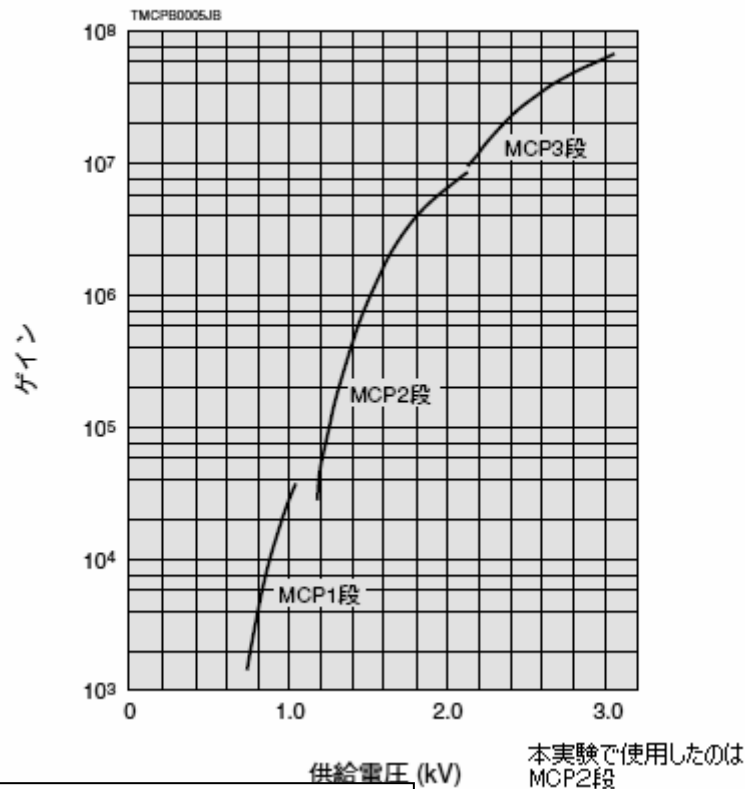


図 30 MCP のゲイン特性 [6]

図 30 のように供給電圧が増加すると電子群がチャンネル内壁にぶつかったときに放出され

る二次電子の数も増加するため、ゲインが増加する。

このゲインは一定ではなく、同じ供給電圧でも図 31 のように指数関数的にばらつきを持つ。

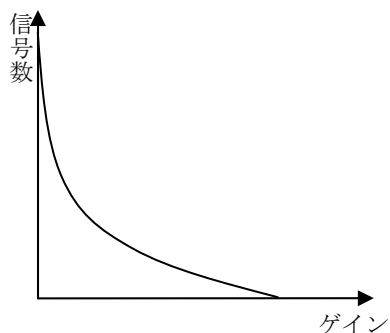


図 31 アナログモードにおけるゲインのばらつき

よって、複数のチャンネルにイオンが入射した際、一つ一つのチャンネルから放出された電子の数はばらつくため、イオンが入射したチャンネルの数を信号電圧（全てのチャンネルから放出された電子数により決まる）から判断することは出来ない。

増倍された電子群がチャンネル内である一定以上の密度に達すると、電子同士の反発の効果によって電子が内壁にぶつかってもそれ以上は二次電子が放出されなくなるという現象が起こる。

よって、供給電圧が大きい（2kV 近く）の時にはゲインは図 32 のようにピークを持ち、そのばらつきは小さくなる。

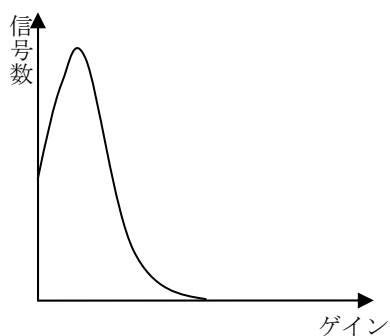


図 32 カウンティングモードにおけるゲインのばらつき

このモードをカウンティングモードと呼ぶ

逆に供給電圧が低い時（～1.3kV）のモードをアナログモードと呼ぶ。

カウンティングモードではゲインは大きく、そのばらつきは小さいため、信号電圧からイオンが入射したチャンネルの数を評価することが出来る。よって、一つのチャンネルに2つ以上のイオンが入射しない状況では入射イオンの数を信号電圧から評価することが出来る。

5. 2. 4 実験における MCP 回路系

実験ではこの増倍されて出力された電子群を検出するのに図 33 のような回路を用いた。

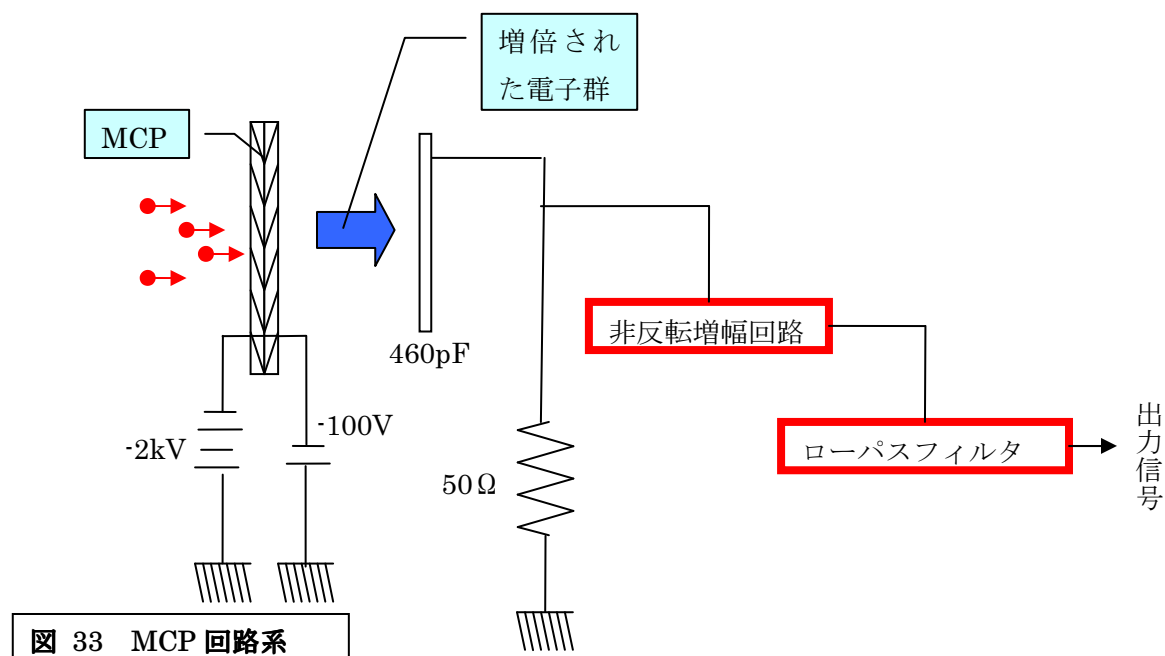


図 33 MCP 回路系

この図で示すように、増倍された電子群をコンデンサの役割を果たす金属板で蓄え、 $50\ \Omega$ の抵抗に流す。この抵抗の電位差の時間変化をイオンの検出信号として取り出した。

例えばカウンティングモード（ゲインはおよそ 5×10^6 ）において、一つのチャンネルにイオンが入射したときのシグナルの大きさを計算すると、

$$V_{\text{signal}/\text{channel}} = \frac{Q}{C} = \frac{5 \times 10^6 \times e}{460 \text{ pF}} = 1.7 \text{ mV}$$

となり、MCP の出すノイズが数 mV 程度であるので、カウンティングモードにおいてもイオンのシグナルを識別することは困難である。

この問題をクリアするために非反転増幅回路（図 34）によってこのシグナルを増幅し、ローパスフィルタによってノイズをある程度カットすることにした。

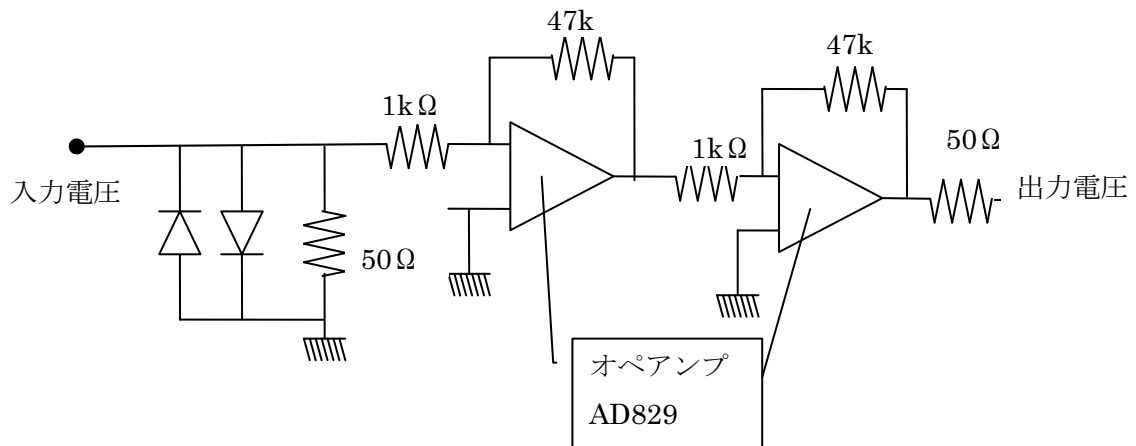


図 34 非反転増幅回路
 非反転増幅回路の直流電圧に対するゲイン（設計値）：2169

使用したローパスフィルタ
 Mini-circuit 155（既製品）
 抵抗値：50Ω
 周波数帯域：DC-1.9MHz

この二つの回路による信号の変換性については予備実験において調べる。
 また、MCPからの信号のアンプ、ローパスフィルタの変換性の理論的評価を付録に記しておく。

図 35 にチャンバーに設置された MCP 系の写真を示す。



図 35 MCP 系の写真

5.3 計測システムの構築

5.2 で述べたようにイオン検出信号には時間幅があるため、一度のパルスによってイオン化される原子数、分子数を評価するためにはその時間帯に渡って検出信号を積算した値を用いる必要がある。

後述する実験においてはパルスレーザーの波長を変化させつつ、長時間イオン化検出を行い続け、その信号を処理する必要があるため、得られたシグナルを自動でPCで処理する計測システムを構築した。

図 36 にその構築したシステムの模式図を示す

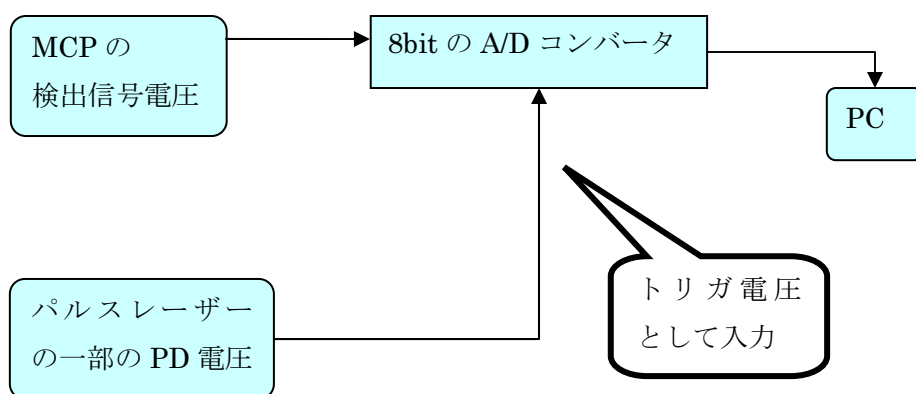


図 36 計測システムの模式図

イオン検出シグナルはA/Dコンバータによってデジタル信号へとサンプリングされ、パソコンに取り込まれる。パルスレーザーの一部をフォトディテクターによって計測し、そのシグナルによって、取り込むA/Dコンバータにトリガをかける。

つまり、PCにはパルスレーザーが発射された時点(+delay time)から決められた時間のシグナルがデジタル化されて取り込まれることになる。

Delay time、サンプリング周波数、トリガ電圧などはPCにおいて設定できる。

使用したA/Dコンバータ(PCI-5112)の仕様を以下に記す

表 7 A/Dコンバータの仕様 [8]

入力チャンネル数	2
入力範囲	25mV-25V
入力インピーダンス	50Ω or 1MΩ
サンプリング周波数	~100MHz

PC では Labview を用いてこのデジタル信号を処理した。

Labview はフロントパネル、ブロックダイアグラムからなるプログラムである。

フロントパネルとはユーザーインターフェースであり、計測に必要な情報を入力したり、計測し、処理した結果を表示するウィンドウである。

ブロックダイアグラムとはフロントパネルから入力された情報と計測されたデジタル信号を読み込んだり、処理してフロントパネルに出力したりするプログラムをフローチャート式で表示するものである。

図 37、図 38 にはその構成した Labview プログラムのフロントパネルとブロックダイアグラムを示す。

フロントパネル

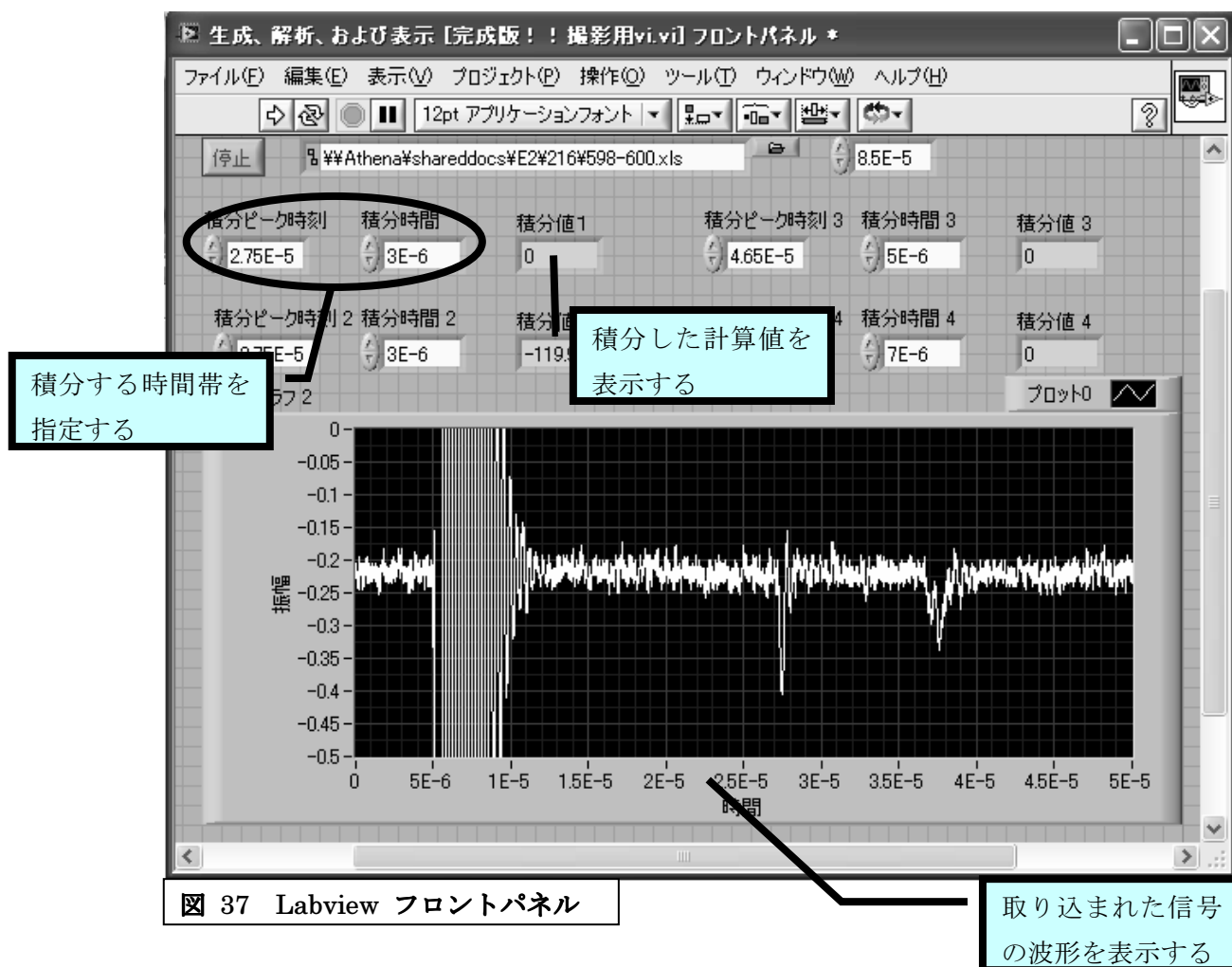
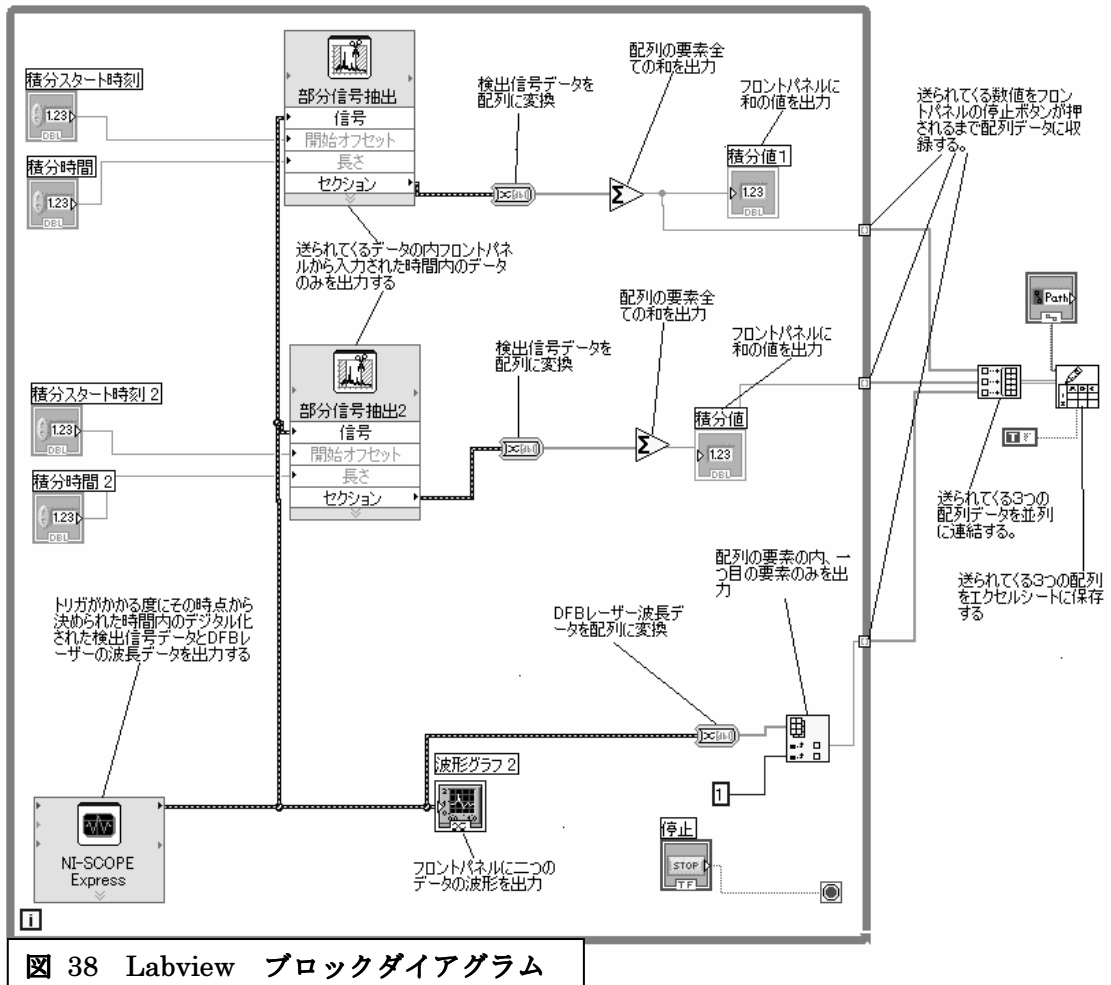


図 37 Labview フロントパネル

取り込まれた信号の波形を表示する

ブロックダイアグラム



このプログラムによってパルスレーザーが打ち込まれる度にデジタル信号がMCPからA/Dコンバータによって取り込まれ、その内、決められた時間内（イオンの信号が見られる時間帯）の信号を積算した値と、またその時点での、チャンネル 2 に入力されている電圧の値をエクセルファイルに書き込む。（このチャンネル 2 に DFB レーザーの波長を決めるファンクションジェネレータの電圧を入力しておくことで、PA の分光を正確に行うことが出来る。）

実験

予備実験 信号積分値の実験回路による変換性の確認

動機

1 イオンが MCP に入射された際に MCP から出力される信号は

$$\frac{Q_0}{C} e^{-\frac{t-t_0}{RC}}$$

で表わされる。ここで Q_0 は MCP のゲインであり、 C は MCP 内の金属板の電気容量、 R は使用した抵抗の抵抗値である。(図 33 参照) この信号の半値幅は $RC=23\text{nsec}$ である。

また、この信号の積分値は

$$\int_0^{\infty} \frac{Q_0}{C} e^{-\frac{t}{RC}} dt = Q_0 R$$

である。

さらに N_0 、 N_1 、 N_2 個のイオンが時間的にずれて MCP に入射した場合、MCP から入射される信号は

$$\frac{N_0 Q_0}{C} e^{-\frac{t-t_0}{RC}} + \frac{N_1 Q_0}{C} e^{-\frac{t-t_1}{RC}} + \frac{N_2 Q_0}{C} e^{-\frac{t-t_2}{RC}} + \dots$$

になると考えられる。ここで、 t_0 、 t_1 、 $t_2 \dots$ はそれぞれイオンが MCP に入射した時刻である。

この場合、MCP から出力される信号の積分値は $(N_0+N_1+N_2+\dots) Q_0 R$ になると考えられる。

MCP に入射したイオンの数を実験で得られる検出信号から計算するためには、MCP からの信号の積分値 $(N_0+N_1+N_2+\dots) Q_0 R$ が非反転増幅回路、ローパスフィルタによってどのように変換されているかを知る必要がある。よってまず、予備実験としてこれらの信号の積分値の変換性について実験的に調べる (理論的には付録 1 において述べる)

実験操作

ファンクションジェネレータを用いて作った信号を二つの回路を直列につないだ回路に入れ、出力信号を 5, 3 で説明した labview プログラムにおいて観測した。

入力信号としては以下のようなパルス信号を用い、その高さやパルス数を変化させ、出力信号の積分値 (50 回の平均値) の変化を記録した。

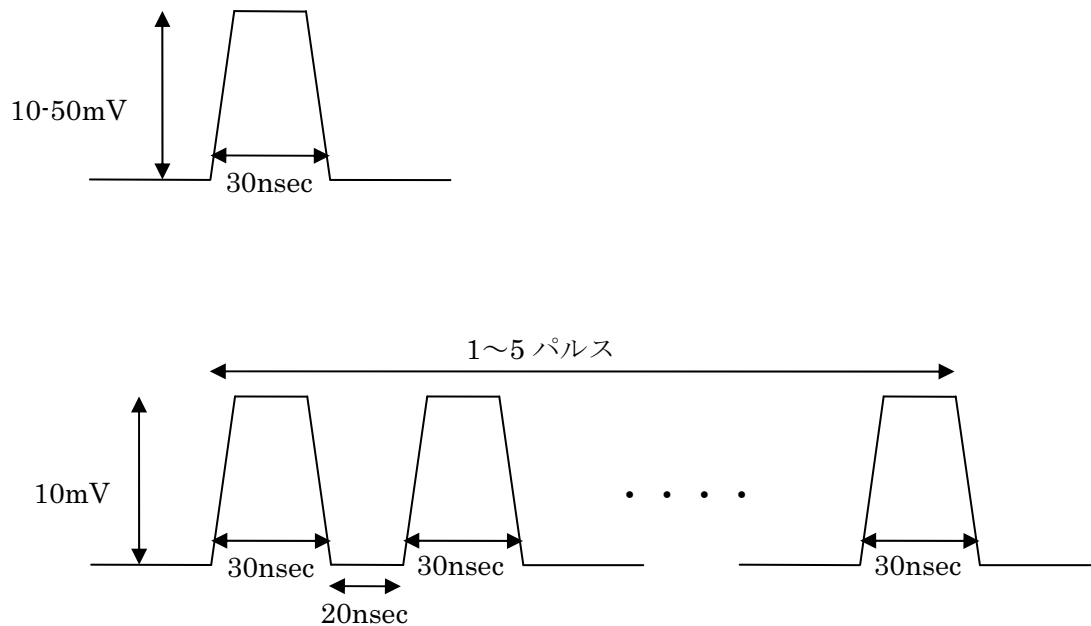
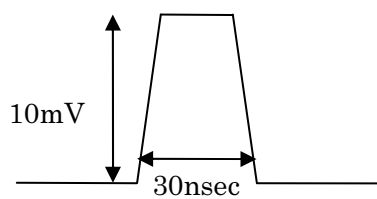


図 39 入力信号波形

パルス数1でパルス高10,20,30,40,50mVと変化させ、パルス高10mVでパルス数1,2,3,4,5と変化させた。パルス電圧10mV以下では出力はノイズに紛れて観測できなかった。

実験結果

入力信号として



を入力したときの出力信号の波形は図 40 のようにな

った。

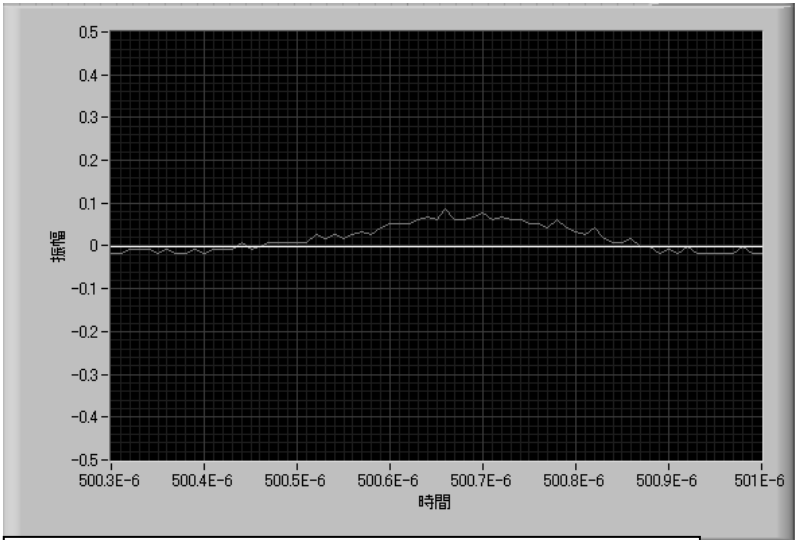


図 40 出力信号波形
 高さが 90mV、半値幅が約 $2\mu\text{sec}$ ほどになっている。

また、高さ、パルス数を変えた時の出力信号の積分値を 50 回に渡り平均した結果をプロットしたものを図 41,42 に示す

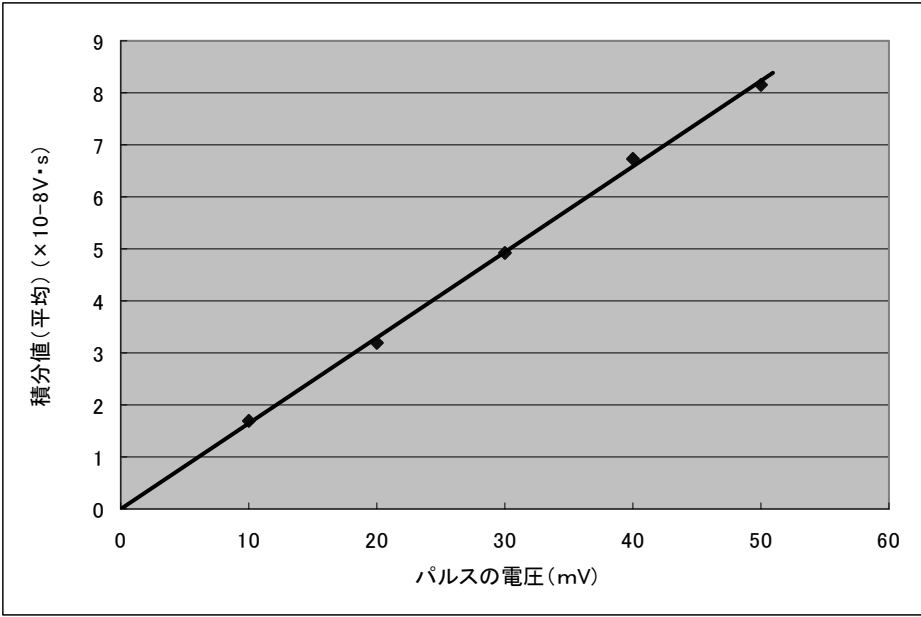


図 41 非反転増幅回路とローパスフィルタのパルス変換性質 (高さ)

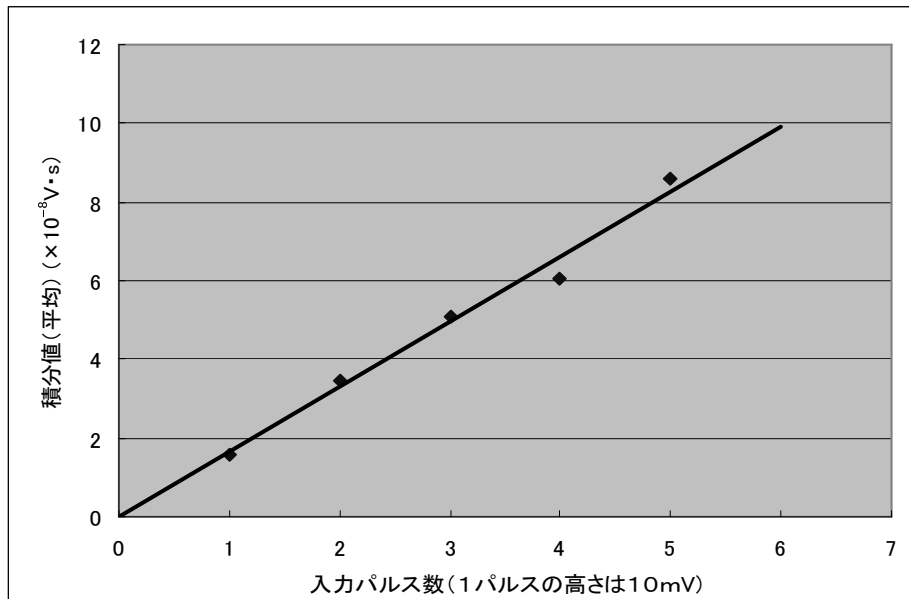


図 42 非反転増幅回路とローパスフィルタのパルス変換性質 (パルス数)

考察

実験結果から、実験で使用したこの非反転増幅回路、ローパスフィルタはこの信号の積分値を線形に変換すると考えられる。その比例定数は 54.8 ± 4.0 となる。ちなみに付録における理論的評価によるとこの比例定数は非反転増幅回路のゲイン 2200 に等しくなるはずであるが、このゲインは直流電圧に対するものであり、実験における信号に対するゲインとは異なると考えられる。

よって、実験で得られる信号の積分値 S は以下の式で与えられる。

$$S = (54.8 \pm 4.0)NQ_0R$$

ここで N は入射したイオンの総数である。

またカウンティングモードでは $Q_0R = 5 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 50 = 40 \times 10^{-12} (\text{V} \cdot \text{s})$ である。

これを代入すると、

$$S = N \times (2.19 \pm 0.16) \times 10^{-9} (\text{V} \cdot \text{s})$$

と表わされる。

以下の実験ではこれを用いて検出イオンの数を評価する。

実験① MOT中の原子のイオン化検出

動機

本研究の目標はMOT中の原子、分子のイオン化検出による分光を行うシステムを構築することである。まず、一つ目のステップの実験として、MOT中の原子をイオン化し、検出する実験を行った。

実験操作

パルスレーザーとして、色素レーザーを使用し、イオン検出を試みた。色素レーザーは実験系で前述したように、波長可変なパルスレーザーであり、イオン化とパルスの波長の関係を調べることが出来る。

実験②で596nm–606nmの範囲の検出信号を計測するために、まずこの色素レーザーの波長を600nmに設定してMOT（Kのみ、Rbのみ、K、Rb両方）に10Hzで入射し、MCP系からの信号をオシロスコープで計測し、ノイズを減らすために128回の平均信号を観測し、記録した。

検出イオン数を評価するためMCPはカウンティングモード（MCPの供給電圧1.9kV）で用いた。

実験結果

^{41}K と ^{87}Rb の同時MOTにおける検出信号は以下のように得られた。

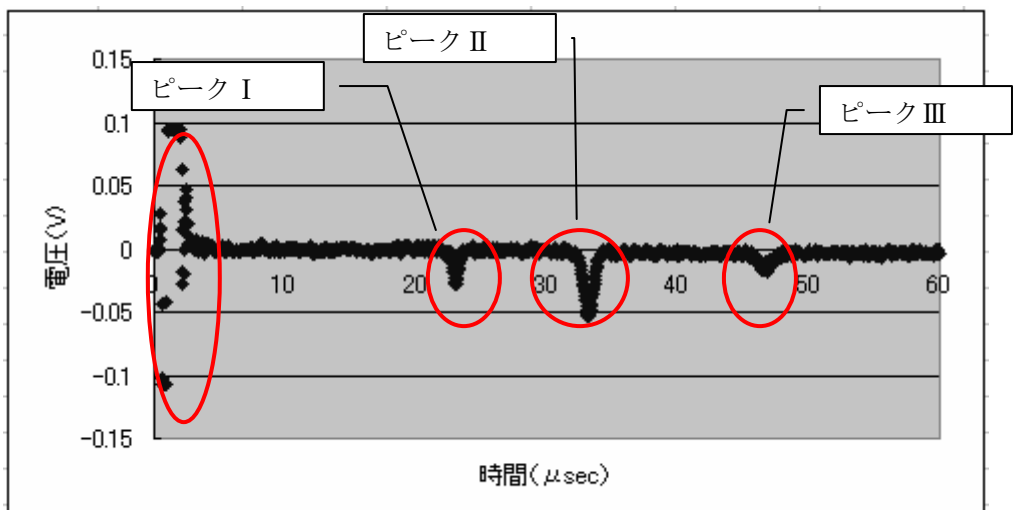


図 43 ^{41}K & ^{87}Rb の MOT における色素レーザー (600nm) でのイオン化検出

^{41}K のみの MOT における検出信号は以下のように得られた。

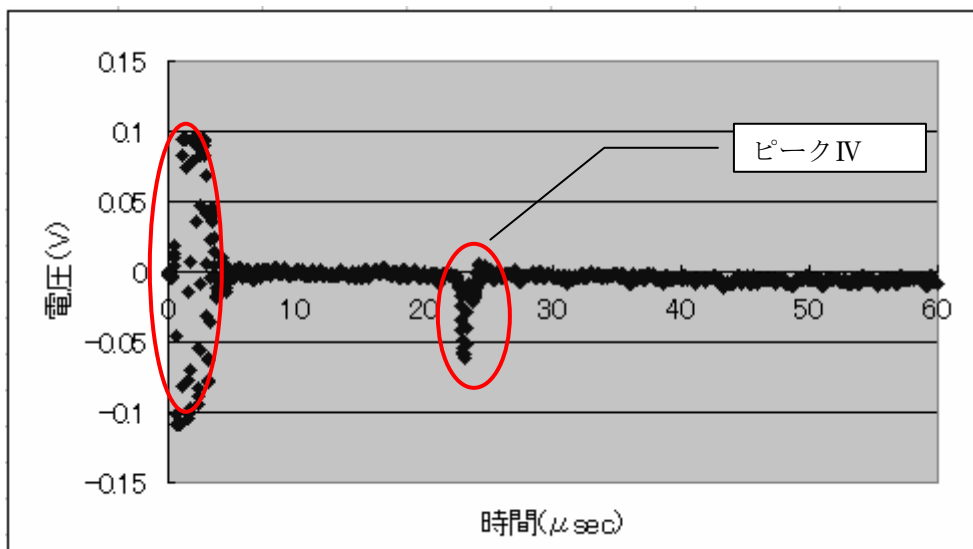


図 44 ^{41}K のみの MOT における色素レーザー (600nm) でのイオン化検出

^{87}Rb のみの MOT における検出信号は以下のように得られた。

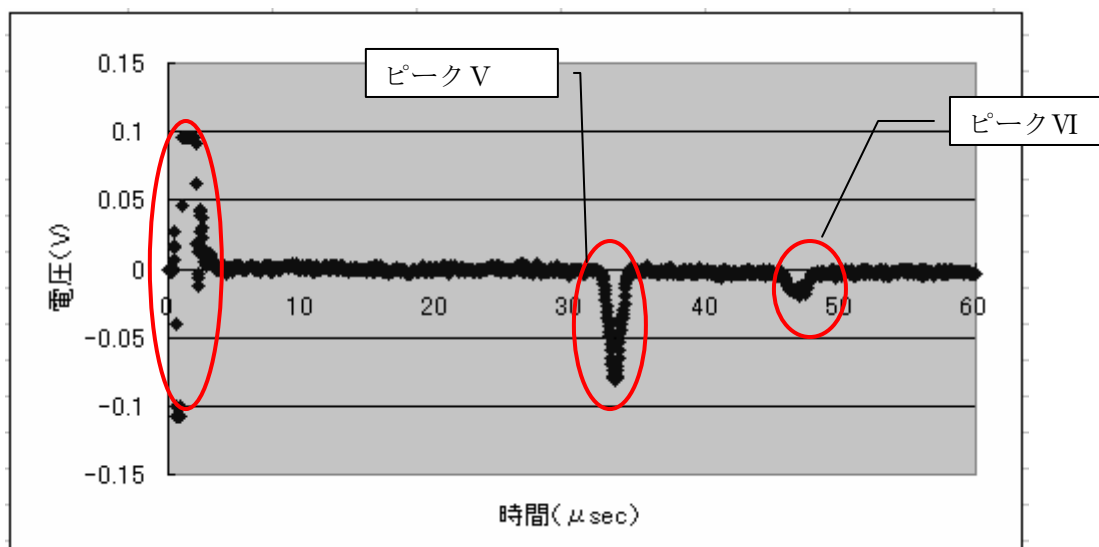


図 45 ^{87}Rb のみの MOT における色素レーザー (600nm) でのイオン化検出

^{41}K & ^{87}Rb MOT のイオン化においてはパルスレーザー入射時刻から 23 μsec 後、33 μsec 後、47 μsec 後にピークが得られた。

^{41}K のみの MOT のイオン化においてはパルスレーザー入射時刻から 23 μsec 後のみにピークが得られた。このピークは ^{41}K と ^{87}Rb の同時 MOT の場合に比べ大きくなっていた。

^{87}Rb のみの MOT のイオン化においてはパルスレーザー入射時刻から 33 μsec 後、と 47 μsec 後にピークが得られた。これらのピークは ^{41}K & ^{87}Rb MOT の場合に比べ両方とも大きくなっていた。

考察

図 43、44、45 においてパルス入射時刻に見られる大きな信号はパルスレーザーの光子が MCP によって検出されたものと考えられる。パルス入射時刻から $23\ \mu\text{sec}$ 、 $33\ \mu\text{sec}$ 、 $47\ \mu\text{sec}$ 後にピークがみられるが、この時間の比は ^{41}K 、 ^{87}Rb 、 $^{87}\text{Rb}_2$ の質量の平方根の比 $\sqrt{41} : \sqrt{87} : \sqrt{(87 \times 2)} \approx 7 : 10 : 14$ にほぼ合致し、 $23\ \mu\text{sec}$ 後のピークは ^{41}K のみの MOT、 ^{41}K & ^{87}Rb での MOT におけるイオン化で見られ、 $33\ \mu\text{sec}$ 後のピークと $47\ \mu\text{sec}$ 後のピークは ^{87}Rb のみの MOT と ^{41}K & ^{87}Rb での MOT におけるイオン化で見られるため、このピークはそれぞれ ^{41}K 、 ^{87}Rb 、 $^{87}\text{Rb}_2$ のイオン検出信号であると考えられる。

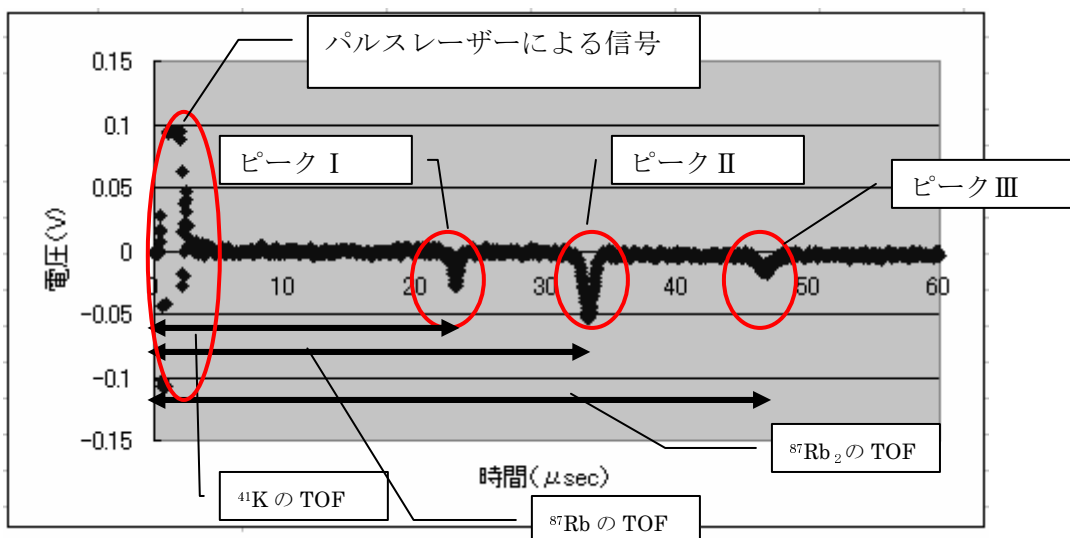


図 46 ^{41}K & ^{87}Rb MOT における色素レーザー(600nm)でのイオン化 (再掲)

これらのイオンに対して検出イオン数を評価すると表のようになる。

表 8 各ピークにおける検出イオン数の見積もり

ピーク	積分値 ($10^{-8}\text{V}\cdot\text{s}$)	検出イオン数
I	6	27 ± 2
II	15	67 ± 5
III	5.3	24 ± 2
IV	7.5	33 ± 2
V	16	71 ± 5
VI	6	27 ± 2

ここで検出された Rb_2 分子は図で示すように MOT のレーザーによって Photoassociations されたものと考えられる。

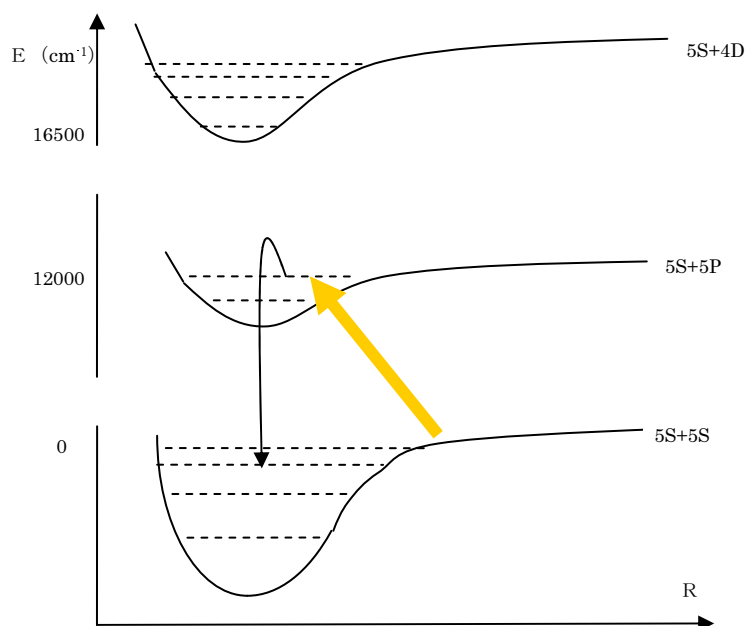


図 47 Photoassociation による Rb₂ の生成

実験② K原子、Rb原子のイオン化検出による分光

動機

次にイオン化検出による分光を行うシステムの構築を行った。

イオン化検出による分光とは、理論で述べたように、イオン化効率が高くなるイオン化レーザーの波長を見つけることである。

将来的に KRb において分光を試行するのに適した波長の範囲は 600nm 付近 10nm 程度の範囲である。この範囲を隙間なく調べるためにはパルスレーザーの波長をその線幅 0.1cm^{-1} 以下の間隔で変化させ、MOT に入射させてゆくことが必要となる。このため、6000 回以上のイオン化検出を行い、検出イオンの数が多いときのパルスレーザーの波長を見つけなければいけないことになる。

この計測を自動で行うために 5.3 で前述したシステムを構築した。

そしてそのシステムの動作を検証するために、システムを用いて MOT 中の K 原子、Rb 原子の 596nm–605nm の範囲における分光を試みた。

実験操作

色素レーザーの波長を 599nm から 605nm まで 1276 秒かけて変化させつつ、10Hz で K&RbMOT に入射しつづけた。その間、5.3 で述べた計測システムを用いて、実験①で得られた 2 つのピーク (K,Rb の TOF に相当する時間) の積分値を記録していった。

また、基底状態の原子のみをイオン化検出するために図 48 に示すようなダイアグラムで、パルス入射時、TOF 間における MOT のレーザーを切り、MOT 中の原子を基底状態にそろえた。[9]

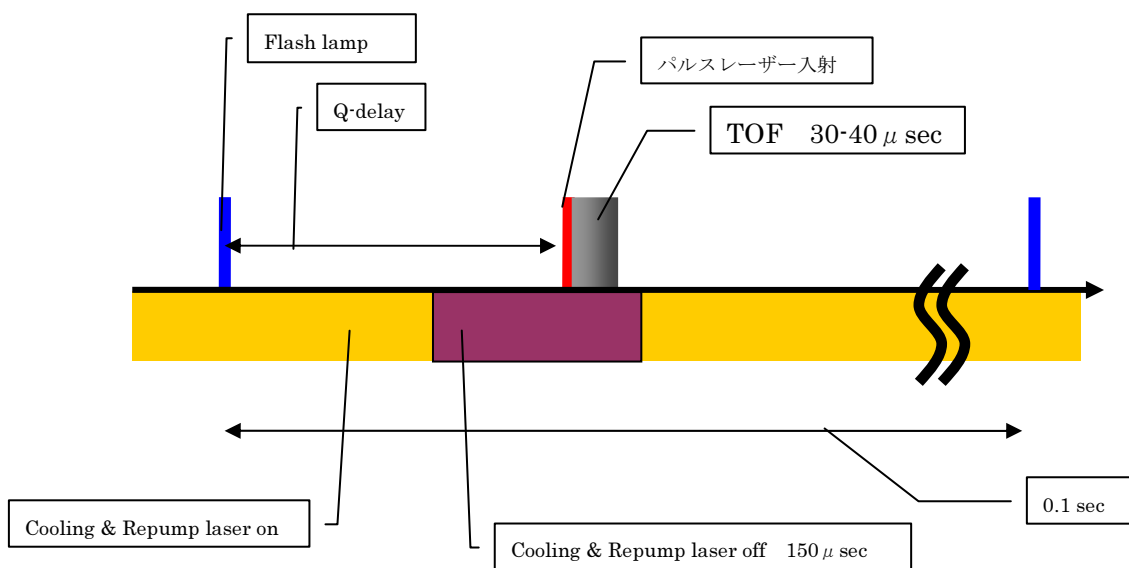


図 48 実験②において、Cooling & Repump laser を切っておく時間

この時、パルスレーザーのパワーは以下のように変化していた。

表 9 パルスレーザーの波長 v.s パワー

波長(nm)	パワー(mJ)
599	0.63
600	0.76
601	0.85
602	0.88
603	0.85
604	0.85
605	0.7

実験結果

波長に対して積分値をプロットしたものを図 49、50 に示す。

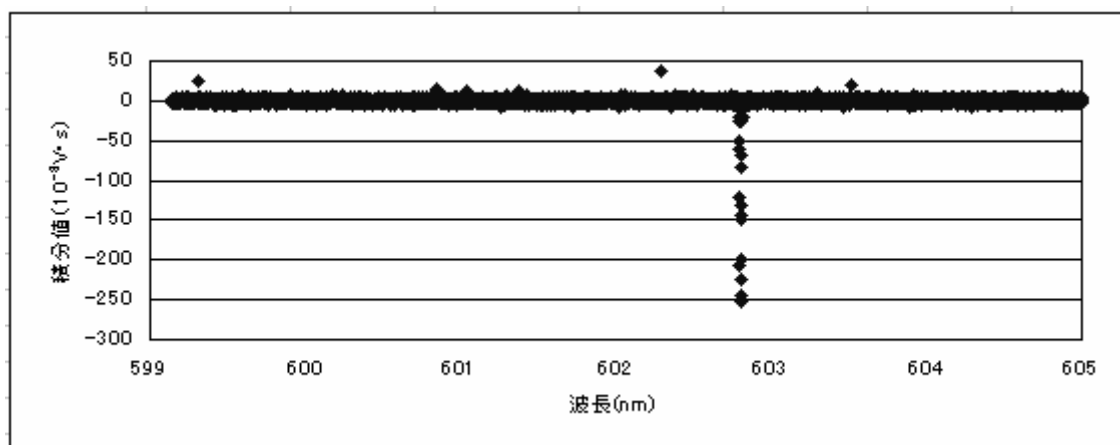


図 49 K 分光結果

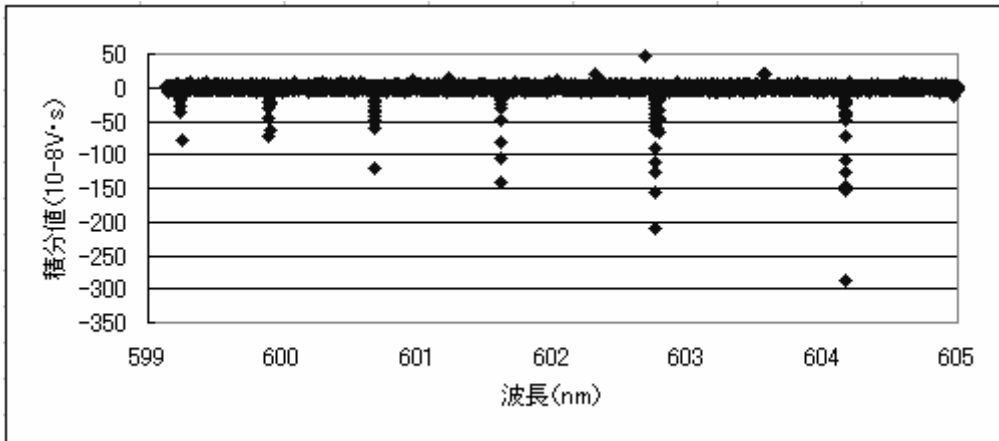


図 50 Rb 分光結果

ここで、n 番目のデータ点における波長 (n) は以下の式において求めている。

$$\text{波長}(n) = 596 + 10 \times n / 12737 \quad (12737 \text{ は全データ点数である})$$

入射パルスが以下の波長のときに、K イオン、Rb イオンの検出信号が大きくなっていることがわかる。

表 10 K のイオン化レートが高いと思われる入射パルスの波長

波長(nm)	一光子当たりのエネルギー (cm ⁻¹)	2 光子当たりのエネルギー (cm ⁻¹)
602.799	16589.27	33178.55

表 11 Rb のイオン化レートが高いと思われる入射パルスの波長

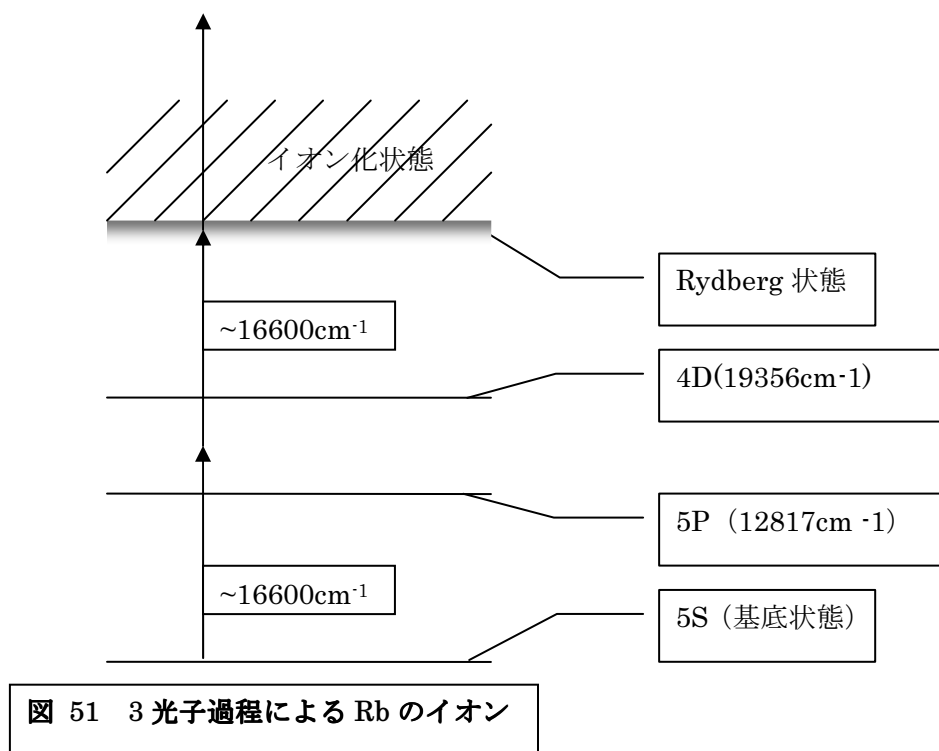
波長(nm)	一光子当たりのエネルギー (cm ⁻¹)	2 光子当たりのエネルギー (cm ⁻¹)
599.234	16687.97	33375.95
599.8974	16669.52	33339.03
600.6849	16647.66	33295.33
601.6301	16621.51	33243.02
602.8007	16589.23	33178.46
604.181	16551.33	33102.66

考察

K の第一イオン化エネルギーは 35010cm^{-1} であり、Rb の第一イオン化エネルギーは 33690cm^{-1} である。

600nm 近くのレーザーの一光子当たりのエネルギーは 16600cm^{-1} 近くであるので、(1nm あたりおよそ 60cm^{-1}) K、Rb とともに 3 光子吸収によってイオン化されていると考えられる。

以下の図 51 では Rb のイオン化経路について示す。



理論で述べたように、多光子過程によるイオン化は中間準位が存在する場合、イオン化レートが高くなると期待される。

よって、図より、2 光子のエネルギーが Rydberg 状態のエネルギーの一つに相当するとき、イオン化レートが高くなると考えられる。

以下の表に ^{41}K 、 ^{87}Rb のこの実験における分光範囲に含まれるエネルギー準位を示す。

表 12 K の Rydberg 状態 [10]

状態	エネルギー(文献値)	エネルギー(本実験)
8 d	33178 (cm^{-1})	33178.55 (cm^{-1})
10 s	33214 (cm^{-1})	

表 13 Rb の Rydberg 状態 [11]

状態	エネルギー(文献値)	エネルギー(本実験)
15 d	33102 (cm ⁻¹)	33102.66 (cm ⁻¹)
16 d	33180 (cm ⁻¹)	33178.46 (cm ⁻¹)
17 d	33244 (cm ⁻¹)	33243.02 (cm ⁻¹)
18 d	33295 (cm ⁻¹)	33295.33 (cm ⁻¹)
19 d	33338 (cm ⁻¹)	33339.03 (cm ⁻¹)
20 d	33375 (cm ⁻¹)	33375.95 (cm ⁻¹)

[Rydberg]

これを実験結果と見比べると、実験結果は± 1 cm⁻¹ の範囲で一致している。このブレの原因は色素レーザーの波長変化が時間に対して線形に駆動していない可能性が考えられる。今後波長計を用いて精査する必要がある。

また、K の分光結果において、10s 軌道に対応するピークが見られない。これは、8d 軌道に対応するピークに比べて 10s 軌道に対応するピークがとても小さいために、この図 49 ではノイズにまぎれてしまっていると考えられる。

よって、レーザーのパワーを 1.1m J とした状態で 602nm 周辺の分光を再び行った。

以下の図 52 はその結果である。

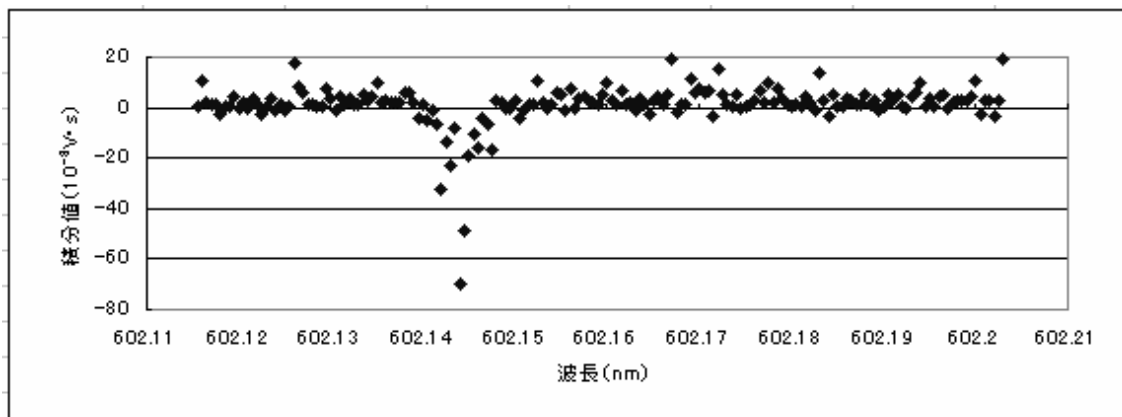


図 52 ⁴¹K の 10 s を確認

よって以下の波長におけるピークを確認することに成功した。

表 14 K のイオン化レートが高いと思われる入射パルスの波長 その 2

波長(nm)	一光子当たりの エネルギー (cm^{-1})	2 光子当たりの エネルギー (cm^{-1})
602.144	16607.32	33214.64

よって 10s 軌道に対応するピークも確認することに成功したといえる。

表 15 K の Rydberg 状態 (再掲)

状態	エネルギー(文献値)	エネルギー(本実験)
8d	33178 (cm^{-1})	33178.55 (cm^{-1})
10s	33214 (cm^{-1})	33214.64 (cm^{-1})

これらのピークにおける検出イオン数は以下のように見積もることが出来る。

表 16 K の分光における検出イオン数

状態	検出イオン数
8d	1114 \pm 81
10s	318 \pm 23

表 17 Rb の Rydberg 状態

状態	検出イオン数
15d	1314 \pm 96
16d	957 \pm 70
17d	642 \pm 47
18d	546 \pm 40
19d	327 \pm 24
20d	359 \pm 26

まとめと今後の展望

実験③の結果から、実験①、②で得た MCP 信号のピークが MOT 中の冷却原子のイオン化検出信号であることが支持される。よって本研究の目標である MOT 中の冷却原子のイオン化検出には成功したと言える。

残念ながら、Rb 分子については冷却原子気体のイオン化検出が示す、パルスの波長に対する依存性を確認するまでには至らなかったが、それはこれからの課題となる。

さらに先の目標としては光会合を用いて生成した K-Rb 分子を、本研究で構成したイオン化検出のシステムによって検出することがある。これは導入で述べたように、BEC 状態の極性分子の生成を実現させる上で、重要な役割を果たすと考えられる。

付録

1、MCP出力信号のアンプ、ローパスにおける変換性の理論的推定

まず、MCPの出力信号は

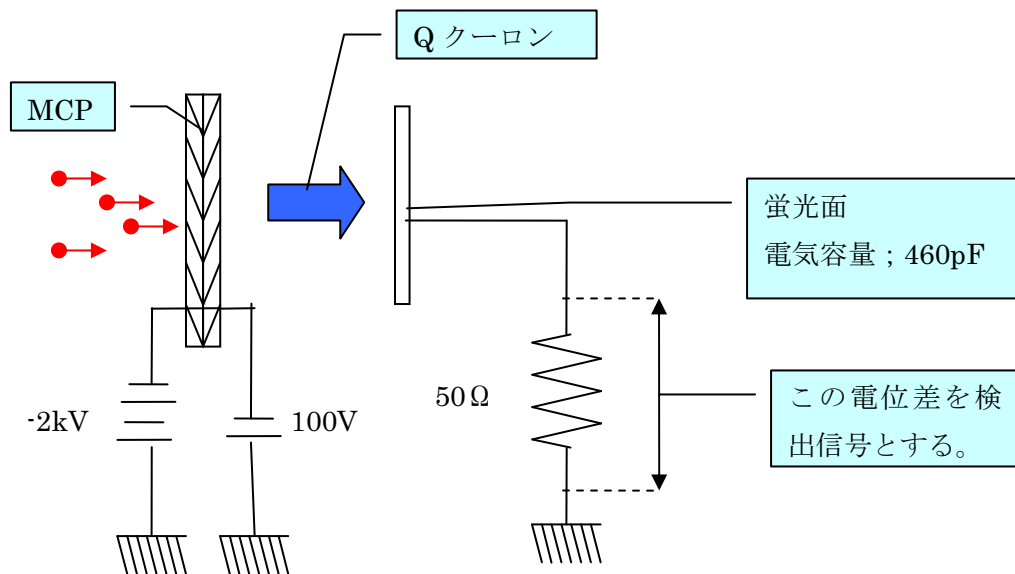


図 53 MCP回路系

蛍光面の電気容量を C とし、抵抗の抵抗値を R とし、蛍光面にたまっている電荷量を Q とし、MCP から蛍光面に一度にやってくる電子群の総電荷を Q_0 とすると、

$$V = Q / C$$

$$\frac{dQ}{dt} = I$$

$$I = V / R$$

が成り立つ。これを解いて

$$V(t) = \frac{Q_0}{C} e^{-\frac{t}{RC}}$$

となる。これがMCPの出力信号である。

アンプのゲインを A とすると、この信号を入力すると、

$$V(t) = \frac{AQ_0}{C} e^{-\frac{t}{RC}}$$

と出力される。

また、共鳴周波数 ω_0 のローパスフィルタの周波数特性は

$$\frac{V_{\text{出}}}{V_{\text{入}}} = \frac{1}{1 + i \frac{\omega}{\omega_0}}$$

と表される。[12]

よって、アンプからの信号を片側フーリエ変換して、

$$V(\omega) = \frac{AQ}{C(-\frac{1}{RC} + i\omega)}$$

なので、ローパスフィルタ後の信号は

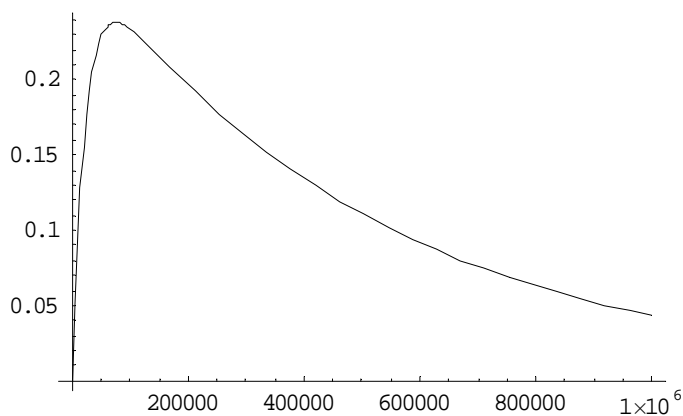
$$V_{\text{出}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{AQ}{C(-\frac{1}{RC} + i\omega)} \frac{1}{1 + i \frac{\omega}{\omega_0}} e^{i\omega t} d\omega$$

となる。これを複素積分によって計算すると

$$V_{\text{出}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-AQ\omega_0}{C(\omega - i\omega_0)(\omega - \frac{i}{RC})} e^{i\omega t} d\omega = \frac{-2\pi\omega_0 AQ}{\omega_0 - \frac{1}{RC}} (e^{-\omega_0 t} - e^{-\frac{t}{RC}})$$

と求まる。

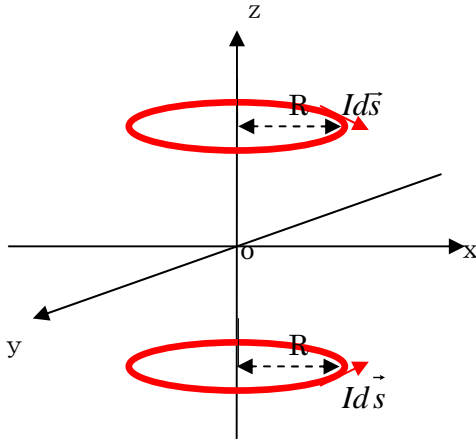
これを Mathematica によって実際の数値で ($\omega_0 = 1.9\text{MHz}$ 、 $R = 50\ \Omega$ 、 $C = 460\ \text{pF}$) 波形を見ると、



となる。ここでは $A = Q = C = 1$ 、とおいている。

2、MOT コイルのつくる磁場勾配

以下のように座標を設定し、まずコイル1巻き当たりの原点付近での磁場勾配を求める。



コイルはどちらも円とし、 x y 平面に平行な面上 ($z = \pm L$) にあるとする。 $z = -L$ 上のコイルの点を $(R\cos\theta, R\sin\theta, -L)$ とすると、このコイルが $(0, 0, z)$ において作る磁場の z 成分は、ビオサヴァールの法則により、

$$B_z = \int_0^{2\pi} \frac{IR^2 d\vartheta}{4\pi\sqrt{R^2 + (z+L)^2}^3}$$

となる。 (B_x, B_y) は対称性より 0

面 $z = L$ 上にあるコイルによる磁場も合わせると

$$B_z = \int_0^{2\pi} \frac{IR^2 d\vartheta}{4\pi\sqrt{R^2 + (z+L)^2}^3} - \int_0^{2\pi} \frac{IR^2 d\vartheta}{4\pi\sqrt{R^2 + (-z+L)^2}^3}$$

となる。この積分を計算すると

$$B_z = \frac{IR^2}{2\sqrt{R^2 + (z+L)^2}} - \frac{IR^2}{2\sqrt{R^2 + (-z+L)^2}}$$

となる。

ここで原点に近い領域を考えて、 z が微小であるとして線形近似すると

$$\begin{aligned} B_z &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{IR^2}{2\sqrt{R^2 + (z+L)^2}} - \frac{IR^2}{2\sqrt{R^2 + (-z+L)^2}} \right) \Big|_{z=0} z \\ &= \frac{-3IR^2L}{\sqrt{R^2 + L^2}^5} z \end{aligned}$$

として原点付近の z 方向の磁場勾配が求まる。

さらに二つのコイルが $(x, 0, 0)$ において作る磁場の x 成分は同じくビオサヴァールの法則より、

$$B_z = \int_0^{2\pi} \frac{2IRL \cos \theta d\theta}{4\pi \sqrt{(R \cos \theta - x)^2 + R^2 \sin^2 \theta + L^2}^3}$$

となる。(By、Bz は対称性より 0) 同じく原点に近い領域を考えて、x が微小であるとして線形近似すると

$$\begin{aligned} B_x &= x \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{2\pi} \frac{2IRL \cos \theta d\theta}{4\pi \sqrt{(R \cos \theta - x)^2 + R^2 \sin^2 \theta + L^2}^3} \Big|_{x=0} \\ &= \frac{2IRLx}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\cos \theta d\theta}{\sqrt{(R \cos \theta - x)^2 + R^2 \sin^2 \theta + L^2}^3} \Big|_{x=0} \\ &= \frac{-3ILR^2 x}{4\pi \sqrt{R^2 + L^2}^5} \int_0^{2\pi} \frac{1 + \cos 2\theta}{2} d\theta \\ &= \frac{3ILR^2}{2\sqrt{R^2 + L^2}^5} x \end{aligned}$$

となり、x 軸方向の磁場勾配が求まる。

y 軸方向は x 軸方向と同様である

よって $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ と対称性より当然ではあるが、z 方向の磁場勾配は x、y 方向の磁場勾配の 2 倍大きいことが示された。

本実験で用いたチャンバー系では

$$R = 4.5 + 0.15X \text{ cm}$$

$$L = 4.8 + 0.15Y \text{ cm}$$

$$I = 20 \text{ A}$$

と表される。ここで X は何層目にあるコイルかを表し $1 \leq X \leq 16$ 、また Y はその層の何巻き目のコイルかを表し、 $1 \leq Y \leq 16$ (ただし 16 層目のみ $1 \leq Y \leq 8$) である。(図 19 コイルの概略図参照)

これを用いて実際の MOT コイルが作る原点付近の磁場勾配を求めると

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = -0.0932 (T/m)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0.0468 (T/m)$$

となる。

謝辞

まず素晴らしい先輩たちとの共同研究をする機会を下さり、御自身も熱心に指導くださった、井上慎准教授に厚くお礼を申し上げたいと思います。配属当初は原子物理の世界には右も左もわからない自分でしたが、その世界の面白さ、奥深さについて教えていただきました。ありがとうございました。岸本哲夫助教には工作についてのアドバイスなどをいただきました。また、卒論提出直前に頂きました夕食の差し入れには本当に助けられました。一生忘れられない食事になったと思います。小林淳助教には卒論の流れを決める際、とても貴重な意見を頂きました。お陰様で比較的スムーズに書けたと思います。赤松大輔博士には実験装置の扱いから度々に渡る卒論の赤ペン指導にいたるまで、大変多くご指導頂きました。この卒論は赤松博士なしでは考えられないと思います。感謝しています。修士 2 年相川清隆さんには修士論文執筆で忙しいにも関わらず度々の質問にお答えいただきました。大変ありがたく思っております。修士 1 年林正泰さんには、主にレーザーのパワーの調節、安定化についてご指導頂きました。お陰様でなんとか一人で MOT を出せるようになりました。修士 1 年野田開さんには去年の卒論の経験談など、とても参考になるアドバイスを頂きました。いつも影から支えていただいたような気がします。

また、励ましあいながら一緒に卒業研究に取り組んでいた藤掛陽輔君の存在は精神的な支えになっていたように思います。同期にもかかわらず色々なこと（主に量子力学）を教えて頂きました。ありがとうございます。

また、この研究プロジェクトの責任者である上田正仁教授にはミーティングにて拙い英語で発表する自分に対しても親切に対応してくださったのを覚えております。感謝したいと思います。

参考文献

- [1]久我隆弘 量子光学
- [2] H.Haken H.C.Wolf The physics of atoms and quanta
- [3] P.Meystre M.Sargent Elements of Quantum Optics
- [3]小島忠信 小島和子 光の量子論
- [4] D. Wang¹, J. Qi¹, M. F. Stone¹, O. Nikolayeva², H. Wang³, B. Hattaway¹, S. D. Gensemer⁴, P. L. Gould¹, E. E. Eyler¹, and W. C. Stwalley¹
Photoassociative Production and Trapping of Ultracold KRb Molecules
PRL 93, 243005 (2004)
- [5]新栄拓人 野田開 ⁴¹K の蒸発冷却のための磁気トラップの製作
- [6]Continuum Operation and Maintenance Manual for the ND6000 Series Dye laser
- [7]浜松ホトニクス株式会社 MCP アッセンブリ
- [8]National Instruments NI 高速デジタイザ スタートアップガイド
- [9] M. W. Mancini, G. D. Telles, A. R. L. Caires, V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa
Observation of Ultracold Ground-State Heteronuclear Molecules
PRL 92, 133203(2004)
- [10]NIST Atomic Spectra Database Levels Data
- [11]Charlotte E. Moore ATOMIC ENERGY LEVELS As Derived From the Analyses of Optical Spectra
- [12]霜田光一 桜井捷海 エレクトロニクスの基礎

