

冷却ルビジウム原子を用いた原子干渉計の開発

電子物性工学専攻 中川研究室 田村誠道

1 背景・目的

20世紀前半に粒子が波動性を持つことが知られて以来、様々な物質波干渉計が研究されてきた。なかでも原子には光と比較して、質量をもっている、速度が遅い、電磁気力や重力と相互作用をするといった特徴がある。これらの特徴により、原子は光では感じるできない力を感じる事ができ、原子を用いた干渉計は他の干渉計では検出が困難な力の観測やより高感度な装置ができる可能性があるといえる。しかし、中性原子は電磁気的な操作が難しい、サブミクロンの構造体による回折格子の製作が困難である、という理由でなかなか実験的研究が進まなかった。しかし、レーザー冷却や微細加工技術の発展により、1991年に最初の原子干渉計が実現された。

我々は冷却 Rb 原子を用いた原子干渉計を開発し、重力加速度 g の測定を行うことを目的としている。原子は質量が大きく、重力に対する感度が高い。また、原子自体が巨視的な人工物ではなく普遍なものであり、誰が何処で扱っても同じ物と見なせるため、系統的な誤差をなくすことができる。そして、原子干渉計を重力の及ばない場所（宇宙空間）に移し、電磁気的に遮蔽すれば、さらに微小な力に対して感度を上げることができるようになると思われる。

2 原子干渉計の原理

干渉計とは干渉縞を作り、そこから情報を引き出すことのできる装置である。光の干渉計の場合、干渉縞は光の空間的な強度分布に現れる。それに対し原子干渉計の干渉縞は原子の内部状態の存在確率に現れる。我々の用いる Rb 原子では、 $5S_{1/2}$ 状態の超微細準位 $F = 1$ と $F = 2$ （準位間の共鳴周波数 $\omega_{eg} = 2\pi \times 6,834,682,612.8$ Hz）にあたる。

光の干渉計の場合、波束を分離し再度重ね合わせ

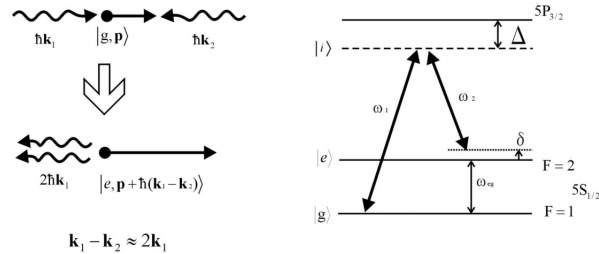


図 1: 誘導ラマン遷移

るのに用いるのは回折格子やビームスプリッターである。我々の原子干渉計ではこれらのビームスプリッターに相当するものとして誘導ラマン遷移を用いる。図 1 の実線の ω_1, ω_1 が誘導ラマン遷移を起こす。干渉計を構成する場合、2つのラマン光は対抗して原子に照射する。最初、基底状態 $|g, p\rangle$ にいた原子は ω_1 を吸って中間状態 $|i, p + \hbar k_1\rangle$ を介して励起状態 $|e, p + \hbar(k_1 - k_2)\rangle$ に励起される。原子の感じる実効的な波数 $k_{\text{eff}} = k_1 - k_2 \approx 2k_1 = 2k$ となり、実効的な角周波数 $\omega_{\text{eff}} = \omega_1 - \omega_2$ で誘導ラマン遷移が起こる。このとき原子が受ける反跳は $\hbar k_{\text{eff}} \approx 2\hbar k$ となる。このラマンのパルス幅が π パルス、 $\pi/2$ パルスとなる条件のとき、ラマンパルスはそれぞれ、原子のミラー、原子のビームスプリッターとして働く。そして、このラマンパルスを $\pi/2 - \pi - \pi/2$ という配列で原子に照射すると図 2 マッハ・ツェンダー型の干渉計が構成できる。このとき、干渉縞は2つ目の $\pi/2$ パルスのあとの基底状態 $|g, p\rangle$ と励起状態 $|e, p + \hbar(k_1 - k_2)\rangle$ の存在確率に現れてくる。

このとき、位相による存在確率の変化には実効的な波数 k_{eff} が含まれている（??節参照）。通常の遷移では準位間の周波数差が小さいため波数の値は小さいが、誘導ラマン遷移ではこの波数を大きく取れる。よって、誘導ラマン遷移で干渉計を構成することで感度の向上つながる。また、ラマン遷移は二光子過

程であるため遷移の寿命が長く、自然放出（これが起こると原子の持つ位相の情報が失われてしまう）が起こりにくくなる。自然放出が起こると干涉縞の明瞭度が悪くなり、感度が下がる。誘導ラマン遷移を用いることで以上のようなメリットを見込める。

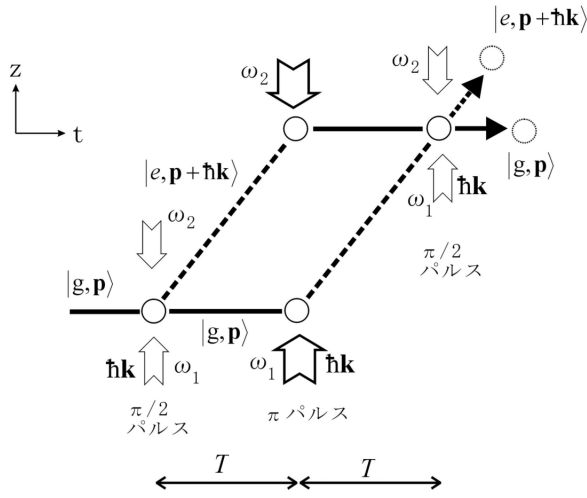


図 2: 原子干涉計

次に π パルス、 $\pi/2$ パルスの作用と干涉計の動作について示す。

π パルスは、双極子力（レーザーによる電場）を受けラビ振動している二準位原子を考えると、その内部状態が基底状態にあったのが励起状態へ完全に移るものをいう。

式で表すと π パルス幅 τ は次のように表せる。[6]

$$\tau = \frac{\pi}{\Omega_{eg}} \quad (1)$$

同様に内部状態が 1 対 1 に分かれるパルスを $\pi/2$ パルスという。 $\pi/2$ パルスのパルス幅は π パルスの半分である。

原子の初期の内部状態は全て基底状態にそろっているとす。このとき、 π パルスと $\pi/2$ パルスを $\pi/2 - \pi - \pi/2$ という配列した後の励起状態 $|e, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle$ の存在確率は

$$|c_{e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}}|^2 = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Delta\phi - \delta\tau/2)] \quad (2)$$

と表せる。ここで、 δ は光の離調、 $\Delta\phi$ は原子と光の相対的な位相差である。

光の位相が一定だと仮定すると、もしこの原子の存在確率に変化が生じたら、それは原子と何らかの

力との相互作用による位相シフトと考えられる。原子干涉計では、この原子の存在確率の変化から位相がどのくらいズレたのかを測定できる。

図 3 は $\pi/2 - \pi - \pi/2$ パルス干涉計を重力に対して構成したものである。

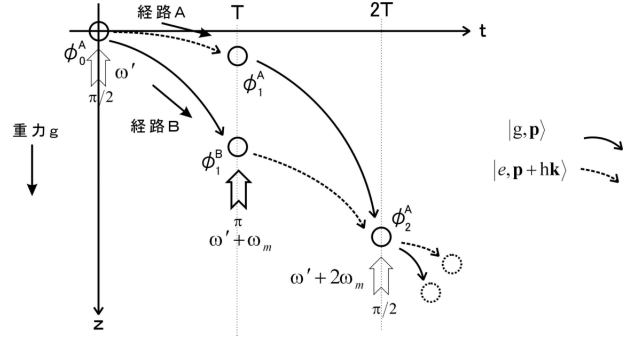


図 3: 重力干涉計

ここで、重力が原子に相互作用している時の位相のズレを簡単に計算する。求める位相のズレ $\Delta\phi$ は図中の経路 A と経路 B での位相の変化の差に相当する。求める重力による位相変化を式に表すと以下のようなになる。

$$\Delta\phi = k_{\text{eff}} g T^2 \quad (3)$$

ここで、 k_{eff} は誘導ラマン遷移の実効的波数。

我々が用いる ^{87}Rb 原子では、波長 $\lambda \approx 780\text{nm}$ ($k_{\text{eff}} = 2k = 4\pi/\lambda$)、相互作用時間 T を 10ms 、1 つのフリンジ当りの分解能を 10^{-3} として見積もると期待される感度は $2 \times 10^7 g$ ほどになる ($g = 9.8\text{m/s}^2$)。

また、図 3 より原子は重力によって加速されるため、レーザーの周波数（この場合、2 つのラマン光の周波数の差）が変わってくる。そのため加速された原子に追いつけるように周波数を掃引してやる必要がある。このとき掃引する周波数は $\omega_m \simeq k_{\text{eff}} g T$ 。

3 実験

前節から、実際に干涉計を動作させて干涉信号を得るためには、次のような 3 つの条件を満たす必要がある。1 つ目が原子の初期状態をそろえること。これは、初期状態がそろっていないというのは、原子の初期位相がバラバラであることに相当するためである。そのため、各原子が互いに位相を打ち消し合い、結果として干涉縞の明瞭度が悪くなる。2 つ

目の条件は、速度分布の小さい(温度の低い)原子集団を作ること。我々の干渉計では、誘導ラマンパルスを対向させるためにドップラー効果の影響を受けやすい。その影響を抑えるために極低温の原子が必要になる。3つ目は、位相揺らぎが少ない光源を用いることである。これは、光の位相のズレが原子の位相に影響を与えること、加えて位相揺らぎが分解能に関係するためである。

3.1 実験方法

実験手順としては、まず、高真空のチェンバー内で磁気光学トラップ (MOT) を行い、温度 $100\mu K$ 、個数 10^8 個の Rb 原子を冷却・捕獲する。冷却 Rb 原子集団に偏光勾配冷却 (PGC) を行い、数 μK まで温度を下げる。次に光ポンピング (OP) を行い、原子の内部状態を $5S_{1/2}F=1$ にそろえる。その上で、前述の誘導ラマンパルス ($\pi/2 \ \pi \ \pi/2$ パルス配列) を照射する。原子の蛍光を測定し、内部状態の変化を調べる。これらの手順を繰り返し、信号を積算していく。

図4は実験で用いる遷移を示している。誘導ラマン遷移の基底状態は図中右の $5S_{1/2} F=1$ 、励起状態は $5S_{1/2} F=2$ の遷移である。

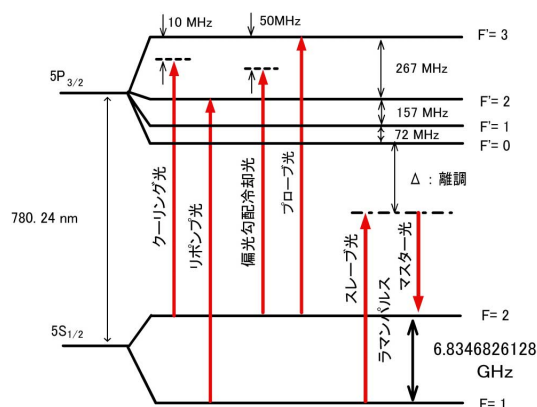


図 4: ^{87}Rb エネルギー準位図

次に光学系の概略図を示す。

MOT のクーリング光、偏光勾配冷却光は同じ光源 LD 1 (Laser Diode) から出力する。LD 1 の出力は LD 2 の注入同期に使われ、LD 2 の出力は LD 1 と同じ周波数で、出力パワーはおおよそ 70mW になる。また、LD 1 は $F=2 \rightarrow F'=1$ と $F=2 \rightarrow F=3$

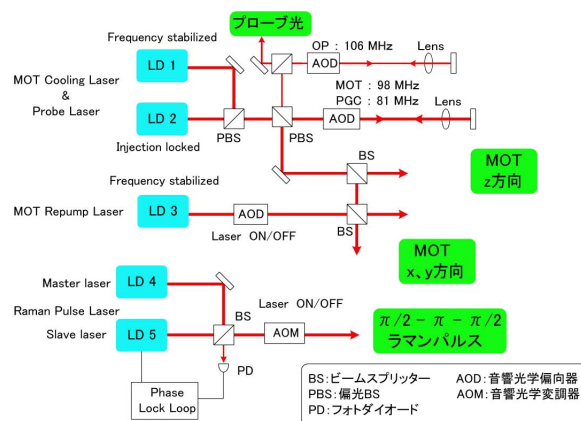


図 5: 光学系概略図

のクロスオーバーに安定化されており、その離調は 212MHz になる。一度 AOD を通過したレーザーをレンズとミラーで(凹面鏡と同じ働きをする)はね返し、再び AOD に通過させる(ダブルパス)ことで 2 回周波数をシフトさせて、ほしい周波数離調約 15MHz を取り出している。このようにすることで、AOD で光のスイッチングが行え、かつ、AOD のシフト周波数を変化させてもレーザーの光路が変わらない。この AOD のダブルパスを使えば、MOT の磁場を切って AOD 1 つを制御するだけで偏光勾配冷却を行うことができる。また、他のリポンプ光やラマン光のスイッチングも AOD で行っている。プローブ光はダブルパスで偏光が回ってしまい漏れた光を使いダブルパスで離調ゼロにしてつくる。LD 4 と LD 5 は互いに位相同期され、誘導ラマンパルスの光源として用いる。この位相同期は 100ms に 0.6mrad しか揺らがない。[7]

また、これらの機器は全てデジタル出力ボードを用いてコンピュータで制御できるようにした。用いたデジタル出力ボードは interface 社製「PCI-2472C」である。これは 32 ビットの TTL 出力を出すことができ、我々はこのうち 16 チャンネルを使って実験の制御を行っている。また、測定も同様にアナログ/デジタル入力ボード (interface 社製「PCI-3153」) でトリガをかけることで自動的に信号を取り込めるようにしてある。これらのボードは同じコンピュータに挿してあり、2 つのボードを同時に制御できるので、一台のコンピュータで実験を制御できるようになっている。

図 6 は我々の装置の概略図である。MOT コイルは

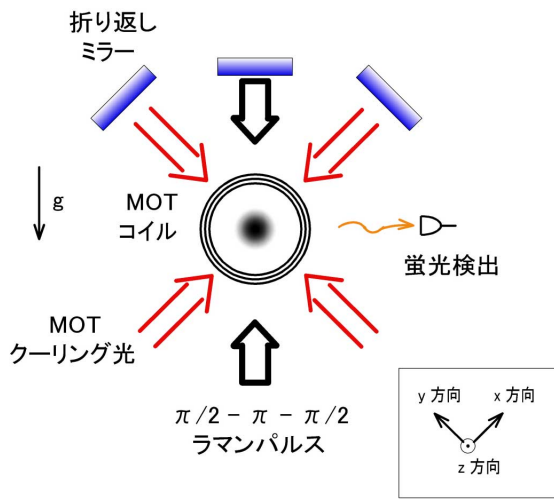


図 6: 実験装置概略図

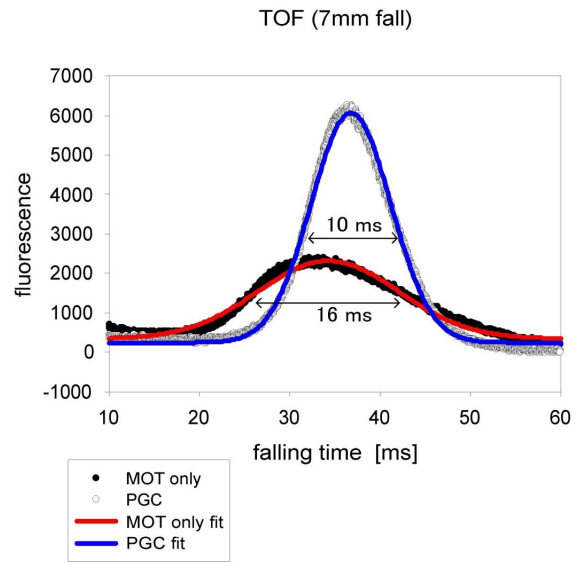


図 7: タイムオブフライト

直径 3.8cm、コイル間の距離は 4.8cm のアンチヘルムホルツ配置になっている。クーリング光の直径は 2mm、パワー密度は約 $3\text{mW}/\text{cm}^2$ である。図 6 での z 軸方向の磁場勾配は $15\text{Gauss}/\text{cm}^2$ になっている。MOT のクーリング光は図に示す x、y 方向と紙面に垂直な z 方向から入れて、それぞれをミラーで折り返している。リポンプ光はクーリング光の x、y 方向にのみ重ねて入れており、プローブ光は z 方向から少しだけ傾いて原子に当たるように入れている。また、ラマンパルスは重力に平行で上下から対向するようにして原子に照射する。

3.2 タイムオブフライト (TOF) 法による温度測定

次にタイムオブフライト (TOF) 法で MOT と PGC の温度を測定した。ここでは、原子を $h=7\text{mm}$ (38ms) ほど自由落下させている。MOT の 7mm 下にあるプローブ光に原子が当たったときの蛍光から原子の時間的な広がりから原子の温度が求まる。図 7 は実験で得られた TOF 信号である。なだらかな方が MOT のみを行った場合で、鋭い方が PGC を行った場合である。これからわかる原子の時間的な広がりから温度を求めると、MOT は $90\mu\text{K}$ 、PGC は $20\mu\text{K}$ と見積もることができた。

3.3 光ポンピング

MOT・PGC のあとにクーリング光もしくはリポンプ光を 2ms 照射すると、クーリング光 ($F=2 \rightarrow F'=3$) ならば原子は $F=1$ (基底状態) に、リポンプ光 ($F=1 \rightarrow F'=2$) ならば $F=2$ (励起状態) に光ポンピングすることができる。図 8 はプローブ光 ($F=2 \rightarrow F'=3$ 離調ゼロ) で $F=2$ にいる原子の吸収を検出し、その信号から原子がないときのバックグラウンドを引いたものである (吸収強度)。

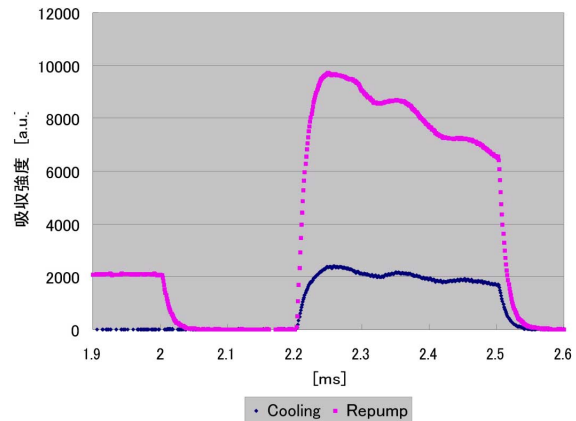


図 8: 光ポンピング (2ms) 後の $F=2$ にいる原子数

2ms の光ポンピング光をクーリング光、またはリポンプ光と換えることで $F=2$ にいる原子数が変化することから、光ポンピング自体が起こっていること

は確認できた。しかし、クーリング光の場合、2msもポンピングを行ったが $F=2$ に原子が残っており、効率は良くない。この問題を解決するために新たに遷移 $F=2 \rightarrow F'=2$ の光を用意する予定である。

3.4 誘導ラマン遷移

次にラマンレーザーによって冷却 Rb 原子が誘導ラマン遷移をすることを確認した。実験は図 3.4 のようなタイミングチャートで行う。PGCの後、先にプローブ光を原子に照射してから続いて2つのラマン光(もしくはマスター、スレーブの片方)を原子に当てる。2つのラマン光は原子に対して上下方向から対向させるように入射し、このときの離調は-500MHzであった。この実験で得られた信号は図 10 のようになる。グラフより、ラマン光を入れないとき、マスター光のみ入れたとき、スレーブ光のみを入れたときは原子数に変化はないが、2つの光を同時に入れた時のみ $F=2$ にいる原子が減少しているのがわかる。これは誘導ラマン遷移によって原子が $F=2$ から他の準位に遷移させられたことを示す。

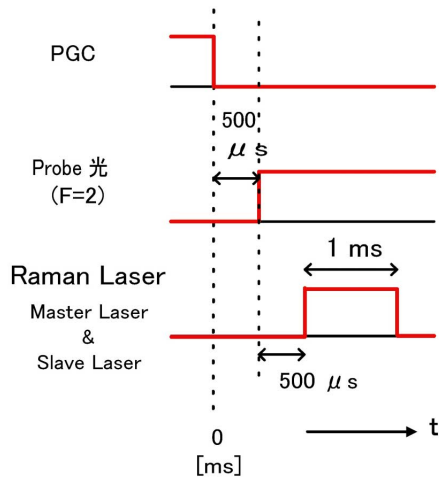


図 9: 誘導ラマン遷移タイミングチャート

3.5 π パルス、 $\pi/2$ パルス

位相同期レーザーを光ポンピングをした冷却原子に当て、 π パルス、 $\pi/2$ パルスとして作用する条件を探る。誘導ラマン遷移の実効的ラビ周波数 Ω_{eff} がわかれば、 π パルス幅 τ は求めることができる。実

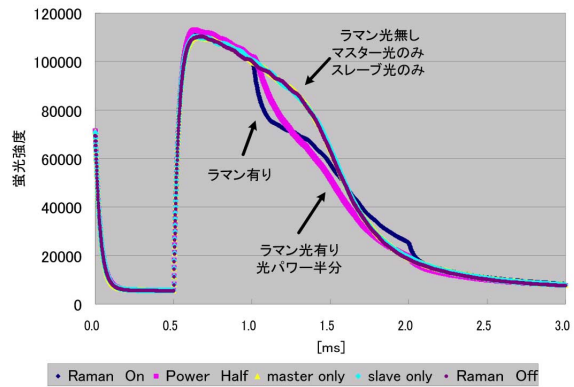


図 10: 誘導ラマン遷移による $F=2$ の原子数の変化

効的ラビ周波数 Ω_{eff} は

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\gamma^2 I}{16\Delta I_s} \quad (4)$$

と表せる。ここで、自然幅 $\Gamma/2\pi = 6$ MHz、 $\Delta \sim 1$ GHz は離調、 $I_s \sim 1.64$ mW/cm² は Rb の飽和強度、 I は2つの光の平均の光パワー密度。ラマン光は楕円形で面積 $S = \pi \times 0.7 \times 0.3 \approx 0.66$ cm²、パワー密度の実測値 6.46 mW/cm²、6.20 mW/cm² より、求める π パルスのパルス時間 τ [s] は

$$\tau = \frac{\pi}{\Omega_{\text{eff}}} \approx 58 \mu\text{s} \quad (5)$$

と見積もることができる。

次に π パルス、 $\pi/2$ パルスとして動作することを確認するための実験を行った。2つのラマン光は対向する配置になっている。タイミングチャートは図 3.5 のようになる。先ほどの実験とは逆に先にラマン光を入れ、このとき、ラマン光を当てる時間を変化させ、その後プローブ光で $F=2$ にいる原子を蛍光で検出する。ラマン光の離調は-200MHzで、その結果が図 12 である。このときの π パルス幅は $\tau \approx 12 \mu\text{s}$ になる。信号では、20 ~ 40 μs 付近でもっとも原子が遷移している。これは、原子の感じるラマン光のパワー密度によってラビ周波数つまりは π パルス時間が変わるわけだが、原子雲の直径 2mm に対してラマン光の短軸の径 3mm が小さすぎ、原子の感じるパワー密度が原子のいる場所によって異なるためだと思われる。また、今回の実験ではマスターレーザーを吸収線に安定化していなかったため、位相同期によりスレーブ光との周波数差は一定でも発振周波数自体がドリフトしてラマン光の離調がずれてしまっ

た事も考えられる。これらの理由で現段階では π パルス幅を特定することは難しい。

先述の問題点を解決して π パルスを正確に動作させるかによる。

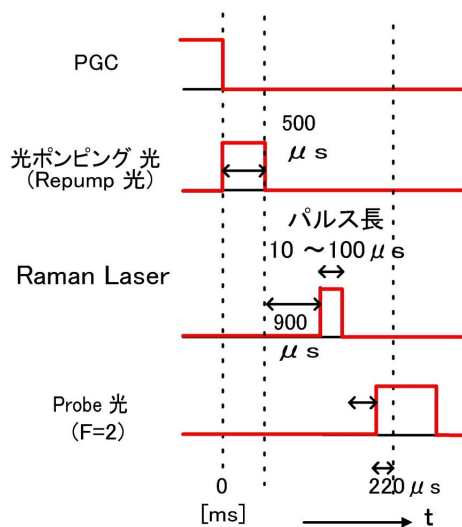


図 11: π パルスタイミングチャート

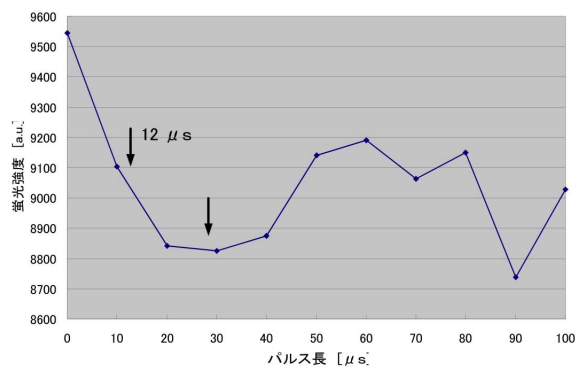


図 12: パルス時間による F=2 の原子数の変化

参考文献

- [1] edited by Paul R.Berman "Atom interferometry" 363-405 (Academic Press ,1997)
- [2] M.Kasevich and S.Chu : Appl.Phys. **B54** ,321 (1992)
- [3] 修士論文 A.Peters K.Y.Chung and S.Chu "High Precision Gravity Measurements Using Atom Interferometry": Physics DepartmentStanford University ,Stanford (2000)
- [4] E.L.Raab, M.Prentiss, A.Cable, S.Chu, and D.E.Pritchard :Phys.Rev.Lett. **59** 2631 (1987)
- [5] C.Monroe, W.Swann, H.Robinson, and C.Wieman :Phys.Rev.Lett. **65** 1571 (1990)
- [6] 霜田光一 著 "レーザー物理入門" 岩波書店 (1983)
- [7] 学士論文 堀越宗一 中川賢一研究室 "光位同期による原子干渉計用光源の開発と評価": 電気通信大学大学 電子物性工学科 (2001)

3.6 考察

誘導ラマンパルスを用いた原子干渉計が動作するとは、 π パルス、 $\pi/2$ パルスがいかにかうまく動作するかにかかっている。言い換えると、 $\pi/2$ π $\pi/2$ パルスを原子に照射すると、その外力による位相シフトに応じた内部状態の変化が起こるといえる。

現段階では、上記のように π パルスを動作させることが困難であるが、系の改良を行うことでそれは可能である。したがって、原子干渉計として動作させることもそれに準ずると思われる。今後の課題は