

リング型磁気光学トラップの研究

量子・物質工学専攻 清水研究室 前田知里

1 背景と目的

1987年に Raab らによって初めて磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap: MOT) が実現されてから [1]、MOT はレーザー冷却において重要な冷却・トラップ技術として利用されるようになった。現在、MOT は原子干渉計や原子光学の実験における冷却原子源として、ボーズアインシュタイン凝縮 (Bose-Einstein Condensation: BEC) 生成のため多数の原子を予備冷却・捕獲する技術としてなど、様々な実験に用いられている。

通常、MOT は 3 次元的に原子を冷却・捕獲するが、四重極磁場の構成を考えることで 1 次元のトラップを行うことができる。1 次元の MOT は原子干渉計のため原子源として、また連続 BEC を生成するための原子源として研究が行われている。

本研究の目的はリング状の磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap: MOT) を生成し、観測することである。

リング型磁気光学トラップは、円周方向に閉じ込めがない 1 次元のトラップである。リング状のトラップは一度 3 次元的にトラップされた原子をリング状のポテンシャルにロードするなどといった方法で実現されているが [2, 3]、本研究ではリング状の四重極磁場を用いてローディングすることなしに MOT を作ることを目的としている。

トラップする原子はナトリウムを使用した。本研究ではナトリウムをレーザー冷却・トラップするための実験装置及び光学系の製作及び組み立て、またリング型磁気光学トラップを行うための磁場の生成を目的とした。

2 リング型磁気光学トラップ

2.1 磁気光学トラップ

磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap: MOT) とは、不均一磁場によるゼーマン効果と円偏光による遷移の選択則を利用して原子の位置に依存する復元力を巧みに生み出し、原子を冷却・捕獲するトラップである。

図 2.1 のような逆向きの電流を流した一対のコイルを反ヘルムホルツコイルという。このコイルが作る磁場は中心部 (図 2.1 における 0 点) が 0 で、そこから距離

に依存して強くなっている。このような磁場を四重極磁場という。この磁場の中心で交点となるように、互いに直交している x, y, z 軸方向からそれぞれ対向するようにレーザー光を照射する。それぞれの偏光は、図 2.1 のようになっている。

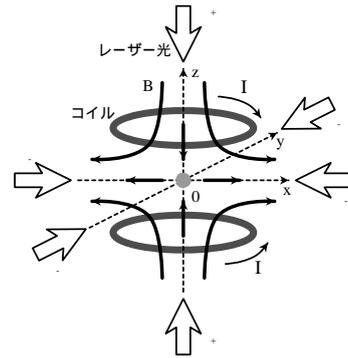


図 1 磁気光学トラップ

2.2 リング型磁気光学トラップ

図 2 のようなリング型 (リング状) の四重極磁場を作ることによって 1 次元のトラップを実現することができる。磁場の極小点は円状に分布しており (図 2 の破線)、リングの円周方向には磁場勾配がないので閉じ込めは起こらず、1 次元のトラップが可能となる。また、トラップ光もリングの径に対して十分大きければ、通常の MOT と同様の配置 (図 2.1) でトラップできる。

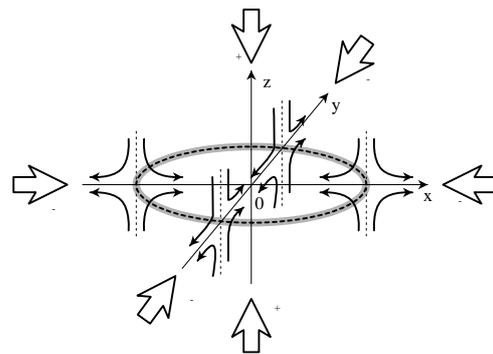


図 2 リング状の四重極磁場

2.3 有限の速度をもった原子源の生成

1次元のトラップでは閉じ込めがない軸の自由度を利用して高密度の原子線を得る研究が行われている [4]。リング型磁気光学トラップでは円周方向に原子を回転させることができる。

リング型の四重極磁場の対称軸上にワイヤーを配置し、それに電流を流した場合について考える。配置は図 3(a) のようになり、このとき軸を中心とした円周上に一様な磁場が生まれる。このような磁場があるとき、MOT 中の原子はドップラーシフトとゼーマンシフトが打ち消しあう速度で回転を始める。図 3(b) のように、一様な磁場 B がかかっているときの原子の運動を考える。原子の速度を v 、レーザーの波数を k_l 、離調を δ とすると、

$$k_l \cdot v = g_F \mu_B m_F B / \hbar \quad (1)$$

となるとき、対向するそれぞれの光から原子が受ける力はバランスする。よって、

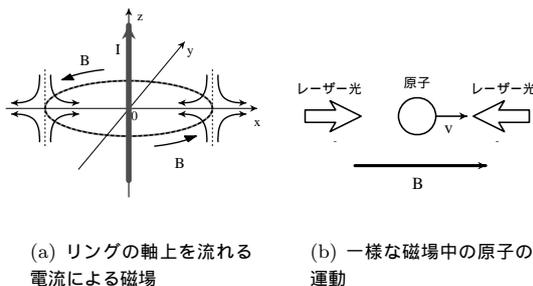
$$v = \frac{g_F \mu_B m_F B}{\hbar k_l} \quad (2)$$

となる。原子はリングの円周をこの速度 v で回転する。実際にはナトリウムは下準位にも磁気副準位を持つので v は、

$$v = \frac{(g_e - g_g) \mu_B B}{\hbar k_l} \quad (3)$$

となる。ここで g_e と g_g はそれぞれ上準位と下準位の g 因子である。ナトリウムの場合、トラップの上準位 $3^2P_{3/2}, F = 3$ の g 因子 g_e は $3/2$ であり、下準位 $3^2S_{1/2}, F = 2$ の g 因子 g_g は $1/2$ であるので、一様な磁場を $1G$ かけたときの速度は約 $0.8m/s$ である。

このことから、1次元の方向に有限の速度をもった原子源を生成出来ることがわかる。このような原子源は分光や原子干渉計などの実験で有用であると考えられる。



(a) リングの軸上を流れる電流による磁場

(b) 一様な磁場中の原子の運動

図 3 バイアス磁場による原子の回転

2.4 原子の高密度トラップ

MOT の密度を低下させる要因として光子の再吸収がある。これは MOT 中のある原子が上準位から下準位に落ちるときに放出した光子を別の原子が再び吸収してしまい過熱の方向に力を受けてしまう現象である。このことによりトラップ全体が加熱されトラップから抜け出す原子がでてしまい、トラップの密度を下げる。

この現象の影響を少なくするために MOT の形を変えることが考えられる [5]。通常の MOT では 3 次元的に対象に閉じ込めるので MOT は基本的に球状をしている。例えば、球から体積を変えずに引き伸ばした状態の閉じ込めを考える。このとき図 2.4 のように、ある原子が光子を放出したとしても球状のときに比べ他の原子に再吸収される確立は低くなる。よって MOT の密度は向上すると考えられる。MOT の形状を変化させることは例の通り 3 次元の閉じ込めであっても可能であるが、リング型 MOT では光子は動径方向に逃げやすくなるので、光子の再吸収による影響を減少させることが期待できる。

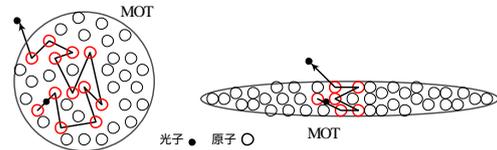


図 4 光子の再吸収抑制の直感的なイメージ
放出された光子は他の原子に再び吸収され放出される過程を繰り返しながらいつかは MOT の外へと出て行く。衝突回数が少なければその分 MOT の加熱は抑えられる。

2.5 リング型磁気トラップへの移行

リング型 MOT に用いた磁場はリング型磁気トラップにも利用できる。その移行は MOT のトラップ光を切ることで容易に実現できる。また、2.3 のように中心軸上に電流を流しリングの円周上に一様な磁場を作ること、マヨナラ効果によるスピンフリップを防ぐバイアス磁場を作ることでもできる。リング型に限らないが、通常の MOT でトラップした原子をワイヤーの作る磁場で 1 次元トラップし、その磁場で任意のルートガイドする [3] といった研究も行われている。このような場合では、MOT でトラップした原子を一度 MOT から開放し磁気トラップへロードする。1次元のトラップに移行したとき、MOT は自由度のある方向に広がるため、その密度は低下する。また、空間的な移動の過程でもロスが生じる。リング型磁気光学トラップは MOT から磁気トラップへ直接移行できるので高密度な移行が期待できる。また、光子の再吸収の抑制による高密度 MOT(2.4) から

磁気トラップへ移行できれば、さらに蒸発冷却への移行も可能となると考えられ、1次元トラップにおける蒸発冷却過程の研究や、1次元のトラップにおける BEC 相転移の研究も期待できる。

3 リング状四重極磁場

リング状の四重極磁場は簡単には図 5 のような二つの反ヘルムホルツコイルを考えればよい。それぞれが作る磁場は図 5(a)、図 5(b) のようになり通常の MOT と同じである。この二つの反ヘルムホルツコイルを流す電流の向きを逆にし、磁場が打ち消されるようにすると図 5(c) のようになる。このとき二つの反ヘルムホルツコイルによって出来る四重極磁場は対象性より円形となり、リング状の四重極磁場を作ることができる。

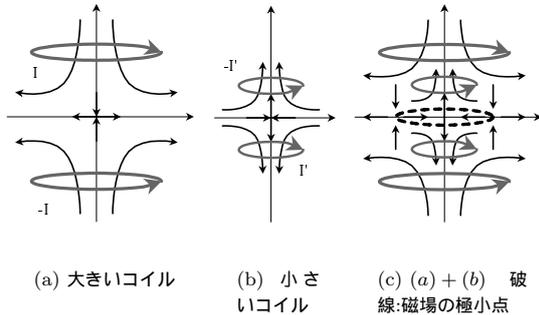


図 5 二つの反ヘルムホルツコイルによる四重極磁場

4 実験装置

4.1

実験ではセルトラップを行った。セルは真空チャンバーに取り付けてあり、トラップのための光学系はそのセルの周りに配置する。原子源は saes getters 社のアルカリ金属ディスペンサーを使用し、セルに向かって原子が放出されるようにチャンバー内部に取り付けてある。光源には色素レーザー 699 を使用した。色素は Rhodamine6G を、励起用レーザーは YAG レーザー *Verdi^T MV - 8/V - 10* を使用した。

ナトリウムの準位を以下に示す (図 6)。磁気光学トラップには $3^2P_{3/2}, F' = 3 \leftrightarrow 3^2S_{1/2}, F = 2$ の遷移を使う。遷移波長は $\lambda = 589.1583nm$ である。また、自然放出によって $3^2S_{1/2}, F = 1$ に落ちた原子はトラップ光を吸収しなくなりトラップできなくなる。そこで $3^2P_{3/2}, F' = 2 \leftrightarrow 3^2S_{1/2}, F = 1$ の遷移のリボン光によってトラップできなくなった原子をトラップ可能な準位に戻す必要がある。

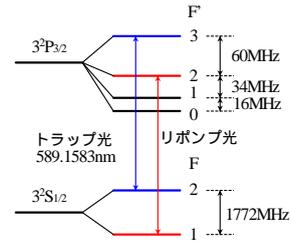


図 6 ナトリウム D2 線の準位

4.2 レーザーの周波数安定化

レーザー周波数安定化は図 7 のような構成で行った。ビームサンプラーによってレーザーから分けられた光は $\lambda/2$ 板と偏光ビームスプリッター (Polarization Beamsplitter:PBS) によって音響光学変調素子 (Acoust Optic Modulator:AOM) のダブルパスを通る。AOM は 80MHz でドライブされている。AOM を通った光は吸収断面積を上げるためビームエキスパンダーによって広げられ、Na セルにポンプ光として入射する。そしてミラーで折り返されプローブ光として再びセルに入射し、PD で検出される。このとき、AOM に変調を加えると検出される飽和吸収信号にも変調が加わる。この信号をダブルバランスドミキサ (DBM) によって検波し、LPF で積分することで微分信号が得られる。

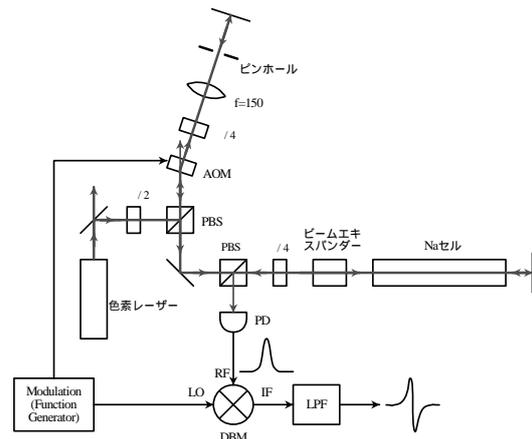


図 7 lock

4.3 トラップのための光学系

光学系は図 8 及び図 9 のようになっている。レーザーから出た光はビームサンプラーで波長計と周波数ロックの光学系に分けられる。周波数安定化の光学系では 80MHz の AOM をダブルパスで通った-1 次光でロックしているので、レーザーの発振周波数は共鳴よ

り -160MHz 離調されている。そこで、再び 80MHz の AOM をダブルパスで通し、その-1 次光をトラップに用いる。離調をとるときはこの AOM の周波数を変えればよい。また、トラップ光の光強度は $\lambda/2$ 板と PBS で変えられる。次に光は電気光学変調器 (EOM:Electro-Optic Modulator) を通り、サイドバンドが発生する。このサイドバンドはリポンプ光となるので、その周波数は図 6 より、「共鳴周波数 +1.77GHz-60MHz」つまり 1.71GHz とする。そして光はレンズとビームエキスパンダーを通り適当な大きさに広げられ、 $\lambda/2$ 板と PBS を組み合わせた光学系によって、MOT を作るための 3 対のビームに分けられ、 $\lambda/4$ 板によって円偏光にされ、セルに入射する。図 9(b) の y 軸のトラップ光は真空チャンバー内の $\lambda/4$ 板とミラーによる折り返しになっている。

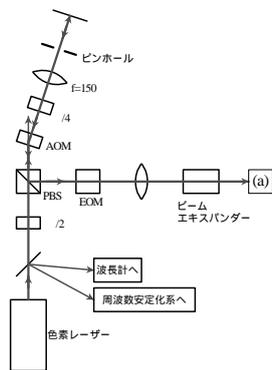


図 8 光学系

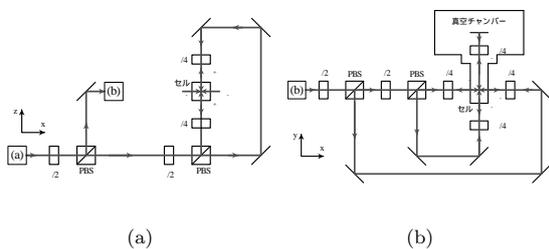


図 9 MOT の光学系

5 永久磁石によるトラップの実験

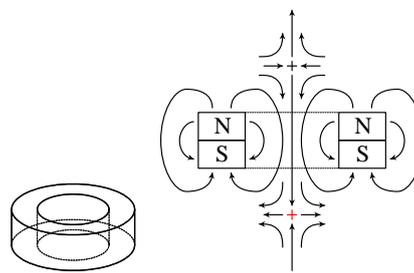
図 10 のようなドーナツ状の永久磁石を考えると、四重極磁場を持っていることが分かる。この磁場をうまく利用すればコイルなしにトラップが出来る。

実験で使用した磁石は図 11(a) のような寸法となっている。また、この磁石のつくる磁場を z 軸 (円の中心を通る軸) 上で測定したグラフは図 11(b) となっている。

グラフより、磁場にはゼロ点が存在し、磁場の方向が切り替わることから四重極磁場が出来ていることがわかる。このとき、四重極磁場は磁石の中心から約 8mm の位置に出来、その磁場勾配は約 500G/cm となっている。

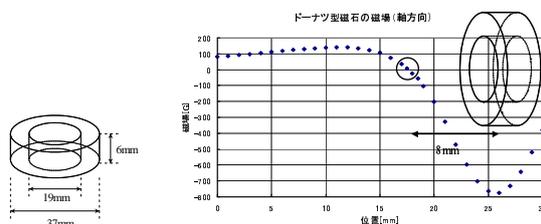
このようなドーナツ型永久磁石を二つ用意し、それぞれを反発する向きにして中心軸を合わせて配置する (図 12) と、磁石の間隔が適当であればリング状の四重極磁場が出来ることが予想できる。

磁石の間隔 (向かい合った面の距離) を 21mm として磁場を測定すると図 13 のようになった。図 13(a) は二つの磁石の中心を通る磁石の中心軸と垂直な平面上での磁場であり、図 13(b) は二つの磁石の中心軸上の磁場である。図 13 より、二つの磁石の中心で四重極磁場が出来ており、図 13(a) より二つの磁石の中心を通る磁石の中心軸と垂直な平面上にリング状の四重極磁場が出来ていることがわかる。リングの直径は約 8mm、その磁場勾配は約 40G/cm となっている。



(a) ドーナツ状永久磁石 (b) ドーナツ状永久磁石の作る磁場の概略図

図 10 ドーナツ状永久磁石の作る磁場



(a) 実験で使用した磁石の寸法 (b) 実験で使用した磁石の作る中心軸上の磁場 (軸方向)

図 11 実験で使用したドーナツ状永久磁石

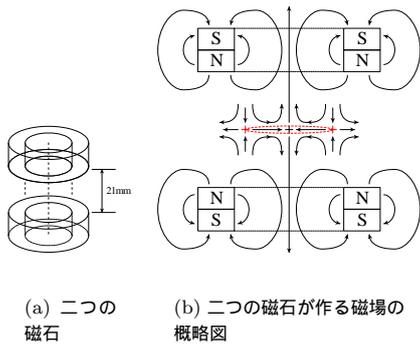
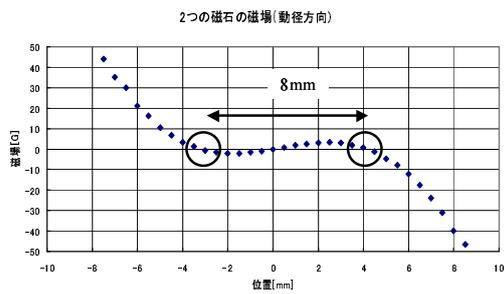
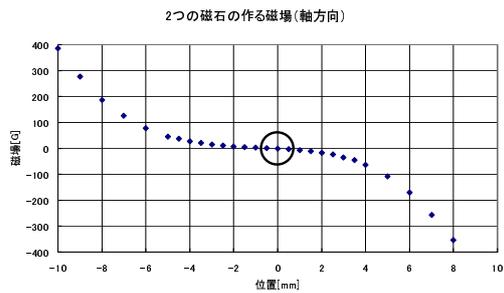


図 12 二つの磁石



(a) 二つの磁石が作る動径方向の磁場



(b) 二つの磁石が作る中心軸上の磁場 (軸方向)

図 13 二つの磁石が作る磁場

5.1 磁気光学トラップの生成

ドーナツ型の永久磁石を用いて磁気光学トラップの実験をおこなった。二つの磁石用い、図 14 のような MOT を確認することが出来た。

5.2 磁石によるリング型磁気光学トラップの生成

2 枚の磁石によるリング型 MOT の実験をおこなった。これは通常の MOT が出来るときから磁石の極を逆にするか、トラップ光の偏光を磁場の方向にあわせて

変えれば行うことが出来る。

実験を行ったところ、図 15 のような線状に分布した原子を確認することができた。図 15 ではマーカーのため MOT の確認は困難であるが、約 3 ~ 4mm の長さの線状の MOT が確認できたこれは通常の MOT でアライメントが崩れたときのようなアンバランスさによる形状とは異なっていた。また、バイアス磁場をかけることで円のような軌道を描いたので我々はこれをリング型磁気光学トラップの兆候と考える。



図 14 2 枚の磁石による通常の MOT

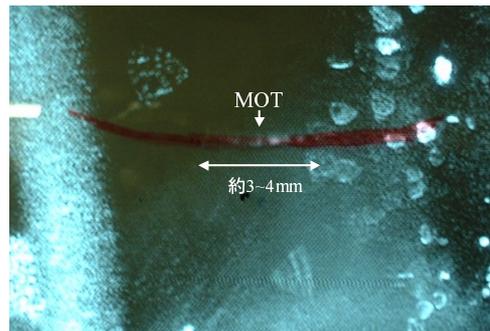


図 15 2 枚の磁石による線状の MOT 赤い線がマーカーでマーカー内に見える白く線状の MOT が確認できる。その長さは約 3 ~ 4mm

6 まとめ

本研究では、ナトリウムのリング型磁気光学トラップを生成するための磁場を設計し、セルトラップにおいて通常の磁気光学トラップまでを実現することができた。さらにドーナツ型永久磁石を用いての磁気光学トラップを実現した。

また、周波数変調法を用いてレーザー周波数をナトリウムの共鳴周波数にロックし、長時間の周波数ドリフトを抑えることができた。

リング型磁気光学トラップについては永久磁石を用いた実験でその兆候を見ることができた。

7 リング型光学トラップ実現にむけて

本研究ではリング型磁気光学トラップを実現することは叶わなかったが、実験結果からリング型 MOT がなぜ出来なかったのか考えてみる。

大きな原因として、

- 地磁気といったバイアス磁場の影響
- 二つの磁石の中心軸があっていなかった

という二つが考えられる。

バイアス磁場がかかっている場合を考える。簡単には図 16(a) のように書く。バイアス磁場の方向である x 軸と交差する点 (図 16(a) の白丸 \circ) では磁場の 0 点がずれるだけとなるが、それ以外の点 (例えば図 16(a) の黒丸 \bullet) ではバイアス磁場を打ち消す方向の磁場を持たないので磁場の 0 点が作れなくなり、リングは崩れてしまう。このとき、動径方向の成分のみを見た場合には磁場が 0 になる点は残っているが、円周方向の成分が生じる。円周方向では MOT の対向するトラップ光による散乱力が原子に働いているが、円周方向にバイアス磁場が加わることでゼーマンシフトによって散乱力にずれが生じる。このずれが大きいところではトラップが出来なくなると考えられる。

もう少し詳しく考えると図 16(b) のようになる。リングの各点のバイアス磁場は動径方向と円周方向に分解することが出来る。動径方向の磁場は磁場の 0 点はずれが打ち消すことが出来るので、問題となるのは円周方向の磁場となる。簡単には円周方向の磁場によるゼーマンシフトが円周方向の速度によるドップラーシフトより十分小さく出来れば、バイアス磁場の影響は無視できる程になると考えられる。また、図 16(b) より、バイアス磁場によって原子は図 16(b) の白丸 \circ 点に集まる向きに力を受けることが分かるので、磁石の実験の際に線状の MOT、つまり一方向に偏った位置に出来た MOT が観察できた理由も説明できると考えられる。

中心軸がずれたときも、それぞれの磁石が作る磁場は軸対称なのでリングは崩れると考えられる。

8 今後の課題

リング型磁気光学トラップの実現に向けて今後の実験的な予定以下の通りである。

- 地磁気をキャンセルするためのバイアス磁場を作るコイルの作成
- 磁石の位置を微調整できる磁石ホルダーを作成し

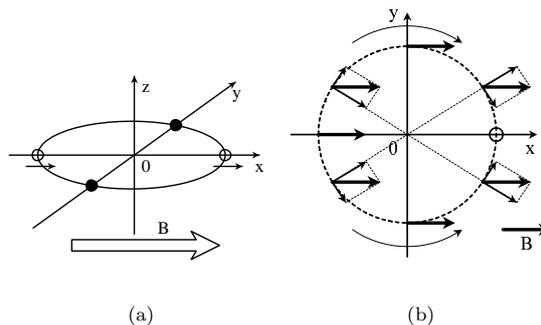


図 16 バイアス磁場がかかっている場合

二つの磁石軸合わせを行う

リング型磁気光学トラップが実現した後の実験的予定は以下の通りである。

- トラップされている原子の個数、トラップの温度を測定する準備
- セルトラップではリングの中心軸にワイヤーを通すことが出来ないため新たなチャンバーの作成

参考文献

- [1] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 59, pp. 2631–2634, 1987.
- [2] A. S. Arnold and E. Riis. *J. Mod. Optics*, Vol. 49, No. 5/6, pp. 959–964, 2002.
- [3] J. A. Sauer, M. D. Barrett, and M. S. Chapman. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, No. 27, p. 270401, 2001.
- [4] E. Mandonnet, A. Minguzzi, R. Dum, I. Carusotto, Y. Castin, and J. Dalibard. *Eur. Phys. J. D*, Vol. 10, No. 1, pp. 9–18, 2000.
- [5] G. Dudley, N. Sagna, P. Berthoud, and P. Thomann. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, Vol. 29, pp. 4659–4673, 1996.