



技術解説

中性原子ビームの速度分光

安 武 潔*

Velocity spectrometer for a neutral atomic beam

Key Words : Velocity Spectrometer, Neutral Atomic Beam, Monovelocity Atomic Beam, Magnetic Quadrupole Lens, Li Atomic Beam

1. はじめに

近年、スペクトル純度の非常に高い波長可変レーザーが開発されたことによって、中性原子のレーザー冷却やトラッピング^[1]、原子干渉計^[2]、アトムリソグラフィ^[3]など、中性原子の運動制御に関する技術が急速に進歩している。これらの研究に関連して、単色原子ビーム(速度ベクトルが単一に揃った原子ビーム)の重要性がクローズアップされている。例えば、原子干渉計における干渉縞のビジビリティの向上^[2]、レーザー光の干渉縞に沿って原子を配列するアトムリソグラフィにおけるナノ構造パターンの高精細化^[4]などには、単色原子ビームを用いることが決定的に有効となる。

電荷をもたない中性原子のエネルギー分光あるいは速度分光は、荷電粒子のそれに比べて一般的に非常に困難である。これまで、中性原子ビームを偏向させる力として、重力^[5]あるいは光放射圧^[6]を用いた原子ビーム速度分光装置が提案されたが、一般的には、超音速ビーム法が中性原子ビームの単色化法として用いられている。この方法では、加圧したバッファガスの断熱膨張を利用し、ノズルとスキマーを用いることにより縦方向速度分布の半値幅として10%程度が達成されている^[7]。しかし、大量のバッファガスが必要であること、低速原子には適用できないこと、大容量で複雑な差動排気システ

ムが必要であるなどの問題がある。

本研究では、磁場勾配と原子の磁気モーメントの相互作用を利用して、中性原子ビームの進行方向の速度を分光する装置(原子ビーム速度分光装置)を開発した^[8]。速度分光されたビームをアパーチャで切り出すことにより単色原子ビームを得ることができ

2. 原子ビーム速度分光の原理

不均一磁場を用いて原子ビームを偏向する実験は、磁場中で原子が方向量子化することを示したStern-Gerlachの実験^[9]として有名である。本研究ではこの原理を発展させ、新たに均一で高い磁場勾配をもつ磁気回路を開発し、速度分光に応用した。

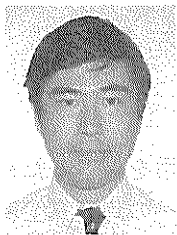
磁場勾配中におかれた磁気モーメントをもつ原子に対して働く力は、次式で表される。

$$F = M \cdot g \cdot \mu_B \cdot \text{grad} B \quad (1)$$

(M : 関連する準位の磁気量子数, g : Landeの g 因子, μ_B : ボーア磁子, B : 磁束密度)

このような磁場勾配を持つ領域を原子ビームが通過するとき、異なる速度を持つ原子は、勾配磁場との相互作用時間が異なるため、それぞれの原子の速度に応じて軌道が偏向される。つまり、原子ビームに速度分散が生じる。希ガス原子以外は、すべて磁気モーメントを有していること、希ガス原子も準安定状態に励起すれば磁気モーメントを持つことから、この方法は全種類の原子に適用が可能である。本研究では、レーザー冷却法を用いた他の実験への応用を考慮して、対象原子としてLiを用いた。

原子ビームを短距離で有効に分散させるためには、大きな力を原子に作用させることが必要である。式(1)から分かるように M , g , μ_B は原子による定数として変化しないため、原子に働く力は相互作用する



* Kiyoshi YASUTAKE
1955年10月27日生
1983年3月 大阪大学大学院工学研究科精密工学専攻 博士課程修了
現在、大阪大学・大学院工学研究科・物質・生命工学専攻、助教授、工学博士、結晶工学
TEL 06-6879-7281
FAX 06-6879-7281
E-Mail yasutake@prec.eng.osaka-u.ac.jp

磁場勾配の大きさによって決まる。また制御性良く原子ビームを偏向させるためには、磁場勾配が均一である必要がある。これらのことから、均一で高い磁場勾配を有する磁気回路の開発が必要である。現実的な数値として、1000m/sのLi原子ビームを1°以上偏向させるためには、0.9T/cm以上の磁場勾配が必要である。

図1に原子分光装置の概念図を示す。主として3つの部分から構成される。第1は、速度分解能を向上させるためのコリメーション領域である。第2は、原子を同じ内部エネルギー状態の準位にする(磁気モーメントを揃える)ための光ポンピング領域である。第3は、第2の領域で偏極された原子をその原子の持つ進行方向速度成分に応じて分散させるための磁場勾配を有する磁気回路である。

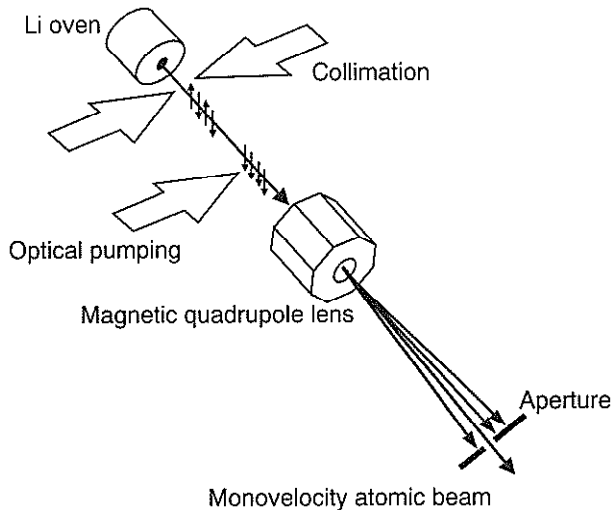


図1 中性原子ビーム速度分光装置の概念図

3. 原子ビーム速度分光用磁気回路

均一で大きな磁場勾配を得るため、強力な永久磁石の組み合わせによる四重極型の磁気回路(磁気四重極レンズ)を製作した(図2)。1000m/sのLi原子の偏向角度として1°(以上が得られる条件で磁気回路を設計し、空洞直径25.2mm, 外径130mm, 全長250mm(有効長230mm), 磁場勾配0.9T/cm以上とした。用いた磁石材料は、残留磁束密度1.383T, 保持力1074kA/mのNdFeB系永久磁石(NEOMAX-48BH)である。磁気回路を構成する磁石は8つの部分からなり、図2の各磁石に描かれた矢印は磁化方向を示している。

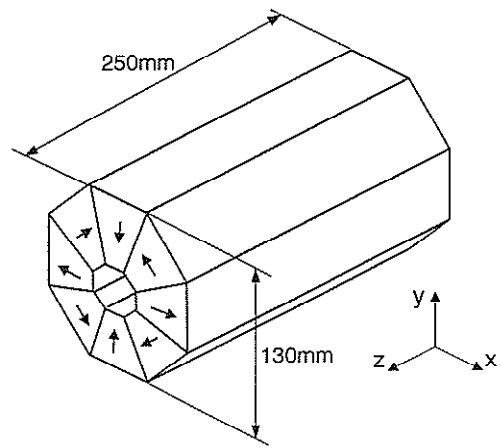


図2 原子ビーム速度分光用磁気回路(磁気四重極レンズ)

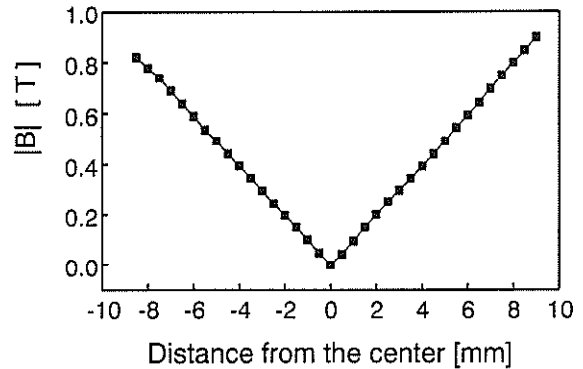


図3 磁気回路内部の磁束密度分布の測定結果

図3に、作製した磁気回路の空洞内における径方向の磁束密度分布を測定した結果を示す。径方向の磁場勾配はほぼ一定であり、その大きさは1T/cmである。この場合(1)式より、Li原子に対して79800 m/s²の加速度を与えることができる。図3のような磁束密度分布をもつ磁気回路内では、原子はその磁気モーメントの向きに依存して、磁束密度のスカラ量が大きくなる方向、あるいは小さくなる方向に力を受けることになる。これにより、空洞内の中心線の両側で、原子の受ける力の向きが反転する。したがって、原子ビームをある一定の方向に曲げるには、空洞内の中心軸から隔たった片側半分の領域に原子ビームを通過させる必要がある。

4. 実験配置

Li原子ビームと磁場勾配の相互作用を調べるための実験配置を図4に示す。チャンバーの到達真空度は 3×10^{-10} Torrである。Li原子ビームは、800℃で

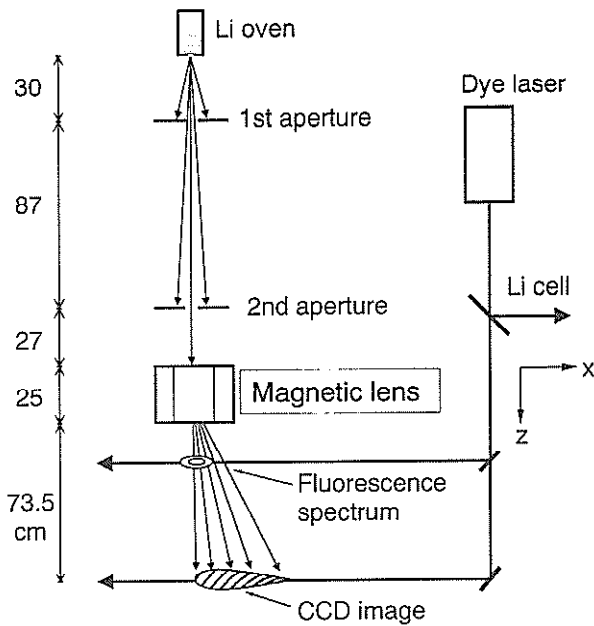


図4 磁気回路の性能評価用実験配置

加熱蒸発させたLi蒸気をコリメーションすることにより得た。Li坩堝の開口は直径3mmであり、その30cm下流に直径0.8mmの第1アパーチャを設けた。また直径0.8mmの第2アパーチャをさらに87cm下流に設置し、機械的コリメーションを行った。これによって得られた原子ビームの広がり角は0.7mradである。2つのアパーチャによって機械的にコリメーションされたLi原子ビームは、その27cm下流に設置された磁気回路の入口に導入される。ここで磁気回路中央の空洞の直径は25.2mmであり、中心軸両側で磁場勾配の向きが逆転する(図3)。そこで、原子ビーム通過用の真空パイプ外径を10mmとし、長さを350mmとした。磁気回路はXYZステージに取り付けることにより、±5mmの上下および水平方向への移動が10 μ mの精度で行える。これによって、原子ビームの中心と磁気回路の相対位置を変化させることが可能である。

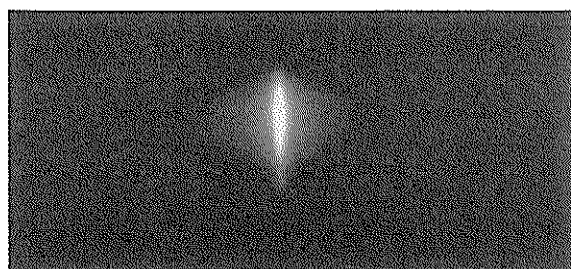
Li原子の速度分布を調べるため、磁気回路通過後15cm下流でLi原子ビームに波長可変のプロブレーザー光(リング型色素レーザー)を照射し、共鳴蛍光スペクトルを測定した。プロブレーザー光の波長は670.9nm、周波数線幅は約400kHzである。プロブレーザー光の絶対周波数較正のため、プロブ光を2分割し、1本は周波数較正用のLi蒸気による飽和吸収セルに、もう一方を原子ビームのプロブと

して用いた。レーザー周波数は、波長670.9nmに存在するLiの準位間遷移 $2^2S_{1/2}-2^2P_{3/2}$ に同調した。プロブレーザーの周波数は、吸収スペクトルに現れる飽和ディップを中心にして±100MHzの領域をスキャンした。さらに、Li原子ビームの空間密度分布を調べるため、磁気回路の下流73.5cmの位置での共鳴蛍光像を、冷却CCDカメラによって観測した。

5. 原子ビームの偏向特性

Li原子は、基底状態に2つの超微細構造($F=1, 2$)をもち、磁気モーメントが逆向きの2種類($M_J=\pm 1/2$)がある。したがって、これらの原子は勾配磁場との相互作用の仕方が逆になる。ここでは、基底状態で超微細構造準位($F=2, M_J=\pm 1/2$)を占めるLi原子に着目した。Li($F=2, M_J=1/2$)は、磁場勾配中では磁束密度の大きさが小さくなる方向へ力を受ける。この現象を観察するため、第2アパーチャを外して発散する原子ビームを用い、原子ビーム通過用パイプ中心軸と磁気回路中心軸を一致させ、磁気回路通過後の原子分布を観測した。図5は、第1アパーチャから215.5cm下流で観測した共鳴蛍光強度の空間分布を示す。(a)は磁気回路がある場合、(b)は磁気回路を用いなかった場合のCCD画像、(c)は共鳴蛍光強度プロファイルを示す。図5(b)では、ブロードな蛍光像が観察され、その幅は原子ビーム通過用パイプの直径10mmと一致している。図5(a)、(c)から、磁気回路を通過させることにより、発散していたLi原子ビームが、約0.8mmの領域に収束されていることが分かる。このことは磁気回路が原子ビームの収束レンズとして働いていることを示している。蛍光輝度の高い部分の幅はアパーチャの径(0.8mm)にほぼ一致しており、長さはプロブレーザー光の幅(3.5mm)と一致している。

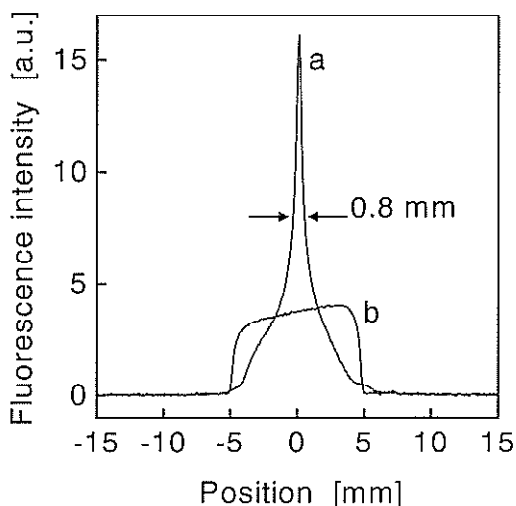
図6に、コリメーションしたLi原子ビームを用いた場合の磁気回路通過後の共鳴蛍光スペクトルを示す。(a)は磁気回路中心軸と原子ビーム軸を一致させた場合、(b)は原子ビームを磁気回路中心軸から9mmだけ片側にずらした場合の結果である。図中の点線で示した曲線は、絶対周波数同定のための飽和吸収スペクトルを示しており、くぼみの部分の周波数がLiの準位間遷移 $2^2S_{1/2}-2^2P_{3/2}$ に一致していることを示している。(a)の場合、共鳴蛍光スペクトルの半値幅は約15MHzであり、横方向の速度広が



(a)



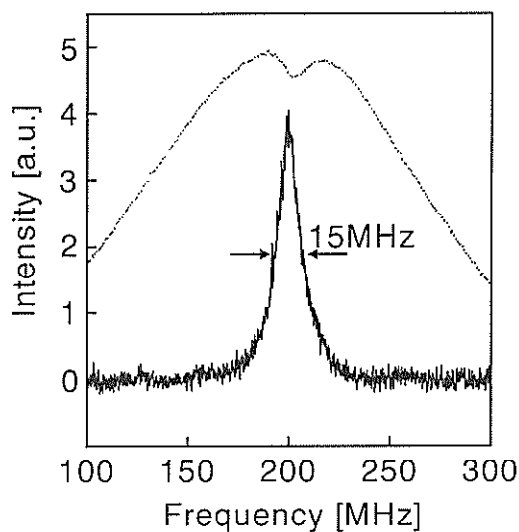
(b) 2mm



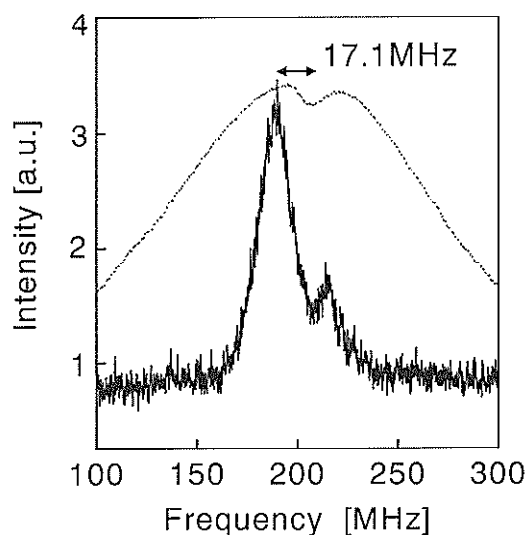
(c)

図5 発散したLi原子ビームを入射した時の共鳴蛍光像
(a) 磁気回路を用いた場合
(b) 磁気回路なしの場合
(c) 共鳴蛍光像の強度プロファイル

りが $\pm 5\text{m/s}$ であることに対応している。(b)の場合、共鳴蛍光スペクトルのメインピークは周波数原点から 17.1MHz だけマイナス側にシフトしている。この値から、Li原子ビームは横方向に平均 11.5m/s 加速されていることが分かった。後に示すように、この実験におけるLi原子ビームの縦方向の最確速度は 1600m/s である。 1600m/s のLi原子が、有効長 23cm の磁気回路を通過するのに要する時間は 0.14ms であり、この間に 11.5m/s の速度を得ていることから、



(a)



(b)

図6 コリメーションしたLi原子ビームを入射した時の共鳴蛍光スペクトル
(a) 原子ビーム軸と磁気回路中心軸を一致させた場合
(b) 原子ビーム軸を磁気回路中心から9mm離れた場合

磁気回路がLi原子に及ぼす加速度は 80000m/s^2 となる。この値は地球上の重力加速度の8160倍であり、設計値(79800m/s^2)とよく一致した。

図7は、 800°C で発生させたLi原子ビームを磁気回路の中心から 9mm 離れた位置に通し、 73.5cm 下流で測定した共鳴蛍光強度の空間分布を示している。図中のメインピークから、 1600m/s のLi($M_J = +1/2$)が右側に約 4mm 偏向されていることが分る。メイ

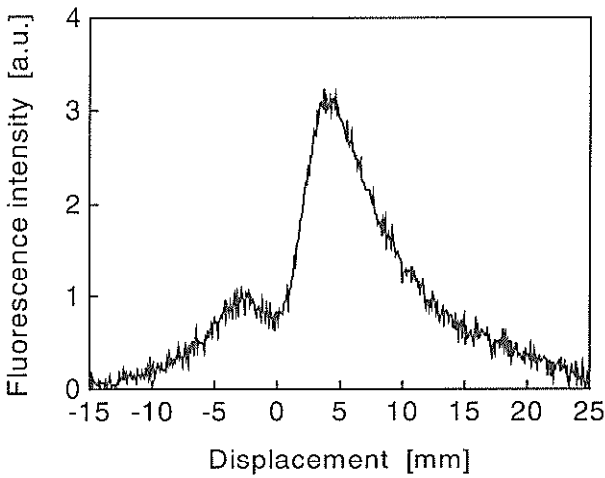


図7 磁気回路によって偏向されたLi原子ビームの空間強度分布

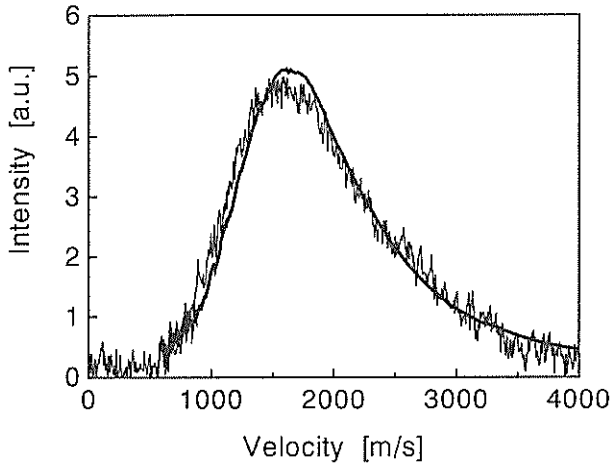


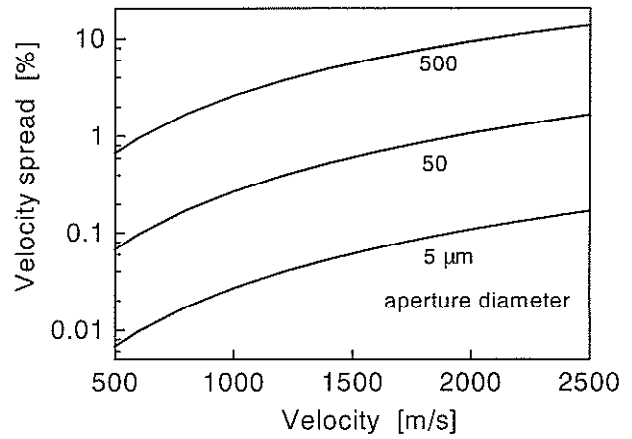
図8 Li原子ビームの縦方向速度分布の測定結果
滑らかな実線：原子ビーム速度分光装置によって得られた結果
細い実線：2方向からの共鳴蛍光スペクトルから算出した結果

ンピークの左側の小さなピークは、左側に偏向されたLi ($M_J = -1/2$)からの蛍光分布である。磁気回路中では 80000m/s^2 の横方向加速度を受けることから、図7の空間分布をLi原子ビームの進行方向の速度分布に変換することができる。図8に、磁気回路を用いた原子ビーム速度分光装置によって求められたLi原子ビームの速度分布を滑らかな実線で示す。ノイズ成分を含んだ細い実線は、別の分光学的方法(2方向からの共鳴蛍光スペクトルのドップラーシフトから算出)から求めた実験値であり、両者はよく一致している。また、測定値は 800°C でのMaxwell-Boltzmann分布から求められる理論曲線ともよく一致した。これらの結果から、開発した磁気回路は原

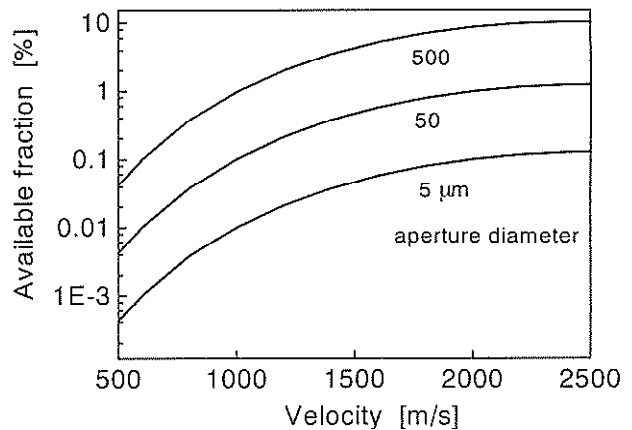
子ビーム速度分光装置として有効であることが示された。

6. 原子ビーム速度分光器としての性能

図4の磁気回路の下流に第3番目のアパーチャを設置することによって、特定の速度の単色原子ビームを取り出すことができる。原子ビーム速度分光器の性能としては、分解能(単色化された原子ビームの速度分布の半値幅)および明るさ(取り出せる単色原子ビームの強度)を考える必要がある。これらは光の分光器と同様に、アパーチャの径と配置に依存



(a)



(b)

図9 原子ビーム速度分光装置の分解能と明るさ

(a)縦方向速度分布の半値幅

(b)入射原子ビーム強度のうち第3アパーチャから取り出せる割合

第3アパーチャは磁気回路の1m下流に設置した。第1から第3アパーチャの直径は等しいとし、3種類のアパーチャ径に対して、原子速度の関数として見積った。

する。図9は、第3番目のアパーチャを磁気回路の下流1mに位置に置いた場合の、原子ビームの速度分布の半値幅、および元の原子ビームのうち取り出せる原子の割合について計算した結果を示している。アパーチャサイズは、一般に用いられている最小のもの(直径5 μ m)を含めて3種類とした。図9より、1000m/sのLi原子ビームに対し、入射ビーム強度の0.01, 0.1, 1%が利用できる条件で、分解能はそれぞれ半値幅として約0.027, 0.27, 2.6%であることが分る。

一般に、強度を犠牲にしてアパーチャ径を絞れば高分解能が得られるが、図9より現実的に利用可能な条件下で、簡易的なアライメントでも0.1%以下の高分解能が容易に得られると言える。また、レーザー冷却技術を用いれば、予め必要な速度成分の原子ビーム密度を高めておくことも可能である^[10]。したがって、本装置とレーザー冷却技術の併用により高輝度の単色原子ビームの生成が可能である。

7. おわりに

本研究では、熱的に発生させた原子ビームの進行方向速度の単色化を目的として、原子ビーム速度分光装置の開発を行った。これは、原子磁気モーメントと勾配磁場の相互作用に基づく原子ビームの偏向を利用している。原子ビーム速度分光装置の分解能について検討した結果、1000m/sのLi原子ビームに対し、簡易的なアライメントで0.1%以下の分解能が容易に得られることが分った。また遅い原子ビー

ムについては、より大きな偏向角が得られるため、分解能をさらに高くすることが可能である。現在、レーザー冷却技術を併用して、高輝度単色原子ビームの生成実験を行っている。

参 考 文 献

- [1] S. Chu and C. Wieman (Eds.), *J. Opt. Soc. Am. B6* (1989) 2020.
- [2] P. R. Berman (Ed.), *Atom Interferometry* (Academic Press, San Diego, 1996).
- [3] J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm, and R. J. Celotta, *Science* 262 (1993) 877.
- [4] V. Natarajan, R. E. Behringer, D. M. Tennant, and G. Timp, *J. Vac. Sci. Technol. B13* (1995) 2823.
- [5] I. Estermann, O. C. Simpson, and O. Stern, *Phys. Rev.* 71 (1947) 238.
- [6] A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* 15 (1970) 1321.
- [7] L. Valyi, *Atom and Ion Sources* (Wiley, London, 1977) p.98.
- [8] K. Yasutake, H. Ohmi, M. Shimizu, A. Takeuchi, H. Kakiuchi, K. Yoshii, and Y. Mori, *Appl. Phys.* B71 (2000) 787.
- [9] O. Stern, *Z. Phys.* 7 (1921) 249 ; W. Gerlach and O. Stern, *Z. Phys.* 9 (1922) 349.
- [10] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, New York, 1999) p.186.

