偏向型電子銃により生成した原子ビームの速度分布*

西村 昭彦**・有沢 孝**・小倉 浩一**・大場 弘則**・柴田 猛順**

(受付1991年12月2日, 掲載決定1992年3月7日)

Velocity Distribution of Atomic Beam Produced by Transverse Electron Beam Gun*

Akihiko NISHIMURA**, Takashi ARISAWA**

Koichi OGURA**, Hironori OHBA** and Takemasa SHIBATA**

(Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki)

(Received December 2, 1991, Accepted March 7, 1992)

1. はじめに

偏向型電子銃による電子ビーム加熱で生成した高密度原子ビームは原子法レーザー同位体分離や原子突実験に利用されている。これらの分野で原子ビームを利用するためには、その速度分布を知ることが不可欠である。これまで、浅野¹⁾らは銅とウランについてマイクロバランスによりフラックスと原子ビーム速度を同時に測定している。これらの報告では原子ビーム速度は蒸発面温度と熱平衡状態にあるときの平均速度よりも遥かに速いことが述べられている。浅野らはウランは銅と異なり熱的に励起されやすい準安定単位が多数存在するため、蒸発面近傍での膨張時に原子励起状態に分配されたエネルギーも運動エネルギーに転換するため単原子気体の断熱膨張時の速度より速くなると推察している。

一方、著者らは偏向型電子銃で生成したガドリニウム原子ビームの準安定単位密度占有率分布をレーザー光吸収で測定し、原子励起温度が蒸発面温度より遥かに低いことを明らかにした²⁾。ガドリニウムも基底単位近傍に熱的に励起されやすい準安定単位が多く存在するので原子ビーム速度が速くなっている可能性がある。

ここでは偏向型電子銃で生成した原子ビームを用いる実験の基礎データにするために、ガドリニウム原子ビー

ムにレーザー光を斜入射させて共鳴する蛍光スペクトルを測定し、ドップラーシフトと広がりから速度とその分布を測定した。また、蒸発面近傍での速度増加の原因について考察した。

2. 実験及び実験結果

Fig. 1 に実験装置の概要を示す。水冷銅のつぼ内のガドリニウムを偏向型電子銃（加速電圧10 kV）で蒸発させ原子ビームを生成した。蒸発量は中心軸上に設置した水晶振動子膜厚計で測定した。この原子ビームにリングダイレーザー光（線幅 $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ ）を水平入射させ2枚のミラーで折り返し、再び原子ビームに 28° の角度で入射させた。2本のレーザー光に共鳴する原子ビームからの蛍光スペクトルを蛍光検出器を用いて測定した。レーザー光吸収に用いた遷移はガドリニウムの $0 \text{ cm}^{-1} - 17381 \text{ cm}^{-1}$ 及び $533 \text{ cm}^{-1} - 17795 \text{ cm}^{-1}$ である。なお、これらの単位の電子配位は 0 cm^{-1} 及び 533 cm^{-1} は $4f^7 5d 6s^2$, 17381 cm^{-1} 及び 17795 cm^{-1} は $4f^7 5d 6s 6p$ である。

Fig. 2 に測定例を示す。水平入射されたレーザー光に共鳴した ^{160}Gd , ^{158}Gd , ^{156}Gd , ^{154}Gd のピークが認められる。それぞれのピークの低周波数側には斜め 28° から入射されたレーザー光によりドップラーシフトした広がったスペクトルがある。 ^{157}Gd , ^{155}Gd については超微細構造を持つため、シフトしたスペクトルと重なり判別できない。最も低周波数側の ^{160}Gd のスペクトルは他の同位体と全く重なっていないので、この部分のスペクトル形

* 平成3年11月1日 第32回真空に関する連合講演会で講演 (1BP-10)

** 日本原子力研究所 (〒319-11 茨城県那珂郡東海村)

Fig. 1 Schematic view of experimental setup using CW ring dye laser and transverse electron beam gun.

状より速度分布を求めた。原子ビームの速度分布式として、次式によるシフトしたガウス分布がよく用いられる³⁾。

$$f_1(v) \propto \exp \left\{ -m(v-V_0)^2 / (2kT_{||}) \right\} dv \quad (1)$$

ここで、 V_0 は原子ビーム速度、 $T_{||}$ は V_0 を中心とした速度分布の広がりを表す並進温度、 m はガドリニウム原子の質量、 k はボルツマン定数である。 V_0 、 $T_{||}$ は速度とその分布を直接示しているので原子ビーム実験を行うための基礎データとなる。一方、速度分布は蒸発量が少なく蒸発面近傍でもほとんど原子間衝突が無い場合には蒸発面温度 T_0 で決まる熱平衡分布となるはずである。蒸発量が少ないところから蒸発量が多くてマッハ数が高いところまで表す速度分布式として次式もよく用いられる⁴⁾。

$$f_2(v) \propto v^2 \exp \left\{ -m(v-V_d)^2 / (2kT) \right\} dv \quad (2)$$

ここで、 V_d は原子ビームのドリフト速度、 T はドリフト方向の速度分布を表す並進温度である。 V_d と T は蒸発原子流が衝突領域から無衝突領域に遷移する直前の速度と並進温度が凍結されたものと考えることができる。測定した蛍光スペクトルに対して、ピークのシフト量と

Fig. 2 An example of fluorescent spectrum of gadolinium atoms for 0-17381 cm^{-1} transition. Deposition rate is 17.2 $\text{\AA}/\text{s}$. Sharp Peaks are spectrum of ^{160}Gd , ^{158}Gd , ^{156}Gd , ^{154}Gd irradiated by the horizontal incident laser. Broad peaks are those irradiated by 28° tilted incident laser.

Fig. 3 Fluorescent spectrum of ^{160}Gd peak. Deposition rate is (a) 0.8 $\text{\AA}/\text{s}$, and (b) 17.2 $\text{\AA}/\text{s}$. V_0 and $T_{||}$ are obtained by eq. 1. Open circles are numerical calculation results obtained by the least square fitting to eq. 2. The fitting parameters V_d , T are shown with the error value twice as large as the standard deviation.

広がりから(1)式の V_0 と $T_{||}$ を求めた。また、最小自乗法により(2)式の V_d と T も求めた。Fig. 3に蒸着速度 0.8 $\text{\AA}/\text{s}$ 及び 17.2 $\text{\AA}/\text{s}$ の場合について ^{160}Gd ピーク近傍

Fig. 4 Deposition rate dependence of beam velocity V_0 in eq. 1 and drift velocity V_d in eq. 2. $\bar{V}$: thermal velocity of evaporated atom at surface temperature T_0 . $V_{\max}$: maximum velocity of adiabatic free expansion of monatomic gas. $V'_{\max}$: maximum velocity in the complete conversion from an atomic excitation energy to a kinetic energy of the vapor stream.

の拡大と V_0 , $T_{//}$ 及び (2) 式による計算値と V_d , T の値を示す。

Fig. 4 に V_0 , V_d の着速度依存性を示す。破線は既報²⁾の手法により着速度から推算した蒸発面温度 T_0 での平均速度 $\bar{V} = \sqrt{8kT_0/\pi m}$ および単原子気体の断熱膨張時の最大速度 $V_{\max} = \sqrt{5kT_0/m}$ である。また、ガドリニウムは基底準位近傍に 5 つの準位があり、これらに分配されている原子励起エネルギーがある。Fig. 4 には蒸発面温度 T_0 に相当する原子励起エネルギーも全て原子ビーム速度に転換した場合の最大速度 $V'_{\max}$ も示した。

Fig. 5 には $T_{//}$, T 及び T_0 の着速度依存性を示す。着速度が 0 Å/s の近傍では V_0 は $\bar{V}$ に V_d は 0 m/s に T は T_0 に接近しており、蒸発面での原子間衝突が無く速度分布は熱平衡分布に近くなる傾向を示している。着速度を増加させると、 V_0 は $\bar{V}$ より大きくなり $V_{\max}$ を超えて増加し 18 Å/s では 880 m/s 程度まで加速されている。蒸発量が大きくマッハ数が増加すると V_0 と V_d 及び $T_{//}$ と T は一致する傾向を示す。 V_0 及び V_d の増加に対応して $T_{//}$ 及び T は急激に低下し 18 Å/s では 500 K 程度となる。

3. 考 察

ここでは蒸発原子が蒸発面で持っていたエンタルピーと無衝突領域に入る直前でのエンタルピーを比較してみ

Fig. 5 Deposition rate dependence of parallel translational temperature $T_{//}$ in eq. 1, T in eq. 2 and evaporation surface temperature T_0 . T_0 was estimated from deposition rate. (by ref. 2)

る。蒸発面温度 T_0 での蒸発原子 1 原子当りのエンタルピーは

$$h_0 = \frac{5}{2} kT_0 + \int_0^{T_0} C_{Ve} dT \quad (3)$$

である。上式の C_{Ve} はガドリニウムの原子励起比熱である。一方、無衝突領域に入る直前でのガドリニウム原子ビームの 1 原子当りのエンタルピー h は、次式で表すことができる。

$$h = \frac{1}{2} mV_d^2 + \frac{5}{2} kT + \int_0^{T_a} C_{Ve} dT \quad (4)$$

上式の積分範囲の上限は原子励起温度 T_a である。本実験で蒸発量が最も多かった 18 Å/s について、 h_0 と h を評価すると h_0 が 0.66 eV に対して h は 0.71 eV であり h_0 よりも大きくなった。しかもそのうち $1/2 mV_d^2$ は 0.59 eV であり h の大部分を占めている。

一方、著者ら⁵⁾は本実験で用いた偏向型電子銃よりも電子ビームと蒸発原子の相互作用距離の短い直進型電子銃でもガドリニウム速度分布の測定を行っている。蒸発量を本実験の 10 倍程度に増加させてもビーム速度は 800 m/s 以下であり、原子ビームのエンタルピーは蒸発面でのエンタルピーを超えることはなかった。従って、本実験で用いた偏向型電子銃により生成させた原子ビームでは、蒸発面近傍での電子ビームと蒸発原子との衝突距離が長い、蒸発面近傍での加熱用電子ビームや反射電

子ビームが蒸発原子を励起し、この励起エネルギーも運動エネルギーに転換しているものと思われる。

4. ま と め

偏向型電子銃により生成した原子ビーム実験の基礎データとするため、レーザー光に光鳴する蛍光スペクトル形状からガドリニウム原子ビームの速度分布を求めた。速度分布から原子ビームのエンタルピーを評価すると運動エネルギーによるものが大部分であり蒸発面でのエンタルピーよりも大きな値を持つことが分かった。これは、蒸発面近傍の偏向磁場内において電子ビームにより励起原子が生じ、この励起エネルギーが原子ビームの運

動エネルギーに転換しているためと思われる。

〔文 献〕

- 1) 浅野 隆, 植竹直人, 鈴木一道: 真空, **34** (1991) 238.
- 2) 西村昭彦, 有沢 孝, 大場弘則, 小倉浩一, 柴田猛順: 真空, **34** (1991) 639.
- 3) P. R. Miller: Atomic and Molecular Beam Methods, **1** (Oxford Univ. Press, 1988) p. 27.
- 4) P. R. Miller: Atomic and Molecular Beam Methods, **1** (Oxford Univ. Press, 1988) p. 228.
- 5) 西村昭彦, 有沢 孝, 大場弘則, 柴田猛順: 日本原子力学会1991年秋の大会 L18.