

S-520 観測ロケットを用いた宇宙ダストの核生成実験にむけて： WG 初年度活動報告

木村 勇気（東北大），稲富 裕光（JAXA），三浦 均（東北大），田中 今日子（北大），
左近 樹（東大），野沢 貴也（東大），中村 智樹（東北大），塚本 勝男（東北大）

Nucleation experiment of cosmic dust using a S-520 observation rocket;
1st Report of our WG

Yuki Kimura, Yuko Inatomi, Hitoshi Miura, Kyoko K. Tanaka, Itsuki Sakon, Takaya Nozawa, Tomoki Nakamura, Katsuo Tsukamoto*

*Tohoku University, Aoba 6-3, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8578
E-Mail: ykimura@m.tohoku.ac.jp

Abstract: To understand the formation process of cosmic dust particles with nm to sub- μm in size, dust analogues have been produced in the laboratory. We succeeded in directly observing the temperature and concentration during homogeneous nucleation in the vapor phase by interferometer. In this faculty year, we firstly performed the gas evaporation experiments in μG using the aircraft, G-II, of DAS. Here, we will present the brief results and show the difference from gravity experiment toward a reproduction experiment of cosmic dust using an S-520 observation rocket. Since μG environment strongly suppresses the thermal convection, evaporated vapor diffused simply to the direction of centric distance and condensed at the wider area compared with gravity condition due to no convection.

Key words; Observation rocket, Interferometry, Cosmic dust, Nanoparticle

1. はじめに

宇宙ダストは気体からの凝縮によって生成する固体物質であり、 $\sim 100\text{ nm}$ 以下のサイズを持ったナノ粒子である。宇宙ダストは、宇宙の至る所に存在しており、惑星の材料や分子生成の場、星間空間のエネルギー収支に寄与していることから、その組成やサイズ、数密度を知ることが重要である。宇宙ダストは主に超新星や漸近巨星分枝星などの晩期星から放出されるガスが冷える過程で作られる。天体観測から求められる生成環境の情報と古典的核生成理論¹⁾を用いた理論研究により、生成鉱物の凝縮順序やその温度、サイズ、数密度が求められてきた²⁻⁴⁾。

地球上では、通常下地の上に凝縮（不均質核生成）するが、晩期星周囲には凝縮核となる下地が存在しないために、宇宙ダストは均質核生成を経る。この時、凝縮は熱平衡ではなく、過冷却（過飽和）環境下で起こる。凝縮温度は表面張力と吸着係数に依存し、それにより最終的なサイズと数密度が決定する。つまり、表面張力と吸着係数は宇宙ダストの生成過程を知るのに最も重要なパラメーターである。しかし、ナノ粒子やクラスターに対する表面張力が未知であるために、バルクのデータが用いられている。また、吸着係数に関してもデータはほとんどなく、多くの場合“1”を仮定しており、理論モデルを構築する上で大きな不定性を与える要因になっている。また、古典的核生成理論は実験をうまく説明できず、生成粒子数の見積もりが実験結果と数桁も異なることが知られている⁵⁻⁷⁾。つまり、古典論ではナノ領域の現象である核生成過程を取り扱うことができない。これに対して、ダイマー分子の結合エネルギーに関する第二ビリアル

係数を補正項に加えた半現象論モデル（SP モデル）が提案され⁸⁾、分子動力学計算の結果を説明できることが報告された⁹⁻¹⁰⁾。

我々は、最近、気相中で均質核生成が起こる際の温度と圧力を同時に決定可能な二波長干渉計と宇宙ダスト再現装置を組み合わせたシステムを完成させた¹¹⁻¹²⁾。これにより、SP モデルの高温凝縮物質に対する適用可能性を検証し、宇宙ダストが生成する温度領域での表面張力と吸着係数を決定する。今回、地上実験の結果と微小重力実験の必要性を中心に述べる。

2. 実験方法

気相の温度場と濃度場をリアルタイムで捉えることのできる、二波長マッハツェンダー型干渉計と宇宙ダスト再現装置を最近立ち上げた。蒸発源は $0.3\text{ mm}\phi$ のタングステン線（純度 99.95%）をビューポートの中心に、レーザーに対して平行に設置し、 10^{-5} Pa 以下の真空に引いた後にアルゴンガス（99.9999 % in purity）や酸素ガス（99.999 % in purity）を導入する。蒸発源の温度は放射温度計（ $\lambda = 0.8 - 1.6\text{ }\mu\text{m}$, FTZ2, Japan Sensor Co.）と直径 0.1 mm の Pt-PtRh 13% 又は chromel-alumel 熱電対を用いて測定した。マッハツェンダー干渉計には、波長 632.8 nm の偏光 He-Ne レーザーと 532 nm の半導体レーザーを用いた。図 1 に航空機を用いた微小重力実験用の装置の写真と光路を示す。

ガスの屈折率は非常に小さく、平均自由行程を小さくする為に導入するアルゴンガスの典型的な圧力

(1.0×10^4 Pa) では、632.8 nm の波長に対してわずかに $(n-1)_{\text{Ar}} = 2.599 \times 10^{-5} \pm 0.008 \times 10^{-5}$ (293.15 K の時) である¹³⁾。その為、蒸発ガス分子の柱密度を稼ぐ必要があり、光路に対してできるだけ長く蒸発源を設置した。今回は、タングステン線を 70 mm、光路に平行に設置した。この条件で、 1×10^{-6} 以下の屈折率変化を捉えられる。これは、 1×10^4 Pa のアルゴンガスの温度が、298 K から 302 K に上昇する際の屈折率変化に対応している。

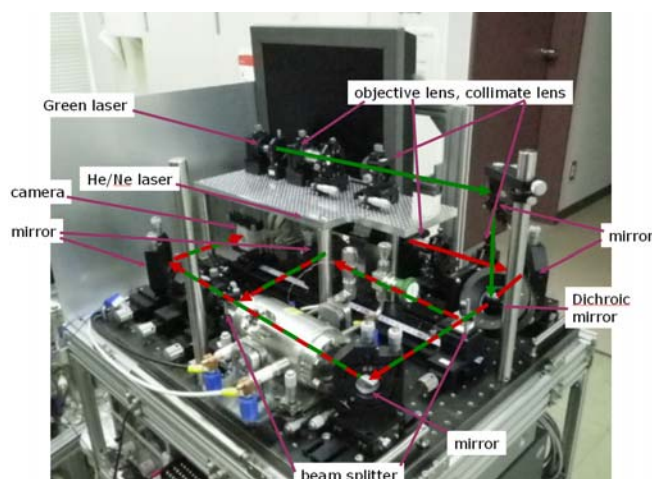


Fig. 1 Optical set up of a Mach-Zehnder type interferometer and a reproduction chamber of cosmic dust. Tungsten (W) wire, which was prepared in the chamber, is an evaporation source certainly parallel to the optical path. Polarized He/Ne laser at 632.8 nm and semiconductor laser at 532 nm were used. Source temperature was measured using a pyrometer and occasionally thermocouples. Interferogram was captured using a HD-TV camera and recorded by a HD recorder.

3. 地上実験の結果

これまでに、 WO_3 , Mn, NaCl, Au を用いた実験を行ってきた。その結果、均質核生成には 500-800K もの超高過冷却が必要であり、過飽和度は 10^6 以上にもなることを明らかにした。また、実験を核生成理論と比較したところ、古典論では説明できない凝縮温度や生成粒子サイズが、SP モデルとは調和的であった。その結果、吸着係数や表面エネルギーなどの物理パラメータの決定に成功し、核同士が融合して一つになる融合成長の定量化が可能になった。たとえば、1100 K で凝縮した Mn の吸着係数は 0.8 であり、表面張力は融液のものとはほぼ同じであった。また、 WO_3 の場合には、融合成長により粒子の数を 2 桁も減らしていることを示した。融合成長は、ナノ粒子の拡散速度の増大や融点の低下がもたらす現象である。この融合成長の頻度は二分子間の結合エネルギーに関係する第二ビリアル係数で説明できることまで分かった。従来の理論と実験の解離の一つの理由を説明する成果である。

4. 微小重力実験の必要性

地上の実験では、蒸発源で暖められたガスは重力の影響により上昇して対流を生じる。蒸発源近傍では、この対流のために下方から相対的に温度の低いガスが吹き付けられることになり、温度勾配が大きくなる。ここで、過飽和度が最大となって核生成が起こる。生成したナノ粒子はこの対流に乗って上方に運ばれ、その間に残留ガス分子を取り込み粒子サイズが増大する可能性がある。吸着係数は得られた粒子サイズを SP モデルの値と比較することで決定するために、サイズ分布の広がりエラーバーの大きさに直結する。微小重力下では、対流による拡散がないために蒸発ガスは均質に拡散する。その結果、生成した粒子の二次成長が防げ、サイズ分布が狭くなることが期待される。

Yamamoto & Hasegawa (1977) は、過飽和度が増加するタイムスケール τ_{sat} と成長ユニットの衝突頻度 Λ で決定される、無次元パラメータ Λ を提唱した。

$$\Lambda = \alpha n \tau_{\text{sat}}, \quad (1)$$

ここで α は吸着係数である。

また、 τ_{sat} は次のように定義される。

$$S(t) = \exp(t / \tau_{\text{sat}}), \quad (2)$$

ここで、 S は過飽和度、 t は蒸発源からの拡散時間、 n は数密度である。この値が同じ系では、冷却に伴う過飽和度増大のタイムスケールと成長ユニットの衝突頻度が同等であり相似形とみなせる。天体ごとの値を表 1 にまとめる。

表 1. 宇宙ダスト生成の際の過飽和度の増加と成長ユニットの衝突頻度の比 Λ の値と実験室との比較。

	新星	超新星	晩期星	太陽系星雲	地上実験
Λ	10^0 - 10^2	10^4	10^3 - 10^5	10^9	10^0 - 10^2

Yamamoto & Hasegawa (1977) を改変

実験室での Λ の値を比較することで、より現実に近い系での実験を再現したことになる。地上実験での Λ は、宇宙ダスト生成時の値に比べて小さい。式(1), (2) から、 Λ を大きくするには小さな過飽和度 ($S(t)$) での凝縮と蒸発源からの拡散時間 t の増大が必要なが分かる。

5. 微小重力実験結果の速報

ダイヤモンドエアサービスの航空機 (G-II) を用いた微小重力実験において、 WO_3 , MoO_3 , Au, Fe などの物質について実験を行い、現在、地上実験との比較を始めている。Fig. 2 に同じ圧力 (4.0×10^4 Pa) のアルゴンガス中で金を蒸発させた結果として得られた煙の干渉像を示す。この煙はナノ粒子によって作

られている。地上と μG を比較すると、煙の形が明らかに異なる。地上実験においては、熱対流の影響で蒸発ガスが濃縮する場所があり、そこで最も大きな過飽和度になった時に均質核生成が起こって粒子が生成する。また、生成した粒子はそのまま上方に運ばれる。一方、 μG 中で蒸発した分子は均等に拡散する。核生成した後も続けて拡散していく結果、厚みを持ったドーナツ状の煙になる。熱対流がないために蒸発源周辺に長時間留まることになり、地上実験に比べてゆっくりと冷える。その結果として、 Λ の値は 10^3 - 10^5 程度までの大きな値になった。

μG 中で生成した煙の形を見ると、下方に流れているのが分かる。これは重力が負の向きになっていることによる。航空機を用いた実験で、微小重力の値が 10^{-2} G 程度になると煙の形が崩れることから、蒸発ガスも均一に拡散していないことが予想される。観測ロケットを用いた実験では、 $\sim 10^{-5}\text{ G}$ の微小重力環境が実現可能であるので、より大きな Λ をもった天体周囲でのダスト生成を再現する実験になると期待される。また、球状に核生成する場合には、多方向の解析ができるために精度を上げることが可能である。航空機実験では、ガス圧を下げることで残留重力の影響を受けにくくできることから、手段に応じて実験条件を決定することで、広範囲のデータが取得できる。

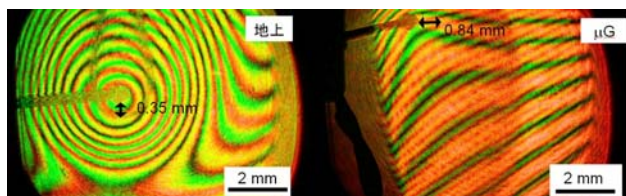


Figure 2. Double wavelength interferograms of gold (Au) smoke produced by an evaporation of Au wire in an Ar gas atmosphere in (a) gravity and (b) μG . Thick of W wire is the same in both images, $\phi 0.3\text{ mm}$.

謝辞

本研究は JAXA 宇宙環境利用科学委員会、科研費 若手研究 (A) (22684024)、東北大学 GCOE プログラムおよび、同学際科学国際高等研究センタープログラム研究の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) M. Volmer, A. Z. Weber, Phys. Chem. 199 (1926) 277.
- 2) T. Yamamoto, H. Hasegawa, Progress of Theoretical Physics, 58 (1977) 816.
- 3) T. Kozasa, H. Hasegawa, Prog. Theor. Phys. 77 (1987) 1402.
- 4) T. Nozawa, T. Kozasa, H. Umeda, K. Maeda, K. Nomoto, The Astrophysical Journal, 598 (2003) 785.
- 5) J. L. Schmitt, G. W. Adams, R. A. J. Zalabsky, Chem.

- Phys., 77 (1982) 2089.
- 6) J. L. Schmitt, R. A. Zalabsky, G. W. J. Adams, Chem. Phys. 79 (1983) 4496.
- 7) G. W. Adams, J. L. Schmitt, R. A. Zalabsky, J. Chem. Phys., 81 (1984) 5074.
- 8) A. Dillmann, G. E. A. Meier, J. Chem. Phys., (1991) 94, 3872.
- 9) K. K. Tanaka, H. Tanaka, K. Kawamura, K. Nakazawa, J. Chem. Phys., 122 (2005) 184514.
- 10) K. K. Tanaka, H. Tanaka, T. Yamamoto, K. Kawamura, J. Chem. Phys., 134 (2011) 204313.
- 11) Y. Kimura, H. Miura, K. Tsukamoto, C. Li, T. Maki, J. Cryst. Growth, 316 (2011) 196.
- 12) Y. Kimura, K. Tsukamoto, J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., 28 (2011) S9-S12.
- 13) Y. Clergent, C. Durou and M. Laurens, J. Chem. Eng. Data, 44 (1999) 197.