

# 液滴振動法による高温融体の表面張力測定に及ぼす静磁場印加の影響 Influence of Superimposition of Static Magnetic Field on Surface Tension Measurement by Oscillating Droplet Method

首都大東京 SD 小澤俊平, 諸星圭祐, 尺長憲昭, 江田拓朗  
 東北大・多元研 福山博之, 小島秀和  
 慶應大院 SDM 日比谷孟俊  
 東北大・金研 淡路 智

S. Ozawa<sup>1</sup>, K. Morohoshi<sup>1</sup>, N. Takenaga<sup>1</sup>, T. Koda<sup>1</sup>, H. Fukuyama<sup>2</sup>, H. Kobatake<sup>2</sup>, T. Hibiya<sup>3</sup>, and S. Awaji<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Department of Aerospace Engineering, Tokyo Metropolitan University

<sup>2</sup> Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University

<sup>3</sup> Graduate school of System Design and Management, Keio University

<sup>4</sup> Institute for Materials Research, Tohoku University

## 1. はじめに

金属性高温融体の表面張力値は、僅かな表面活性元素や、測定中の雰囲気酸素分圧に大きく影響を受けるため、これらを考慮した測定が重要となる[1]。したがって、正確な表面張力測定のためには、電磁浮遊炉を用いた液滴振動法が最も有効な手段である。この方法では、容器からの汚染を完全に回避できるだけでなく、雰囲気制御が非常に容易である。この方法を微小重力環境で用いた場合、浮遊液滴の表面張力値は、その表面振動周波数から以下の式によって求められる[2]。

$$\sigma = (3/8)\pi v_R^2 M \quad (1)$$

ここで、 $\sigma$ は表面張力値、 $v_R$ はRayleigh周波数、 $M$ は質量である。しかし地上では、Rayleigh振動が、 $l=2$ モードの、 $m=0, \pm 1, \pm 2$ 周波数に分裂するため、その補正が必要となる[3]。この際、液滴が回転する場合には、その周波数も周波数解析結果に表れるだけでなく、 $m=\pm 1$  および  $\pm 2$  周波数ピークが分裂してしまい、測定の不確かさ要因となる問題がある[4, 5]。

安田ら[6]は、電磁浮遊させた銅液滴に静磁場を重畳することで、 $m=\pm 2$ 周波数が選択的に残存し、その周波数は、静磁場強度の増加に伴って小さくなることを報告した。また、液滴の回転軸がz軸だけになることを報告した。この手法が、表面張力測定に利用できるなら、測定が極めて容易となり、かつ測定の不確かさを大きく低減することが可能となるため、静磁場印加の可能性を検討することの意義は大きい。

また我々は、電磁浮遊させたシリコン液滴に静磁場を重畳した過年度までの研究によって、 $m=+2$  および  $-2$  振動の時間的位相差による、液滴の見た目の回転を発見した[7]。また、それを考慮することによって、従来よりも高精度な、表面振動周波数の同定技術を確立した。

本研究では、 $m=+2$  および  $-2$  振動の時間的位相差による見た目の回転を考慮して、静磁場中で電磁浮遊させた銅液滴の表面振動挙動について検討する事を目的とした。

## 2. 実験方法

Figure 1 に実験装置の概略を示す。融解時の直径が

およそ 8mm となるような高純度銅を、石英ガラスホルダに載せ、チャンバ内にセットした。チャンバをロータリーポンプおよびターボ分子ポンプによって  $10^{-4}$ Pa 程度まで真空引きした後、Ar-5%H<sub>2</sub> ガスで置換した。同ガスフロー雰囲気において、試料を電磁浮遊加熱した。試料が完全に熔融した後、超伝導マグネットによって、0-1.0T の上方向の垂直磁場を印加し、液滴の挙動と温度を、上方から高速ビデオカメラおよび放射温度計によって記録した。

得られた動画から、Figure 2 に示すような、面積、重

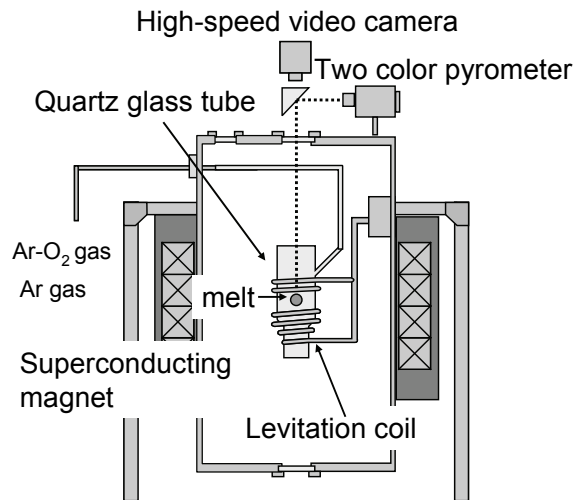


Fig. 1 Experimental setup

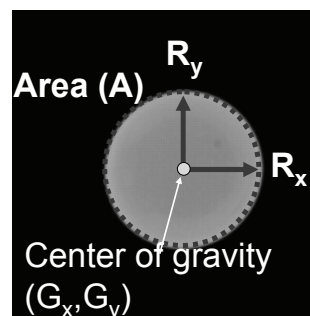


Fig. 2 Schematic diagram of top view of droplet

心位置( $G_x, G_y$ ), X 軸, Y 軸に沿った直径( $D_x, D_y$ )の和( $R^+ = D_x + D_y$ ) および差( $R^- = D_x - D_y$ )の時間変化を求めた。これを, 高速フーリエ変換および最大エントロピー法によって解析し, Table 1 に示す関係によって,  $m=0, \pm 1, \pm 2$  周波数を同定した。なおこの時, 液滴の見目の回転の影響について考慮した。

Table 1 Relationship among oscillation mode of  $m=0, m=\pm 1$  and  $m=\pm 2$  corresponding to  $A, R^+$ , and  $R^-$ .

	$m=0$	$m=\pm 1$	$m=\pm 2$	Rotation
$A$	Yes	Yes	No	No
$R^+$	Yes	Yes	No	No
$R^-$	No	Yes	Yes	Yes

### 3. 結果および考察

Figure 3 に, 0T および 0.3T の静磁場中で電磁浮遊させた銅液滴の表面振動周波数の解析結果を示す。静磁場強度が 0-0.2T の場合は,  $Area, R^+, R^-$  のいずれの周波数解析結果にも複数のピークが観察された。これらは Table 1 に従うことで, それぞれ  $m=0, \pm 1, \pm 2$  周波数に特徴付けられるものの, 液滴回転や並進運動の影響によってノイズが多く, 特にピークが分裂しているために, 不確かさが大きい。それに対して, 静磁場を 0.3T-0.6T まで印加した場合は,  $Area$  と  $R^+$  の周波数解析結果には, ピークが現れず,  $R^-$  のみ, 2つのピークが現れた。このことは, 磁場印加によって  $m=0$  および  $\pm 1$  が減衰し,  $m=\pm 2$  周波数が選択的に残存したことを示す。また, 過年度までの研究で明らかとなった液滴の見目の回転 [7] を考慮すると,  $m=\pm 2$  周波数は, これら 2つのピークの中心にあることが分かる。さらに, 静磁場強度を, 0.7T 以上にすると,  $m=\pm 2$  振動も検出することができなくなった。

Figure 4 に, 静磁場強度が電磁浮遊させた銅液滴の表面振動数および並進運動数に及ぼす影響を示す。静磁場強度に依らず, 並進運動数はほぼ一定となった。これはシリコン液滴を用いた場合と同様であった[\*]。それに対して,  $m=0$  および  $\pm 1$  周波数は, 静磁場強度の増加に伴って大きくなり,  $m=\pm 2$  周波数は, 僅かに小さ

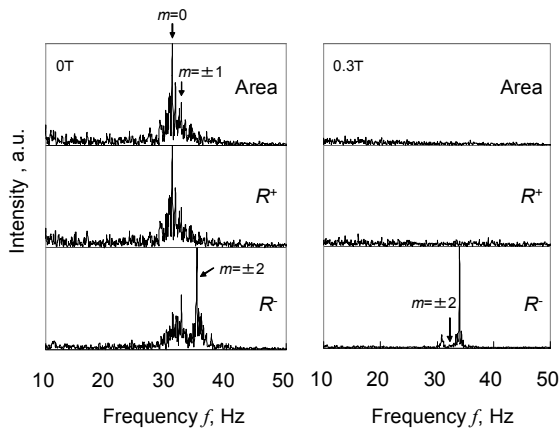


Figure 3 Frequency spectra for oscillations of  $Area, R^+$  and  $R^-$  at 0T and 0.3T.

くなった。このような傾向は, ある磁場強度以上になると, 銅液滴の  $m=\pm 2$  周波数が, 低周波数へ変化するとした安田らの結果[6]と同様であった。また,  $m=\pm 2$  振動が選択的に残存する静磁場強度や, 全ての振動が抑制される静磁場強度は, 我々が過年度までに行った, シリコン液滴の場合よりも小さいことが分かった[9]。これは, 高温液滴の導電率や粘性等に起因していると考えられる。また Bojarevics と Pericleous[10]は, 二次元数値計算から, 液滴の表面振動周波数は磁場によって変化しないとしたが, その結果とは異なっていた。

次に, この図で示された各振動周波数を用いて, Cummings & Blackburn の式[3]から計算した表面張力値を Figure 5 に示す。0-0.2T では,  $m=0, \pm 1, \pm 2$  振動が確認されたので, これら全ての周波数を用いて計算した。また, 0.3T 以上では, 選択的に残存した  $m=\pm 2$  振動周波数だけを用いて計算した。その結果, 静磁場強度が 0.4T まで増加するに伴って, 表面張力の計算値が増加し, その後減少した。これは, Cummings & Blackburn の式には, 電磁力と重力の影響は考慮されているものの, 静磁場重畳の影響については考慮され

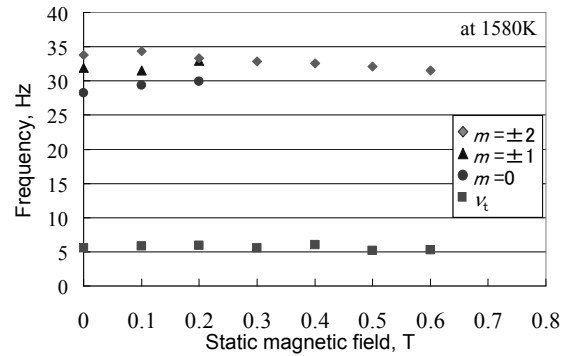


Figure 4 Oscillation frequency of center of gravity and those of  $m=0, \pm 1$ , and  $\pm 2$  for electromagnetically levitated Cu droplet under 0-0.6T.

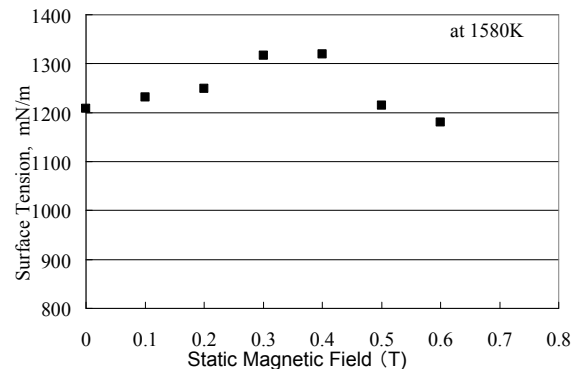


Figure 5 Relationship between calculated surface tension and static magnetic field. Surface tension was calculated from the oscillation frequencies of  $m=0, \pm 1$  and  $\pm 2$  at 0-0.2T and only from  $m=\pm 2$  oscillation which remained at 0.3-0.6T.

ていないためと思われる。

以上の様に、電磁浮遊液滴に静磁場を重畳させる方法では、液滴振動挙動が単純化し、その振動数の同定が非常に容易になることから、不確かさの小さい正確な表面張力測定を実現する可能性を持っている。しかしながら、得られた表面振動数を利用した、表面張力の計算値は、静磁場強度が大きくなるにつれて一旦大きくなり、その後小さくなった。したがって、この方法を確立するためには、静磁場重畳が電磁浮遊液滴に及ぼす影響についての基礎データの蓄積を行い、電磁力や重力だけでなく、静磁場重畳の影響を考慮した、新しい表面張力計算モデルの構築が必要である。

#### 4. まとめ

本研究では、電磁浮遊させた銅液滴に静磁場を重畳し、液滴の表面振動挙動の変化について検討した。その結果、液滴の並進運動数は、静磁場強度に依らず一定であった。また 0 - 0.2T では、 $m=0, \pm 1$ , および  $\pm 2$  振動が観察されたが、0.3T-0.6T では、 $m=\pm 2$  振動だけが観察された。さらに静磁場強度を 0.7 以上まで大きくすると、いずれの振動も観察できなかった。また、 $m=0$  および  $\pm 1$  振動数は磁場強度が増加するにつれて大きくなったが、 $m=\pm 2$  振動数は小さくなった。また、静磁場中で得られた液滴の表面振動数から計算した表面張力値は、0.4T までは増加し、0.4T 以上では小さくなった。

#### 参考文献

- [1] K. Mukai, Z. Yuan, and T. Hibiya, ISIJ international **40** (2000), S148-S152.
- [2] L. Rayleigh, The Royal Society, **29** (1879), 71-97.
- [3] D. L. Cummings, D. A. Blackburn, J. Fluid Mech., **224**, (1991) 395-416.
- [4] I. Egry, H. Giffard, and S. Schneider, Measurement science and technology **16**, (2005) 426-431.
- [5] 江田拓郎, 小澤俊平, 安達正義, 白鳥英, 尺長憲明, 日比谷孟俊, 渡邊匡人, 熱物性, **21** (2007) 207-211.
- [6] H. Yasuda, I. Ohnaka, Y. Ninomiya, R. Ishii, S. Fujita, K. Kishio, J. Crystal Growth, **260**, (2004) 475-485.
- [7] 小澤俊平, 他 10 名, 東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センター平成 19 年度年次報告, 180-182.
- [8] N. Takenaga, S. Ozawa, T. Hibiya, H. Kobatake, H. Fukuyama, M. Watanabe, and S. Awaji, Proceedings of 57th International astronomical congress, (2006) cited in DVD.
- [9] 小澤俊平, 他 8 名, 宇宙利用シンポジウム発表論文集, (2008), 51-54.
- [10] V. Bojarevics and, K. Pericleous; ISIJ International, **43**, (2003) 890-898