

回転円板から飛散する流体の SPH シミュレーション

SPH Simulation of Liquid Splashing out from a Rotating Disk

- 金谷 崇之, 東北大院, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01, E-mail : kanaya@fluid.mech.tohoku.ac.jp
西尾 悠, 東北大工, 同上, E-mail : nishio@fluid.mech.tohoku.ac.jp
伊澤 精一郎, 東北大工, 同上, E-mail : izawa@fluid.mech.tohoku.ac.jp
福西 祐, 東北大工, 同上, E-mail : fushi@fluid.mech.tohoku.ac.jp

Takayuki Kanaya, Grad. School of Eng., Tohoku University, Aramaki-Aoba 6-6-01, Aoba-ku, Sendai, Japan
Yu Nishio, Seiichiro Izawa, Yu Fukunishi

The scattering behavior of a liquid film flying out from a rotating disk is simulated by a three-dimensional incompressible SPH method and the effect of computational domain on the breakup process of the film flow is discussed. A case where the size of the computational domain affects the way the droplets are formed is presented.

1. 緒言

自動車の車体などの工業製品の塗装には、回転霧化式の静電塗装機が広く用いられている。高速で回転するベルカップ内に供給された塗料は、遠心力を受けてその内面に沿って広がり、端部から極めて薄い液膜となって飛散し微粒化する。形成された塗粒は、ベルカップ後方から流し込まれた空気と塗装機・被塗装物間に働く静電引力によって運ばれ、被塗装物に塗着する。このように回転霧化静電塗装では、空気の流れと静電場を上手に利用することで高い塗装効率を実現しているが、塗装品質の観点から問題となるのは塗粒径の分布である⁽¹⁾。しかし、数千 rpm から数万 rpm で回転する直径数十 mm 程度のベルカップから飛散する液膜の微粒化過程の全貌を、実験によって捉えるのは難しい。また、塗料の非ニュートン性も現象を複雑にする一因となっている。このため多くの研究では液膜をニュートン流体として扱い、微粒化の過程が調べられている。例えば、Ogasawara ら⁽²⁾は、ベルカップ端部からグリセリン・エタノール溶液の液膜が飛散して分裂する様子を撮影し、回転数や流量、ベルカップ内壁に設けた溝が液滴の形成に及ぼす影響について詳細に調べている。これに対して、我々のグループの伊藤ら⁽³⁾は、3次元非圧縮性 SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法による数値シミュレーションを行い、回転円板周端から液柱が伸長して分裂し、液滴が生成される一連の過程を捉えることに成功した。しかし、高回転数領域の薄い液膜を解像するには粒子数が圧倒的に不足しており、円板全体から飛散する液膜を扱うのには限界があることがわかった。そこで本研究では、計算領域を円板周端部近傍に限定し、さらに周方向に周期境界を課すことで、より空間解像度を向上させた円板周端から飛散する流体の3次元数値シミュレーションを試みた。

2. 計算方法

もともと SPH 法は、密度を媒介変数とする圧縮性流体の数値解法である。筆者らのグループでは、各時刻において密度場が均一となる方向に粒子仮速度の修正を繰り返し行うことで近似的に非圧縮性を実現し、様々な流れ場への適用を進めている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。以下にその概略を示す。まず、現在の速度を最初の予測子として全ての粒子を仮移動させる。次いで、移動後に生じる局所的な密度勾配を緩和する方向に速度ベクトルの修正量を求め、修正子

$$\mathbf{v}_{a,cr} = -C \sum_b m_b \left(\frac{\rho_a^* - \rho_0}{\rho_a^{*2}} + \frac{\rho_b^* - \rho_0}{\rho_b^{*2}} \right) \nabla_a W_{ab}^* \quad (1)$$

を算出する。ここで、 a, b は粒子番号を表し、 m は粒子の質量、 ρ は粒子位置における密度、 ρ_0 は基準密度を表している。また、 W はカーネル関数を、 $*$ は仮の値を意味しており、係数 C は速度ベクトル終端位置の修正量を決める定数である。得られた修正子により粒子速度を更

新して再び全粒子を仮移動させるという操作を繰り返す。ただし、補正回数が増えると数値粘性も増加するため、本計算では補正回数を5回で一定とした。

表面張力は、粒子間に次式で定義される引力を与えることで模擬する。

$$\mathbf{F}_{a,A} = C_A \gamma \sum \Omega_{ab,A} \quad (2)$$

ここで、 γ は表面張力係数であり、 C_A は浮遊液滴の振動数を理論解と比較することで求めた表面張力の補正係数である。また、 Ω_A は重み関数であり、次式で与えられる。

$$\Omega_{ab,A} = \begin{cases} q & (0 \leq q < 1) \\ 2 - q & (1 \leq q < 2) \\ 0 & (2 \leq q) \end{cases} \quad (3)$$

ただし、 $q = |\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b|/h$ で h は標準粒子間距離である。なお、円板表面に対する液体の濡れ性は完全濡れを想定しており、表面張力の計算の際には固体粒子も液体粒子として扱われる。

これより、次時刻の粒子速度は、粘性と重力の作用 \mathbf{F}_{VG} も加えて、

$$\mathbf{v}_a(t + \Delta t) = \mathbf{v}_a(t) + \sum_{i=1}^5 \mathbf{v}_{a,cr}^i + \frac{\mathbf{F}_{a,A} + \mathbf{F}_{a,VG}}{\rho} \Delta t \quad (4)$$

と求まる。本手法においては圧力は陽には表れず、速度ベクトル終端位置修正が圧力勾配の効果に対応している。

3. 計算条件

計算対象とするのは、直径 70mm、厚さ 400 μ m の回転円板上 (回転数 $\Omega = 2,500$ rpm) に形成される液膜の、円板端部からの飛散現象である。図 1 に計算領域と計算条件を示す。本計算では、粒子数の増加を抑えつつ粒子解像度の向上を図るため、計算領域を中心角 θ とする扇形の領域の先端部分 ($r \in [31\text{mm}, 35\text{mm}]$) に限定し、周方向には周期境界条件を課した。本計算では3種類の計算領域 ($\theta = 2\pi/10, 2\pi/20, 2\pi/40$) で計算を行い、結果を比較した。粒子径は 100 μ m とし、液体には 20 $^{\circ}$ C における水の物性を与えた。また、粒子解像度が不足しないように、液膜の厚さを実際よりも厚い 400 μ m と設定し、そのため流量が実際よりも多くなっている。半径 $r = 31\text{mm}$ の位置において半径方向には 1.0m/s、周方向には円板の回転速度と同じ流速を流入条件として与えた。なお、粒子数節約のため、(66mm, 45mm) $\geq (z, x)$ の領域にある粒子は計算から除外することとした。

4. 結果と考察

図 2 に、回転周期で無次元化した時刻 $t/T = 0.83$ における液膜の飛散状況を示す。図中の青色で着色した粒子は計算領域にある粒子であり、白色の粒子は周期境界条件によるコピーである。いずれのケースにおいても、円板端部からほぼ一定の間隔で伸びた液柱が、やがて分断されて先端から液滴を生成する様子が観察され、生成された液滴のサイズに大きな差異はない。また、ところによっては液膜から直接液滴が生成されていることもわかる。回転円板から飛散する液膜の流れは、回転数が低く流量も少ない場合には液膜から直接液滴が生じ (Direct drop formation mode)、回転数あるいは流量が増加すると液柱分裂による液滴生成 (ligament formation mode) へと移行する傾向があることが知られており⁽⁶⁾、今回の計算結果は両モードが共存する過渡期に相当するものと考えられる。

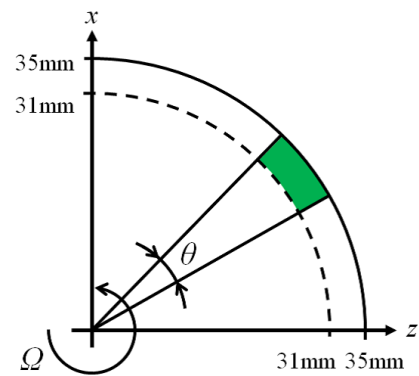
図 3 に、 $\theta = 2\pi/10$ の領域において、各時刻の液柱の本数を数えた結果を示す。液柱の本数に大きな差異は見られず、いずれも 4 本程度となっている。しかし、周方向の計算領域が最小の $\theta = 2\pi/40$ 場合については、液柱の本数が計算領域に 1 本しかなく、液膜から直接液滴が形成される様子が観察されなくなり、ここには計算領域を小さくした影響が見られる。これは、計算領域の選択が結果に大きな影響を及ぼしうる危険性を示している。

5. 結言

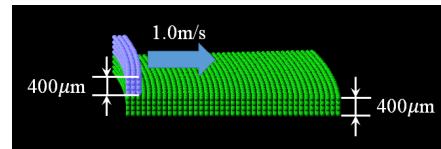
3次元非圧縮性 SPH 法を用いて回転円板から飛散する液膜の数値シミュレーションを行い、周方向の計算領域の大きさが結果に及ぼす影響について検討した。その結果、限りある計算資源を有効活用するために行う計算領域の限定は、計算結果を見ながら十分慎重に行わなくてはならないことがわかった。

参考文献

- (1) 館和幸, “塗料の微粒化と塗膜の仕上がり品質”, 色材, 60 [10] (1987), pp. 527-535.
- (2) Ogasawara, S. et al., “Liquid Atomization Using a Rotary Bell Cup Atomizer”, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 5 (2010), pp. 464-474. Technology, Vol. 5 (2010), pp. 464-474.
- (3) 伊藤ら, “3次元 SPH 法による流体の飛散現象に関する数値シミュレーション”, 日本機械学会流体工学部門講演会, 講演論文集 (2012).
- (4) Agawa, M., “Incompressible SPH Simulation of a Liquid Flowing down an Inclined Plane”, 第 23 回数値流体力学シンポジウム講演要旨集, (2010), pp. 169.
- (5) Takashima, T., “Liquid Jet Breakup Simulation by Three-Dimensional Incompressible SPH Method”, 第 25 回数値流体力学シンポジウム講演要旨集, (2011), pp. 1-4.
- (6) Frost, A.R., “Rotary Atomization in the Ligament Formation Mode”, J. agric. Engng Res., Vol. 26 (1981), pp. 63-78.

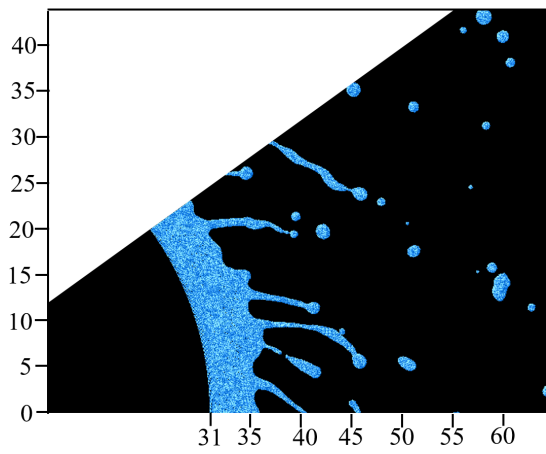


(a) Computational area

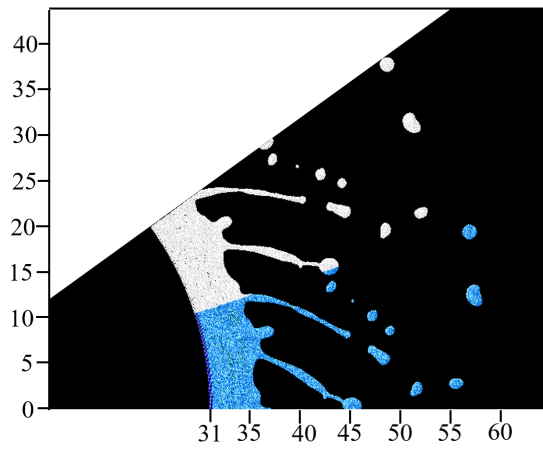


(b) Initial particle distribution

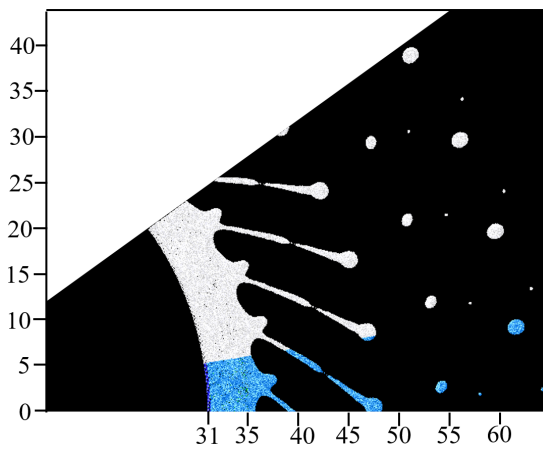
Fig. 1: Computational conditions.



(a) $\theta = 2\pi/10$



(b) $\theta = 2\pi/20$



(c) $\theta = 2\pi/40$

Fig. 2: Comparison of liquid flow patterns at $t/T = 0.83$. Computed particles are shown blue. White particles are copied.

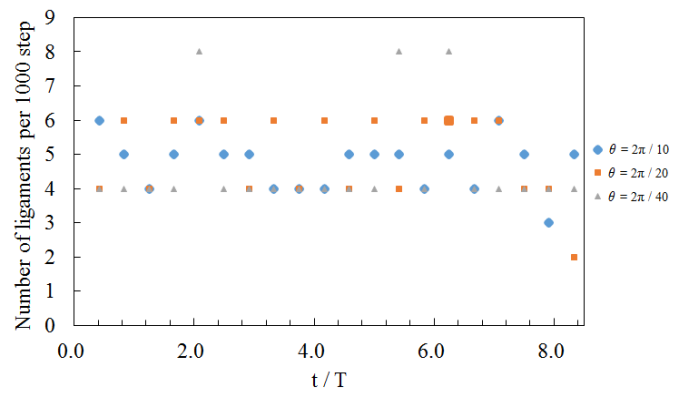


Fig. 3: Time variation of number of ligaments.