2026年5月17日(日)

特別セッション | 特別セッション（OS-05：複雑流体・ソフトマターのダイナミクス）

9:10 ~ 10:25 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-05 (1)

座長:栗田 玲(東京都立大学)

9:10 ~ 9:25

[25001] シミュレーションによる血流中の酸素濃度分布の解析

*山本 哲也[1,2]、野口 博司[2]、Fedosov Dmitry[3] (1. 慶應義塾大学、2. 東京大学物性研究所、3. Forschungszentrum Jülich)

9:25 ~ 9:40

[25002] 無重力環境下にある非平衡流体の揺らぐ流体シミュレーション

*中野 裕義[1] (1. 東大物性研)

9:40 ~ 9:55

[25003] 三次元流体応力場を再構成する教師なし学習モデルの提案

*牛奥 隆博[1]、熊谷 俊亮[1]、宮武 駿[1]、長 龍佑[1]、ウォービー ウィリアム海アレクサンダー[1]、内藤 正教[1]、堀江 正信[2]、田川 義之[1] (1. 東京農工大学、2. 株式会社RICOS)

9:55 ~ 10:10

[25004] レオメトリックせん断流動下における CNC 懸濁液の応力光学計測

*ウォービー ウィリアム海アレクサンダー[1]、横山 裕杜[2]、川口 美沙[3]、田川 義之[1] (1. 東京農工大学、2. アブドラ国王立科学技術大学、3. 信州大学)

10:10 ~ 10:25

[25005] 粘弾性流体乱流における反変型・共変型高分子の集合体形成

*堀内 潔[1]、Carlos Silva[1] (1. リスボン大学)

特別セッション | 特別セッション（OS-05：複雑流体・ソフトマターのダイナミクス）

10:35 ~ 11:50 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-05 (2)

座長:大槻 道夫(島根大学)

10:35 ~ 10:50

[25006] 泡沫の毛管上昇の時間発展と物理的考察

*塩野 宏太[1]、栗田 玲[1] (1. 東京都立大)

10:50 ~ 11:05

[25007] 泡沫構造の動的応答が制御する液体浸透挙動

*玉木 健登[1]、柳沢 直也[2]、栗田 玲[1] (1. 東京都立大学、2. 東京大学)

11:05 ~ 11:20

[25008] ジャミングした気泡間隙の流体輸送の定量化

*王 鈺博[1]、足立 友哉[2]、大家 広平[1]、鈴木 洋[2]、玲 栗田[3]、石神 徹[4]、日出間 るり[1] (1. 名古屋大学、2. 神戸大学、3. 東京都立大学、4. 広島大学)

11:20 ~ 11:35

[25009] ジェット挙動に基づく粉体流動性評価および初期形状依存性

*小玉 凜空[1]、神保 孔明[1]、武藤 真和[2]、栗田 玲[3]、小林 和也[1] (1. 日本工業大学、2. 名古屋工業大学、3. 東京都立大学)

11:35 ~ 11:50

[25010] 位相シフトエリプソメトリ計測とスパースモデリングによるナノフルイド超拡張濡れの物理因子抽出

*庄司 衛太[1]、深見 開[1] (1. 東北大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-05：複雑流体・ソフトマターのダイナミクス）

13:20 ~ 14:35 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-05 (3)

座長:庄司 衛太(東北大学)

13:20 ~ 13:35

[25011] 回転円板上での液膜に形成されるRivulets挙動に関する数値的研究

*川口 祐司[1]、石丸 瑛[2]、仁村 友洋[1]、武藤 真和[1]、松田 健[1,2]、松井 則政[2]、玉野 真司[1] (1. 名古屋工業大学、2. SCREENホールディングス)

13:35 ~ 13:50

[25012] ピエゾ駆動型伸長レオメーターにおける極低濃度高分子溶液の伸長挙動に関する数値計算

*石川 大貴[1]、仁村 友洋[1]、武藤 真和[1]、玉野 真司[1] (1. 名古屋工業大学)

13:50 ~ 14:05

[25013] ステントリトリーバーの引き抜き過程における模擬血管内応力場の定量評価を目的とした高速度光弾性計測システムの開発

*六厩 賢星[1]、武藤 真和[1]、小林 和也[2]、玉野 真司[1] (1. 名古屋工業大学 大学院、2. 日本工業大学 大学院)

14:05 ~ 14:20

[25014] 濡れた粉体円柱の自重による崩壊条件の定量評価理論

*井上 隆介[1]、大槻 道夫[2,1] (1. 大阪大学、2. 島根大学)

14:20 ~ 14:35

[25015] 付着力を持つ粉体のジャミング転移

*大槻 道夫[1]、吉井 究[2]、水野 英如[3] (1. 島根大学、2. 東京理科大学、3. 東京大学)

特別セッション | 特別セッション（OS-10：構造物への衝撃作用と力学的評価）

14:45 ~ 15:45 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-10 (1)

座長:崎野 良比呂(近畿大学)

14:45 ~ 15:00

[25016] 飛翔体衝突を受けるナイロン繊維補強コンクリート板の耐衝撃性に関する実験的研究

*別府 万寿博[1]、内山 拓也[1]、長友 法樹[2]、木村 辰也[3]、原田 智嘉[4]、小浪 岳治[4] (1. 防衛大学校、2. AOB&DAVINCI、3. 日本ランテック、4. 岡三リビック)

15:00 ~ 15:15

[25017] 爆発荷重に対するハニカムパネルの緩衝効果に関する数値解析的検討

*チンミン チエン[1]、永射 響[1]、別府 万寿博[1] (1. 防衛大学校)

15:15 ~ 15:30

[25018] 揚重部材落下時の斜め衝突を対象とした鉄筋コンクリート床スラブの損傷予測手法の研究

*藤井 晴寛[1]、水島 靖典[1] (1. 神戸大学)

15:30 ~ 15:45

[25019] 火災時の高温状態下におけるRCスラブへの実大落下衝突実験及びFEM解析に関する研究

*中西 卓都[1]、水島 靖典[1] (1. 神戸大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-10：構造物への衝撃作用と力学的評価）

16:10 ~ 16:55 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-10 (2)

座長:別府 万寿博(防衛大学校)

16:10 ~ 16:25

[25020] 既存計器室の耐爆風性能評価

*浅川 宏[1]、大嶋 昌巳[1] (1. 千代田化工建設株式会社)

16:25 ~ 16:40

[25021] 人為起因外部事象に対する原子力発電所の安全評価手法
（IAEA Safety Reports Series 86–88 の概要）

*西田 明美[1] (1. 日本原子力研究開発機構)

16:40 ~ 16:55

[25022] 衝撃荷重を受ける曲げ破壊型RC梁の最大たわみ簡易推定と適用範囲

*栗橋 祐介[1]、桝谷 浩 (1. 金沢大学)

特別セッション | 特別セッション（OS-06：混相流のダイナミクス）

9:10 ~ 10:10 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-06 (1)

座長:山口 康隆(大阪大学)

9:10 ~ 9:25

[26001] 有限レイノルズ数の壁面-気泡相互作用問題に対する収束制御摂動法の導入

*尾花 諒大[1]、渡村 友昭[1]、高木 周[1] (1. 東京大学)

9:25 ~ 9:40

[26002] 鉛直線上に列をなすクリーン球形気泡の分散挙動

*鈴木 里依[1]、真田 俊之[1] (1. 静岡大学)

9:40 ~ 9:55

[26003] クリーンな球形気泡の列が誘起する流れ場に及ぼす気泡間距離の影響

*鈴木 蓮[1]、真田 俊之[1] (1. 静岡大学)

9:55 ~ 10:10

[26004] アガロースゲル中でのレーザ誘起気泡成長時の界面不安定性

*高比良 裕之[1]、大島 諒也[1] (1. 大阪公立大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-06：混相流のダイナミクス）

10:35 ~ 11:35 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-06 (2)

座長:真田 俊之(静岡大学)

10:35 ~ 10:50

[26005] 非等温環境における気流剪断液膜の界面不安定性：実験と理論

*井上 智博[1] (1. 九州大学)

10:50 ~ 11:05

[26006] テイラー気泡の動的メニスカスにおける速度境界層と液膜厚さの関係

*常岡 大修[1]、岡島 淳之介[2] (1. 東北大学、2. 東北大学 流体科学研究所)

11:05 ~ 11:20

[26007] 液体を封入したフラスコへの単発打撃によって生じる微粒化現象

*渡部 裕也[1]、田川 義之[1] (1. 東京農工大学)

11:20 ~ 11:35

[26008] 短時間加速を受ける液体柱内の圧力変動

*田川 義之[1]、栗原 千尋[1]、木山 景仁[2] (1. 東京農工大学、2. 埼玉大学)

特別セッション | 特別セッション（OS-06：混相流のダイナミクス）

13:20 ~ 14:20 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-06 (3)

座長:井上 智博(九州大学)

13:20 ~ 13:35

[26009] 単純流体の液槽に水平または垂直に浸したナノスケールの円柱の濡れに関する解析

多田 翔太[1]、*山口 康隆[1] (1. 大阪大学)

13:35 ~ 13:50

[26010] O(2)対称性を有する熱対流場中を運動する低St数粒子群のコヒーレント構造形成

*野口 信[1] (1. 東京理科大学　創域理工学部　機械航空宇宙工学科)

13:50 ~ 14:05

[26011] 極低温流体を想定した均質気泡核生成のエネルギー障壁に関する一考察

*津田 伸一[1]、森 隆典[1] (1. 九州大学)

14:05 ~ 14:20

[26012] せん断流れにおけるキャビテーションの発生条件に関する一考察

*伊賀 由佳[1]、芳川 雄飛[1]、原田 颯大[1]、守谷 修一[1]、石原 知明[2]、奈倉 悠人[2]、田村 悠太[2]、震明 克眞[2] (1. 東北大学、2. 日立三菱水力（株）)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-11：熱物質輸送の機能形態学）

14:45 ~ 15:30 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-11 (1)

座長:巽 和也(京都工芸繊維大学)

14:45 ~ 15:00

[26013] 霜層初期における霜結晶

*松本 亮介[1]、小田 豊[1] (1. 関西大学)

15:00 ~ 15:15

[26014] 冷却面の温度変化が霜層微細構造に与える影響のX線CT可視化と数値解析

*勝永 恭平[1]、前原 諒太[1]、荒木 拓人[1]、松本 亮介[2]、大久保 英敏[3] (1. 横浜国立大学、2. 関西大学、3. 玉川大学)

15:15 ~ 15:30

[26015] ナノ構造の形態が固液界面における熱伝導に与える影響

*芝原 正彦[1]、安保 遼平[1]、藤原 邦夫[1] (1. 大阪大学)

特別セッション | 特別セッション（OS-11：熱物質輸送の機能形態学）

16:10 ~ 16:55 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-11 (2)

座長:松本 亮介(関西大学)

16:10 ~ 16:25

[26016] 上皮組織の形態形成におけるパターン選択と熱対流との数理的対応

*井上 康博[1] (1. 京都大学)

16:25 ~ 16:40

[26017] 銀ナノワイヤネットワークの接続形態に基づく電気伝導特性

* 博文[1]、若松 勇希[2]、巽 和也[1] (1. 京都工芸繊維大学、2. 京都大学)

16:40 ~ 16:55

[26018] マイクロ流路における血栓形成時のフィブリン形成形態

*巽 和也[1]、太田 茂[1]、平方 秀男[2]、杉田 尚子[3] (1. 京都工芸繊維大学、2. 京都大学、3. 京都医療センター)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-05：複雑流体・ソフトマターのダイナミクス）

2026年5月17日(日) 9:10 ~ 10:25 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-05 (1)

座長:栗田 玲(東京都立大学)

9:10 ~ 9:25

[25001] シミュレーションによる血流中の酸素濃度分布の解析

*山本 哲也[1,2]、野口 博司[2]、Fedosov Dmitry[3] (1. 慶應義塾大学、2. 東京大学物性研究所、3. Forschungszentrum Jülich)

9:25 ~ 9:40

[25002] 無重力環境下にある非平衡流体の揺らぐ流体シミュレーション

*中野 裕義[1] (1. 東大物性研)

9:40 ~ 9:55

[25003] 三次元流体応力場を再構成する教師なし学習モデルの提案

*牛奥 隆博[1]、熊谷 俊亮[1]、宮武 駿[1]、長 龍佑[1]、ウォービー ウィリアム海アレクサンダー[1]、内藤 正教[1]、堀江 正信[2]、田川 義之[1] (1. 東京農工大学、2. 株式会社RICOS)

9:55 ~ 10:10

[25004] レオメトリックせん断流動下における CNC 懸濁液の応力光学計測

*ウォービー ウィリアム海アレクサンダー[1]、横山 裕杜[2]、川口 美沙[3]、田川 義之[1] (1. 東京農工大学、2. アブドラ国王立科学技術大学、3. 信州大学)

10:10 ~ 10:25

[25005] 粘弾性流体乱流における反変型・共変型高分子の集合体形成

*堀内 潔[1]、Carlos Silva[1] (1. リスボン大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

シミュレーションによる血流中の酸素濃度分布の解析
Simulation-based analysis of oxygen concentration distribution in blood flow

山本　哲也（慶應大・理、東大・物性研）　　野口　博司（東大・物性研）　　Dmitry Fedosov（ユーリッヒ研究センター）
Tetsuya YAMAMOTO, Keio University and The University of Tokyo
Hiroshi NOGUCHI, The University of Tokyo
Dmitry FEDOSOV, Forschungszentrum Jülich
E-mail: tyamamoto-st@keio.jp

Oxygen transport has been studied extensively using theoretical models, starting with the Krogh Model devised in the early 20th century. However, the incorporation of red blood cell (RBC) dynamics has been limited in past models. To address this issue, we employed a coarse-grained, particle-based model of RBCs to investigate diffusion-driven oxygen transport from RBCs to the tissue surrounding the capillary. We observed a decrease in the oxygen concentration along the flow. By comparing the computationally heavy particle-based model with a computationally inexpensive model solving the advection-diffusion equation, we verified that the oxygen concentration distribution agrees quantitatively between the two models.

１．背景

体内で必要とされる酸素は肺で血液に取り込まれ、血液中の赤血球によって細胞組織まで運搬される。この際、赤血球内部に溶解していた酸素が拡散によって赤血球の外に移動し、血管壁に吸収されたのち細胞組織に至る。血液の酸素濃度を実験で直接測定することは難しいため、これまで様々なモデルで酸素運搬の解明が進められてきた。1919年に Krogh モデルが考案されて以来 [1]、このモデルにおける制約条件や近似の精度を向上させた modified Krogh モデルというものが多数考案された [2]。また、近年では理論モデルに限らず、赤血球が一定の形・速度を維持しながら流れていき、そこから酸素が拡散する数値モデルも実現している [3]。しかし、これらのモデルは、赤血球が変形しながら流れるという血液の特徴を十分に捉えられていない。そこで、本研究では、赤血球および血液の動的なモデルを用い、赤血球の中に溶解した酸素が血管周辺の細胞組織に至るまでのシミュレーションを実施した。

２．手法

本研究で用いたモデルは、SDPD (smoothed dissipative particle dynamics)という数値計算手法をもとにしたモデルである [4]。図 1 に示すように、シミュレーションは細胞組織 (tissue)と血管壁 (wall)、血しょう (plasma)、赤血球の細胞膜 (membrane)、細胞質 (cytoplasm)の 5 つの領域に分けられている。全ての領域は多数の粒子で構成されているが、細胞組織と血管壁の粒子は固定されている一方、血しょうと細胞質の粒子は自由に運動する粒子である。また、赤血球膜の粒子は非線形ばねで互いに結合している。赤血球と血しょうの粒子が圧力勾配のもとで運動することで流れが発生する。これらの粒子の運動を SDPD によって実現したうえで、隣接粒子間で酸素濃度に関する拡散方程式を解くことにより、移流と拡散によって酸素が移動する様子を再現した。また、細胞組織では酸素が消費されるため、同項を拡散方程式に導入した。このモデルは現実の赤血球のダイナミクスと酸素拡散を捉えた包括的なものであるが、計算コストが高い。そこで、このモデルを簡略化したものとして、図 1 の各領域における拡散係数および血流の速度分布が対応する形で、円筒座標系において酸素濃度の移流拡散方程式を数値的に解くモデルも併用した。さらに、両モデルにおいて細胞組織における酸素消費を血管壁における境界条件に置き換えたシミュレーションも実施した。

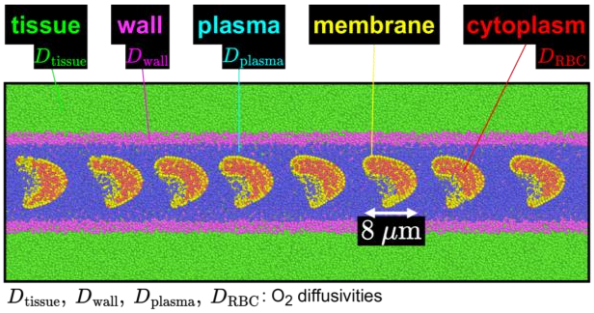


Fig. 1 Snapshot of an SDPD simulation of red blood cells flowing inside a narrow capillary. All five regions are composed of SDPD particles, each with different oxygen diffusivities.

３．結果

図 1 に示すように、シミュレーションでは、赤血球が平衡状態における円盤型から、血液中で一般に観測されるパラシュート型の形状に収束する様子が確認された。また、酸素の濃度分布から、酸素が赤血球の細胞質から細胞組織に向かって拡散する様子が確認された。特に、細胞組織で酸素が消費されるに従って酸素濃度が減少していく様子を示す濃度分布が得られた。また、血流の速さや酸素の消費速度、赤血球の密度に対する濃度分布の依存性も確認された。これらの濃度分布を、前節で説明した複数の手法で比較することで、最も複雑かつ計算コストの高い「細胞組織を含めた血液の粒子モデル」を、最も単純かつ計算コストの低い「細胞組織を境界条件で置換した血液の格子モデル」に簡略化しても、血液中における酸素運搬が正しく再現されることを示した。

４．まとめ

本研究では、血液中の酸素拡散に関する従来モデルの制約を解決するため、血流の粒子モデルを用い、酸素拡散のシミュレーションを行った。種々のパラメータに対する酸素の濃度分布の依存性が確認されたほか、粒子モデルを簡略化しても濃度分布が正しく再現されることが示された。

参考文献

1) A. Krogh. *J. Physiol.* **52**, 409-415 (1919).
2) D. Goldman. *Microcirculation* **15**, 795-811 (2008).
3) A. Lücker et al. *Am. J. Physiol. Heart Circ. Physiol.* **308**, H206-H216 (2015).
4) K. Müller et al. *J. Comput. Phys.* **281**, 301-315 (2015).

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

無重力環境下にある非平衡流体の揺らぐ流体シミュレーション

Direct Numerical Simulation of Non-Equilibrium Long-Range Correlations in Microgravity

中野　裕義（東大・物性研）
Hiroyoshi NAKANO, The University of Tokyo,
E-mail: nakano.hiroyoshi.7n@issp.u-tokyo.ac.jp

Space experiments have revealed that fluids in microgravity exhibit macroscopic "giant concentration fluctuations" under uniform gradients, contradicting the expectation of a perfectly quiescent environment. Despite theoretical predictions, numerical reproductions of these non-equilibrium long-range correlations remain scarce. Here, we performed direct numerical simulations (DNS) of fluctuating hydrodynamic equations to fully reproduce these gradient-driven giant fluctuations. Through comprehensive parameter-space investigations, we quantitatively validated theoretical approximations, including mode-coupling theory (MCT). These results bridge the theory-simulation gap, providing a robust foundation for future soft matter research.

1．背景

複雑流体やソフトマターの分野では、濃度勾配や温度勾配を印加し、非平衡下における物質の振る舞いを調べることがよくある。では、この液体を重力のない宇宙空間へ持っていき、地上と同じように勾配をかけたら何が起こるだろうか？一つの可能性として、宇宙空間はとても静寂だと期待するかもしれない。つまり、微小重力によって対流が排除され、純粋な物質の拡散プロセスだけが進行する、完璧に”静かな”実験系が実現するという期待である。しかし、Vailati らの研究チームによって行われた精力的な微小重力下での実験[1,2]は、我々のこの直感を鮮やかに否定した。彼らが微小重力下でポリスチレン・トルエン溶液に対し、静かに濃度勾配を印加したところ、そこには静寂とは程遠い、ミリメートルサイズにまで成長した「巨大な濃度ゆらぎ」が観測されたのだ。彼らの論文から引用した画像が図 1 である。下段は地上での実験結果である。ここでは対流を防ぐために上から加熱して系を力学的に安定化させており、マクロな濃度ゆらぎはほとんど観測されない。一方、上段の宇宙空間での結果では、地上では隠れていた巨大な濃度ゆらぎが確かに発生し、大きくうねっている様子が見てとれるだろう。

宇宙実験によって鮮やかに可視化されたこの巨大なゆらぎは、物理学において「非平衡長距離相関（Non-equilibrium long-range correlations）」と呼ばれる現象である。実は、この現象に対する理論的な研究は 1980 年代から精力的に進められてきた。その理論的解析の主役となったのが、「揺らぐ流体力学（Fluctuating Hydrodynamics）」という枠組みである。これは、従来の決定論的な流体力学の方程式に、熱ゆらぎに由来するランダムノイズ項を組み込んだものだ。この理論から、非平衡下における揺らぎの構造因子が$S(\boldsymbol{q}) \propto |\boldsymbol{q}|^{-4}$という強いべき乗則に従うことが予言された。臨界現象における平衡ゆらぎの構造因子が $S(\boldsymbol{q}) \propto |\boldsymbol{q}|^{-2}$であることと比較すれば、非平衡ゆらぎがいかに空間的・振幅的に巨大化するポテンシャルを秘めているかがわかるだろう。先述の Vailati らの宇宙実験は、この 1980 年代からの理論的予言を極めて明確に（explicit に）実証した画期的な成果であった。

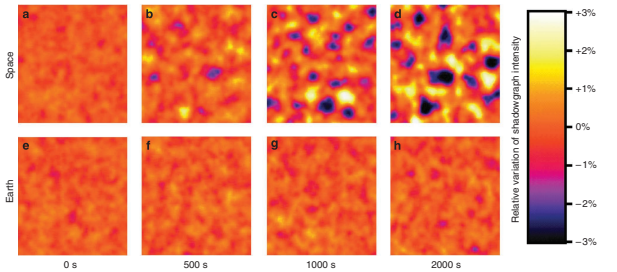


図 1 Vailati らによって行われた宇宙実験（上段）と地上実験（下段）の比較。宇宙空間において一様勾配を加えると、マクロスケールの大きな揺らぎが発生することがわかる。文献(1)から転載。

理論と宇宙実験の両輪によって、非平衡長距離相関は確固たる物理現象として確立された。我々の次なる目標は、この巨大な背景ゆらぎが、より複雑なソフトマター現象や微小重力下での生命科学実験にどのような影響を及ぼすのかを解明することである。しかし、ここで一つの大きな壁が立ち塞がっている。それは「数値シミュレーションによる検証の圧倒的な不足」である。現在に至るまで、この現象を計算機上で再現した報告例は極めて少ない。唯一の代表的な例が、Garcia らのグループによる揺らぐ流体方程式の直接数値シミュレーション（DNS）に留まっているのが現状だ[3]。

2. 本研究の目的

こうした背景のもと、本研究では「大規模分子動力学（MD）シミュレーション」[4]と「揺らぐ流体方程式の直接数値シミュレーション（DNS）」[5]という、ミクロとメゾの異なる 2 つのスケールから独立してアプローチし、非平衡長距離相関の完全な再現に挑んだ。

特筆すべきは、第一原理に基づく分子動力学シミュレーションによってこのマクロな長距離相関を再現した点は、本研究が世界初の報告例となることである。また、揺らぐ流体力学の DNS においては、先行する Garcia らの手法をベースにしつつ、より広範なパラメータ空間での網羅的な調査を実施した。これにより、既存の理論モデルを構築する際に用いられてきた「近似」の妥当性を定量的に確認するなど、理論とシミュレーションを橋渡しする新たな知見を得ることに成功した。

本発表では、この非平衡長距離相関現象に関する簡単なレビューを行いつつ、我々が新たに取り組んだ揺らぐ流体シミュレーションの成果を中心に報告したい[5]。

3. 手法と結果

本研究の DNS において我々が直接数値的に解いたのは、非圧縮性速度場$\boldsymbol{v}(\mathbf{r},t)$によって移流されるスカラー場

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

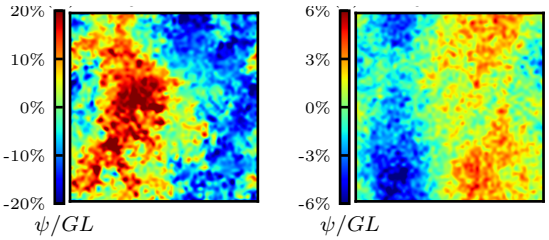


図 2 揺らぐ流体方程式の直接数値シミュレーションによって得られた非平衡流体の典型的なスナップショット。さまざまなパラメータ領域で、大きな非平衡揺らぎを観測することに成功した。

ψ(**r**,t)（濃度など）のダイナミクスを記述する以下の「揺らぐ流体方程式系」である。

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0}\nabla p + \upsilon_0 \Delta \boldsymbol{v} - \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\Pi}_{ran}$$
$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla\cdot(\psi \boldsymbol{v}) = D_0 \Delta\psi - \boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{J}_{ran}$$

ここで、ρ_0は質量密度、υ_0は動粘性係数、D_0は拡散係数である。また、右辺の$\boldsymbol{\Pi}_{ran}$と$\mathbf{J}_{ran}$は熱ゆらぎを表現する確率的フラックスであり、揺動散逸定理を満たすガウシアンホワイトノイズとして与えられる。なお、今回は簡単のため Navier-Stokes 方程式の非線形移流項は無視した。

この系に対して、一方向（y方向）に一定の平均勾配Gを印加した状態（ψ(**r**,t)=Gy+$\delta\psi$(**r**,t)）を考える。この時の非平衡揺らぎの直接数値シミュレーションを行った。なお、右辺の$\boldsymbol{\Pi}_{ran}$と$\mathbf{J}_{ran}$がない場合、このモデルは単純な決定論的移流拡散方程式となる。

図 2 にシミュレーションで得られた典型的なスナップショットを示す。右図はD_0が小さい場合、左図はD_0が大きい場合である。どちらに対しても非常に大きな揺らぎの発生が見てとれる。本発表では、より詳しくこのシミュレーション結果について紹介したい。

4. まとめ

本発表では、一様勾配下の非平衡系で生じる長距離相関（巨大ゆらぎ）について、数値シミュレーションを用いた解析結果を報告した。Vailati らの微小重力実験で観測されたマクロなゆらぎ現象に対し、本研究では「揺らぐ流体力学」の枠組みに基づく直接数値シミュレーション（DNS）から検証を行った。

結果として、網羅的なパラメータ調査により非平衡長距離相関の再現に成功するとともに、モード結合理論（MCT）などの既存理論で用いられてきた近似の妥当性を定量的に確認した。

今後は、この非平衡背景ゆらぎが、タンパク質の結晶化や細胞内の物質輸送といった、より複雑なソフトマター現象に与える影響について解析を進める予定である。

参考文献

1) A. Vailati, et al., Nature Communications, 2:290 (2011)
2) A. Vailati, et al., J. Phys.: Condens. Matter **24**, 284134 (2012)
3) I. Srivastava, D. R. Ladiges, A. J. Nonaka, A. L. Garcia, and J. B. Bell, Physical review E **107**, 015305 (2023).
4) H. Nakano and K. Yokota, Physical review E **111**, L063401 (2025)
5) H. Nakano, and Y. Minami, arXiv:2511:17851 (2025)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

三次元流体応力場を再構成する教師なし学習モデルの提案
Unsupervised neural network model for reconstruction of a three-dimensional fluid stress field

牛奥　隆博（農工大・工）　熊谷　俊亮（農工大・工）　宮武　駿（農工大・工）　長　龍佑（農工大・工）
ウォービー　ウィリアム海アレクサンダー（農工大・工）　内藤　正教（農工大・工）
堀江　正信（株式会社 RICOS）　田川　義之（農工大・工）

Takahiro USHIOKU, Tokyo University of Agriculture and Technology
Shunsuke KUMAGAI, Tokyo University of Agriculture and Technology
Shun MIYATAKE, Tokyo University of Agriculture and Technology
Ryusuke CHO, Tokyo University of Agriculture and Technology
William Kai Alexander WORBY, Tokyo University of Agriculture and Technology
Masanori NAITO, Tokyo University of Agriculture and Technology
Masanobu HORIE, RICOS Co. Ltd.
Yoshiyuki TAGAWA, Tokyo University of Agriculture and Technology

E-mail: ushioku@go.tuat.ac.jp

This study proposes a novel method, “U-FlowPET,” for reconstructing a three-dimensional fluid stress field from optical measurement data. In this method, the stress field is determined using an unsupervised physics-informed neural network designed to ensure consistency with measured photoelastic parameters, momentum balance, and continuity equation. Our results demonstrate that U-FlowPET accurately reconstructs the three-dimensional stress field in rectangular pipe flow without relying on constitutive assumptions, geometric symmetry, or labeled training data, potentially impacting biological flows and functional material design.

１．諸言

流体の応力場を明らかにすることは，結果として得られる流体の運動の理解のみならず，ソフトマターの設計 [1]や心血管診断 [2]においても極めて重要である．流体中の応力場を推定する試みとして，PIV 法等により得られた流速ベクトル場と構成方程式に基づく方法 [3]が提案されているが，流速ベクトル場の空間微分に伴う精度の低下や構成方程式が不明な流体への適用が不可能という問題がある．

近年では，積分光弾性法により得られる光学パラメータを利用して流体応力場を再構成する試みが行われている．直交座標系を考え，光路がz軸に平行であるとすると，三次元応力テンソル場 $\boldsymbol{\sigma}(x,y,z)$ と二次元の位相差 $\Delta(x,y)$ 及び方位角 $\phi(x,y)$ の場の関係は次のようになる [4].

$$\Delta\cos 2\phi = \int [C_1(\sigma_{yy}-\sigma_{xx}) + C_2(\sigma_{yy}^2-\sigma_{xx}^2+\sigma_{yz}^2-\sigma_{xz}^2)]\,dz, \quad (1)$$

$$\Delta\sin 2\phi = \int [C_1\sigma_{xy} + C_2\{2(\sigma_{yy}+\sigma_{xx})\sigma_{xy}+2\sigma_{yz}\sigma_{xz}\}]\,dz. \quad (2)$$

ただし，C_1 と C_2 は応力光学係数である．つまり，光学パラメータは応力場と直接的な関係にあり，積分光弾性法に基づく手法において前述の問題は生じない．しかし，本手法で応力場の各成分を求めることは劣問題であり，従来の手法は流れ場の二次元性や軸対称性の仮定を必要 [5]とする，あるいは実験ノイズに対して弱い [6]という問題がある．

そこで，本研究では，光学パラメータから 3 次元応力場を再構成するための教師なし深層学習フレームワークとして，Unsupervised Flow-integrated PhotoElastic Tomography (U-FlowPET) を提案する．本手法は，先行研究 [7]で構築した三次元畳み込みニューラルネットワークを基盤とする学習モデル [8]であり，損失関数に複数の測定方向から取得した光学パラメータと流体の物理法則が考慮されている．重要な点として，これは流れ場の対称性や構成方程式の仮定，及び正解データ無しで三次元応力場を再構成する初の試みであり，ここでは定常な矩形管流れを例に有用性を示す．

２．U-Flow PET の概要

U-Flow PET では，二次元空間中の光学パラメータから三次応力場の再構成をするモデルとして，3D-CNN を基盤とする Encoder-Decoder アーキテクチャを採用する（図 1）．

具体的には，測定方向 θ を変化させ，正規化された位相差 $\hat{\Delta}_{\mathrm{in},\theta}$，及び方位角 $\hat{\phi}_{\mathrm{in},\theta}$を測定し，$(\sin\theta, \cos\theta, \hat{\Delta}_{\mathrm{in},\theta}, \hat{\phi}_{\mathrm{in},\theta})$ の四層を各 θ について積層した二次元画像群を入力として与える．Encoder 部では，各測定角度における光学パラメータに現れる空間的な特徴を優先的に抽出し，潜在変数空間へと写像する．そして，Decoder 部において，奥行き（光路）方向への拡張を優先したアップサンプリングと等方的な畳み込み演算を実行することで，三次元空間中の無次元化せん断応力場，圧力場，及び流速場の各成分を出力する．

損失関数は以下の通りである．ただし，各項は，予測値と入力または目標値との最小二乗誤差を計算している．

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\mathrm{opt}} + \mathcal{L}_{\mathrm{phys}}. \quad (3)$$

光学パラメータに関する損失関数 $\mathcal{L}_{\mathrm{opt}}$ は，位相差と方位角に関する損失（$\mathcal{L}_{\Delta}, \mathcal{L}_{\phi}$）の和として次のように設計した．

$$\mathcal{L}_{\mathrm{opt}} = \mathcal{L}_{\Delta} + \omega_{\phi}\mathcal{L}_{\phi}. \quad (4)$$

ω_{ϕ} はエポック数に応じて変化する重み係数である．一方，流体の物理法則に関する損失 $\mathcal{L}_{\mathrm{phys}}$ は次の通りである．

$$\mathcal{L}_{\mathrm{phys}} = \mathcal{L}_{\mathrm{PDE}} + \mathcal{L}_{\mathrm{BC}} + \mathcal{L}_{\mathrm{Global}} + \mathcal{L}_{\mathrm{align.}} \quad (4)$$

特に，$\mathcal{L}_{\mathrm{PDE}}$ は非圧縮性流体に関する連続の式と次の Cauchy の運動量バランスの式に基づく損失を表しており，これらの式を満たす解を探索するよう設計している．

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \nabla\cdot\boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} \quad (6)$$

また，$\mathcal{L}_{\mathrm{BC}}$ は境界条件を，$\mathcal{L}_{\mathrm{Global}}$ は計測領域の巨視的な力の釣り合いを，$\mathcal{L}_{\mathrm{align}}$ はひずみ速度と応力の方向整合性を満たすために加えた損失である．

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

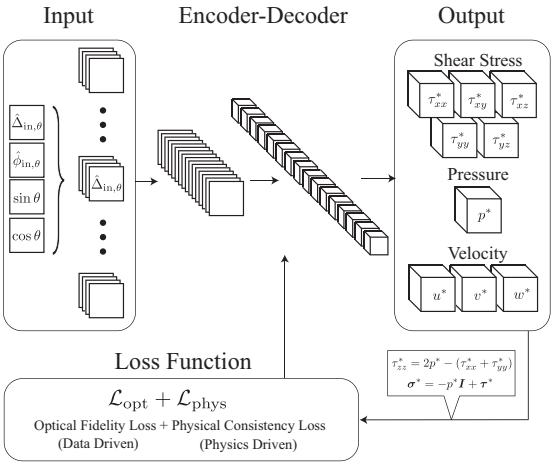


Fig. 1 Architecture of U-FlowPET

3．結果と考察

入力データとして用いた位相差と方位角の場の一部を図 2 に示す．用意した位相差と方位角のデータセットは測定角度を 15 度ずつ変化させた計 12 個あり，これらは定常ナヴィエ・ストークス方程式を COMSOL Multiphysics により計算した応力場に基づいて生成した．流体の物性やレオロジー特性は CNC (0.3 wt%) と NaI (57.6 wt%) を含む懸濁液を想定し，境界条件として流入流量を 50 ml/min，流出側の圧力を 0 Pa，壁面を非滑りとした．学習条件として，深層学習フレームワークに TensorFlow 2.14.1，GPU 高速化ライブラリとして CUDA 11.8 及び cuDNN 8 を採用した．ネットワークの学習の最適化アルゴリズムには Adam （$\beta_1 = 0.9, \beta_2 = 0.999$）を使用し，ハイパーパラメータは学習率を 1×10^{-4}，バッチサイズを 1，エポック数を 5000 とした．

図 3 に矩形管流れの真値と提案手法により再構成された無次元化応力場の $\hat{\sigma}_{xy}, \hat{\sigma}_{yz}$ 成分をそれぞれ示す．ただし，これらの値は真値の最大値により無次元化されている．図 3 より，再構成された応力場の各成分は，入力データとして与えた位相差・方位角の場を構成する応力場と同様の特徴を再現できていることが分かる．また，各成分の平均絶対誤差は 0.052 以下であり，先行研究 [7]で提案された教師あり学習と比較しても遜色の無い精度であることがわかった．したがって，U-FlowPET は流れ場の対称性や構成方程式の仮定，及び応力場の正解データが無くとも，応力場を高精度に再構成できることが示された．

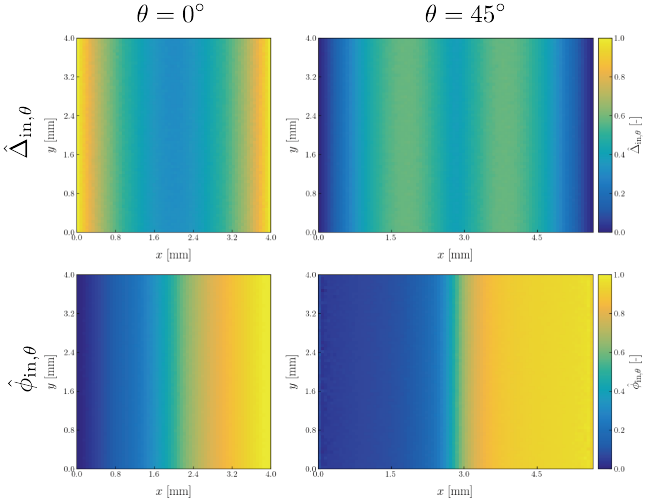


Fig. 2 Simulation-based dataset

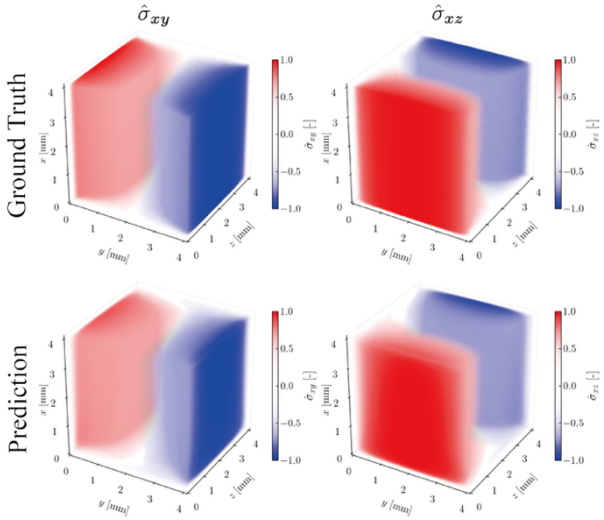


Fig. 3 Ground truth and reconstruction results of 3D stress field

5．結言

本研究では，二次元空間中の位相差と方位角の場から三次元空間中の流体応力場を再構成するための深層学習フレームワークとして U-FlowPET を提案した．そして，提案手法を用いて定常な矩形管流れの数値計算データに基づく学習を行ったところ，流れ場の対称性や構成方程式の仮定，及び応力場の正解データが無くとも応力場を精度良く再構成することができた．紙面の都合により掲載できなかったが，講演ではさらに定常な矩形管流れを対象とした光弾性法による実験データに基づく学習例を示し，入力データに実験ノイズが含まれる場合でも応力場を再構成できることを述べる．本研究により，複雑流体・非対称流れでも応力場再構成する基盤が構築され，ソフトマターの設計や心血管診断において有効な応力場推定法として期待できる．

参考文献

1) A. Blaeser, D. F. Duarte Campos, and U. Puster et al.: Controlling Shear Stress in 3D Bioprinting is a Key Factor to Balance Printing Resolution and Stem Cell Integrity, Advanced Healthcare Materials, 5, pp.326-333, 2016.
2) D. Rus and M. Tolley: Design, Fabrication and Control of Soft Robots, Nature, 571, pp.467-475, 2015.
3) N. A. Buchmann, C. Atkinson, M. C. Jeremy et al.: Tomographic Particle Image Velocimetry Investigation of the Flow in a Modeled Human Carotid Artery Bifurcation, Experiments in Fluids, 50, pp.1131-1151, 2011.
4) K. Nakamine, Y. Yokoyama, and W. K. A. Worby et al.: Flow Birefringence of Cellulose Nanocrystal Suspensions in Three-Dimensional Flow Fields: Revisiting the Stress-Optic Law, Cellulose, 31, pp.7405-7420, 2024.
5) H. Aben and A. Puro: Photoelastic Tomography for Three-Dimensional flow Birefringence Studies, Inverse Problems, 13, pp.215-221, 1997.
6) S. G. Abrego Hernández: Experimental Assessment and Implementation of Photoelastic Tomography, Ph.D. thesis, University of Sheffield, 2019.
7) D. Igarashi, S. Kumagai, and Y. Yokoyama et al.: Reconstruction of Three-Dimensional Fluid Stress Field via Photoelasticity Using Physics-Informed Convolutional Encoder-Decoder, arXiv preprint arXiv:2504.15952, 2025.
8) 熊谷俊亮，五十嵐大地，横山裕杜　他：PICED と光弾性計測を用いた三次元流体応力場構築，日本流体力学会年会 2024 講演論文集，2FH105-09-04.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

レオメトリックせん断流動下における CNC 懸濁液の応力光学計測
Stress-optical measurements of CNC suspensions under rheometric shear flow

ウォービー　ウィリアム海アレクサンダー（農工大・工）　横山　裕杜（KAUST）
川口　美沙（信州大・工）　田川　義之（農工大・工）
William Kai Alexander Worby, Tokyo University of Agriculture and Technology
Yuto Yokoyama, King Abdullah University of Science and Technology
Misa Kawaguchi, Shinshu University
Yoshiyuki Tagawa, Tokyo University of Agriculture and Technology
E-mail: wka-worby@st.go.tuat.ac.jp

This study investigates the stress-optic response of rigid cellulose nanocrystal suspensions using rheo-optical measurements and theoretical analysis. At high Péclet numbers, a significant decrease in the stress-optic coefficient was observed. By theoretically decomposing the bulk stress, we clarified that this decrease is not caused by structural breakdown, but by the increasing dominance of non-optical stress contributions, such as solvent viscosity. Consequently, the simple linear stress-optic law is strictly valid only in the low-shear regime.

1．緒言

複雑流体は，せん断などの外力により内部の粒子や高分子が配向することで光学的異方性(複屈折)を示す．主屈折率テンソル $\mathbf{n}$ と応力テンソル $\boldsymbol{\sigma}$ の比例関係を仮定したものは，応力光学則(Stress–Optic Law: SOL)として知られる [1]．

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{C}\mathbf{R}(\chi)\,\mathbf{n}\,\mathbf{R}(\chi)^{\mathrm{T}} \qquad (1)$$

ここで，C [Pa^{-1}]，$\mathbf{R}(\chi)$はそれぞれ応力光学係数と回転テンソルを表す．χ [deg]は配向角である．近年，SOL は流動場における応力を可視化する非接触計測技術として，工学的な応用が期待されている [2]．特に粒子懸濁液を可視化流体とする試みがなされているが，この場合，SOL が全応力に対して成立するという暗黙の前提に依存しており，その適用限界が不明瞭なまま経験的な検量線に頼らざるを得ないのが現状である．そのため，汎用的な計測手法としては未だ確立されていない．

この課題の本質は，微視的な粒子配向ダイナミクスと，巨視的な力学応答の間の成分的な分断にある．複屈折は分散質の配向に伴う粒子応力のみを反映する [1,3].これに対し，流動場全体の力学応答である全応力は，光学的に不活性な溶媒応力を内包している．この両者の構成比が流動条件に応じて変遷する事実は理論上予見され得るが，高せん断下での SOL 破綻に対し，微視的動態に基づいた明快な解釈は与えられてこなかった．我々の先報で確認された応力係数の著しい低下は，この理論と計測の分断が顕在化した例とも言える [4]．この低下要因を特定し，単純な比例関係としての SOL の有効範囲を明らかにすることが，本手法の精度および適用限界を再考する上で重要である．

本研究では，微視的な配向統計理論と巨視的な応力計測を統合し，懸濁液系における応力光学応答と粒子配向状態の定量的な相関を明らかにすることを目的とした．特に応力光学係数の流動依存性を実験的および理論的に検証し，単純な比例関係を前提とする SOL の適用範囲を評価した．

2．実験

・懸濁液調製

Cellulose Lab 社製の Cellulose nanocrystal(CNC)を分散質として用いた．AFM 観察により円柱状粒子と仮定して寸法を評価した(Fig.1(a))．CNC の多分散性が及ぼす影響を考慮するため，Reddy ら [6]に倣い，長さ L については体積平均を採用し，L = 282±82 nm と評価した．平均直径は d = 4.8±2.2 nm として特徴付けた．CNC をグリセリン/水からなるニュートン溶媒(体積比 90:10，粘度 η_s = 204 mPa·s)に分散させ，質量濃度ϕ = 0.05–0.3 wt.%となるように懸濁液を調製した．

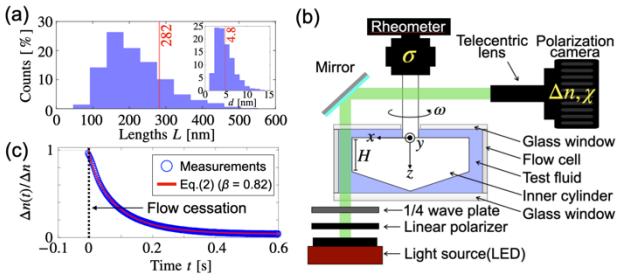


Fig.1 (a) Length L and diameter d distributions from AFM analysis of 1,604 isolated CNCs. (b) Schematic of the rheo-optical experimental setup. (c) Transient birefringence normalized by the steady-state value after flow cessation.

・Rheo-optical 計測

Fig.1(b)に Rheo–optical 実験系の概略を示す．共軸二重円筒型レオメータ(MCR302, Anton Paar)に自作の Taylor-Couette 流路セル(内筒径 36 mm，外筒径 38 mm，長さ 10 mm)を用いた．せん断速度$\dot{\gamma}$ = 0.1–100 s^{-1} における応力全 σ を計測すると同時に，偏光カメラ(CRYSTA PI-5WP, Photron)により複屈折 Δn [–]および配向角 χ を取得した．定常流動における Δn, χ および C の評価に先立ち，流動停止実験における複屈折の緩和挙動から CNC の実効回転拡散係数D_r^{eff} [s^{-1}]を評価した．流動停止後，Δn は CNC のブラウン運動により指数関数的に減衰する [5]．

$$\Delta n(t)/\Delta n = \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^{\beta}\right],\ \text{where } 0<\beta\leq 1 \qquad (2)$$

ここで，$\tau = 1/(6D_r^{\mathrm{eff}})$は緩和時間 [1]，$\beta$ は粒子長さ分布の広がりを示すパラメータである．式(2)に基づくフィッティングよりD_r^{eff}を算出し(Fig.1(c))，移流と回転拡散の比を示す無次元数である Péclet 数($Pe = \dot{\gamma}/D_r^{\mathrm{eff}}$)を定義した．

3．実験結果と考察

Fig.2(a)に CNC 懸濁液の濃度で正規化した平均複屈折$\langle\Delta n\rangle/\phi$を Pe 数の関数として示す．$Pe < O(10^0)$の領域では，Δn は Pe に比例する．一方，Pe の増加に伴い，Δn は次第に飽和する傾向を示した．さらに，Fig.2(b)に示す平均配向角$\langle\chi\rangle$は，せん断の強化に伴い 45°から 0°へと単調に減少し，流れ方向へと配向が進行する様子が確認された．

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

CNC の寸法を用い，実験結果を Lang ら [6]が提唱した剛性・単分散ロッドに対する Revised Doi–Edwards 理論と比較した．懸濁液中の粒子配向状態は 3×3 の配向テンソル **S** によって記述され，Smoluchowski 方程式として定式化される．

$$\frac{d\mathbf{S}}{d\tau} = -(\mathbf{S}-\frac{1}{3}\mathbf{I}) - \frac{L}{d}\varphi(\mathbf{S}^{(4)}:\mathbf{S}-\mathbf{S}\cdot\mathbf{S}) + \frac{1}{6}Pe[\hat{\mathbf{\Gamma}}\cdot\mathbf{S}+\mathbf{S}\cdot\hat{\mathbf{\Gamma}}^{\mathrm{T}}-2\mathbf{S}^{(4)}:\hat{\mathbf{E}}] \quad (3)$$

ここで，φ は体積分率，**I** は単位テンソル，**Γ** は速度勾配テンソル，**E** は変形速度テンソルである．なお，各テンソル量に付されたハット記号(^)は，それらのテンソル量を代表せん断速度により規格化した無次元化操作を表す．式(3)の数値解に対して固有値解析を行い，最大・最小固有値の差から平均配向度$\langle S\rangle$を，固有ベクトルから主軸方向をそれぞれ決定した．理論的に予測される配向度と実験で得られた複屈折の測定値とは$\langle S\rangle\Delta n_0 = \langle\Delta n\rangle/\phi$の関係により対応付けた．ここで Δn_0 は CNC が流れ方向に全て配向した場合の複屈折を表し，文献値 [7]を参考に $\Delta n_0 = 0.052$ を用いた．

予測結果は Fig.2 の黒実線として描画した．複屈折は実験値と定量的に良い一致を示した．配向角は低 *Pe* 数領域($Pe < O(10^0)$)では実験値と整合するものの，$Pe > 10$ において差異が顕著に現れた．この乖離の原因は現在検証中である．しかしながら，式(3)に基づく理論モデルが Δn および χ の挙動を広い *Pe* 数範囲にわたり良好に再現していることから，本研究で扱ったせん断条件下においては，CNC の粒子構造そのものの破壊や顕著な凝集状態の変化は生じていないことが示唆される．

Fig.3(a)に，応力光学係数 *C* の実験値，および式(3)に基づく理論的予測(黒実線)を示す．*C* の挙動は *Pe* 数に対して 2 つの領域に大別された．すなわち，低 *Pe* 数領域では *Pe* 数に依存せず一定値を示し，高 *Pe* 数領域($Pe \geq O(10^0)$)に移行すると指数関数的に減少した．この物理的背景を明らかにするため，全応力が物理的起源の異なる成分の和で構成される Lang ら [7]の構成方程式に基づき解析を行った．本解析では，式(3)から得られた配向テンソル **S** を同モデルに適用することで，全応力を以下の 4 項へと展開し，各寄与の *Pe* 数依存性を算出した(Fig. 3(b))．

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_p + \sigma_h + \sigma_e \quad (4)$$

ここで，σ_s は溶媒応力，σ_p は粒子応力，σ_h は剛体粒子の回転に由来する流体力学的相互作用，σ_e は排除体積効果である．なお，本研究の濃度・せん断条件においては σ_e の寄与は他の項に比べて十分に小さいため，図示を省略した．

複屈折に直接寄与するのは，これらの中で粒子の配向エントロピーに由来する σ_p のみである [1,3]．したがって，実験的に観測される応力光学係数 *C* は，全応力 σ に占める粒子

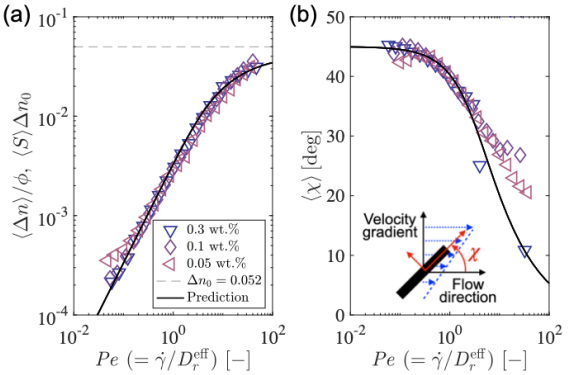


Fig.2 (a) Normalized birefringence $\langle\Delta n\rangle/\phi$ and (b) orientation $\langle\chi\rangle$ as a function of *Pe*. The solid-black lines represent theoretical predictions based on Eq.(3).

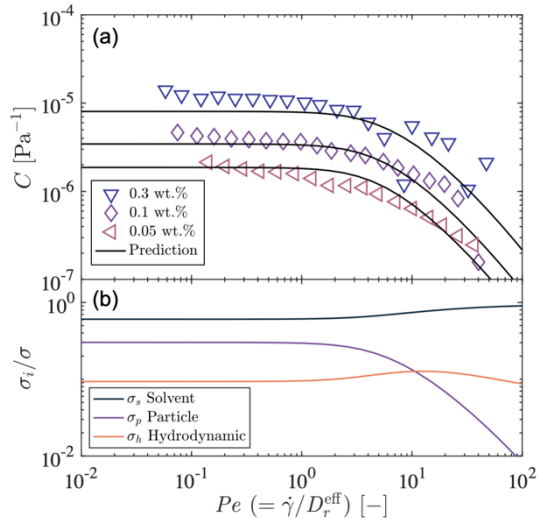


Fig.3 (a) Experimentally determined stress-optic coefficients compared with theoretical predictions. (b) Contribution of each stress component to the total stress in a 0.3 wt.% suspension.

応力 σ_p の割合に直接依存することになる．Fig.3(b)から低 *Pe* 数領域では複屈折に直結する粒子応力 σ_p が全応力に対して一定の割合を保つため，*C* は定数となる．しかし高 *Pe* 数領域に入ると，粒子配向が飽和に達し，σ_p の増加が鈍化する一方で，複屈折に寄与しない σ_s の割合が増大し，全応力を支配するようになる．この応力寄与の変化は，Fig. 3(a)における *C* の急激な減少領域と対応している．すなわち，高応力(高 *Pe* 数)下で観測される *C* の低下は，粒子配向の飽和と，それに伴う光学的に有効な応力成分(σ_p)の相対的な低下によって説明される．

4. 結言

CNC 懸濁液の Rheo–optical 計測および理論解析により，配向の進展に伴う応力光学係数の変化とその微視的メカニズムが示された．高せん断領域での係数の急激な減少は，全応力に占める粒子応力の寄与が相対的に減少することに起因すると定量的に説明される．すなわち，単純な比例関係としての SOL はその寄与率が一定となる流動強度($Pe < O(10^0)$)において有効であることが示された．今後は，配向飽和と溶媒寄与の競合関係を理論モデルに反映させることで，従来の比例則の限界を超えて全応力を定量評価する枠組みを構築する．並行して，本手法をより複雑な三次元流動場へと展開していく．

参考文献

1) G. Fuller, Optical Rheometry of Complex Fluids, Oxford University Press, 1995.
2) C. Lane et al., Two-dimensional strain rate imaging study using a polarization camera and birefringent aqueous cellulose nanocrystal suspensions, Experiments in Fluids, 65, 1, 2023.
3) J. Bender and N. Wagner, Reversible shear thickening in monodisperse and bidisperse colloidal dispersions, Journal of Rheology, 40, 5, pp.899–916, 1996.
4) W. Worby et al., Examination of flow birefringence induced by the shear components along the optical axis using a parallel-plate-type rheometer, Scientific Reports, 14, 1, 2024.
5) N. Reddy et al., Rheo-optical Analysis of Functionalized Graphene Suspensions, Langmuir, 34, 26, pp.8877–7851, 2018.
6) C. Lang et al., Microstructural Understanding of the Length- and Stiffness-Dependent Shear Thinning in Semidilute Colloidal Rods, Macromolecules, 52, pp.9604–9612, 2019.
7) M. Khan et al., Birefringence of cellulose: review, measurement techniques, dispersion models, biomedical applications and future perspectives, Wood Science and Technology, 58, 1, pp.5–22, 2024.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

粘弾性流体乱流における反変型・共変型高分子の集合体形成
Aggregate formation of contravariant and covariant polymers in viscoelastic turbulent flows

堀内　潔（リスボン大・工）　　Carlos B. da Silva（リスボン大・工）
Kiyosi Horiuti, Carlos B. da Silva, Universidade de Lisboa
E-mail: kiyosi.horiuti@tecnico.ulisboa.pt

A multi-scale numerical analysis is conducted on homogeneous isotropic turbulent flow of diluted polymer solutions to elucidate the conformation of the aggregates formed by the polymers and reveal its relevance to solvent dissipation reduction (SDR). Morphology of the polymers was examined and representation of the polymers using the elastic dumbbell model was adopted. Conventional constraint on the affinity in the motion of the bead-spring configuration with the deformation of the solvent fluid is relaxed together with a variable slip parameter. The dumbbells adopt both affine contravariant mode and maximumly non-affine covariant mode of configurations depending on their dynamics. It was shown that the constitutive element of the covariant dumbbell is a set of two hyperplanes. A scalar potential which defines these hyperplanes was given by the invariant of the vortex sheet tensor (VST). The reference vectors with which the dumbbells align were identified in both modes. The covariant dumbbell aligns with the gradient of this scalar. Prevalence of the vortex sheets in viscoelastic flow was shown. Using this model, the flow suitable for our analysis, in which bimodal contravariant and covariant states coexist and dynamically evolve, was attained. Classification of SDR achieved by the contravariant and covariant dumbbells into Types A and B was shown. The largest elastic energy production was achieved while the dumbbell was in Type B of an elongated covariant mode and SDR was enhanced in comparison to Type A of the complete contravariant case. A parameter which collectively governs the evolutions of the polymer stress, polymer pressure, solvent pressure and solvent dissipation was identified as the strain skewness. Depending on the local strength of this parameter, the dumbbells adopt contravariant or covariant configurations. The aggregates formed by the highly elongated dumbbells were decomposed into four groups with different modes, orientations, strain states and locations relative to the vortex sheets. Mechanism of elastic energy production in each group was shown together with the role of the time-history effect. A new type of Weissenberg effect caused by the covariant dumbbells was identified. Covariance of villi intestinal was discussed.

１．はじめに

微量の高分子を流体中に添加した場合抵抗低減が得られが、この低減は Type A と Type B に類別される [1]．流体の静止時において、Type A の高分子は coil した状態になるが、Type B では収縮はするものの伸長状態は維持され低減の度合は Type B の方が顕著である．Type A の代表例としては、PEO、PAM があり、Type B の例には XG と二重螺旋の DNA がある．DNA は一重螺旋に邂逅した場合は Type A となる [2]．高分子の流動解析では、高分子応力の構成方程式が汎用されているが、代表例として Oldroyd-B 方程式があり、高分子の始点と終点に beads を配して非線形ばねで結合した dumbbell モデルに基づいている．Oldroyd-B では、beads の溶媒の流動に対する追随性が仮定されたが、非追随を導入した Johnson-Seagalman (JS) 方程式に拡張された [3]．Slip を表すパラメータをα ($0 \leqq \alpha \leqq 1$)とすると、slip が最大の$\alpha = 1$ の時、JS 方程式は Oldroyd-A 方程式となる [4]．Horiuti *et al.* [5] は、一様等方乱流と管内流において、Oldroyd-A が Type B であるのに対し Oldroyd-B が Type A である事を示した．しかしながら、構成方程式では、高分子が形成する集合体の配向の解明は困難である．本研究は、dumbbell を流体中に分散する多重スケールの BDS-DNS 法を用いた dumbbell 個々の挙動と弾性エネルギー生成機構の解明を目的とする．

２．Dumbbell connector vector の reference vector

Dumbbell の運動方程式は、下式 (1) となる．

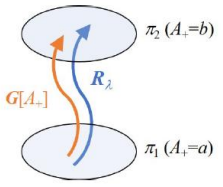
$$d_t R^i = (1-\alpha)(R^j \partial_j u^i) - \alpha (R_j \partial_i u^j) - f_d(|\boldsymbol{R}|_L) R^i/(2\tau_r) \quad (1)$$

ここに、R は dumbbell の connector vector、d_t は実質微分、τ_r は緩和時間、f_d は FENE の減衰関数、$|R|_L$ は dumbbell の最大長で正規化した dumbbell 長を表す．$\alpha = 0$ では、(1) は Oldroyd-B を記述する upper-convective derivative (UCD) となるが、この方程式の解は反変ベクトル R^i である．同じ UCD で移流されるベクトルとしては渦度、微小線要素があり、反変型の dumbbell は、渦度ベクトルに凍結して移流する．$\alpha = 1$ では、Oldroyd-A の lower-convective derivative (LCD) となるが、その解は共変ベクトル R_i である．

高分子を添加した乱流場では、渦層が支配的な構造となるが [5]、渦層は、vortex sheet tensor (VST)、$A^i_j \equiv (S^i_k \Omega^k_j + S^i_k \Omega^k_i)$ を用いて同定され [5]、スカラー変数 $A_+ = (A^i_j A^j_i/2)^{1/2}$ の等値面として抽出される．ここに、S^i_j は歪み速度テンソル、Ω^i_j は渦度テンソルである．$A^2 = A^i_j A^j_i$ とすると、$d_t A^2 = P_V$ となり、P_V は圧力項と渦度伸長項から成る項である．P_V が小さな領域では、$d_t A^2 = 0$ となり、A_+ の勾配ベクトル $\boldsymbol{G}[A_+] (\equiv -\text{grad}(A_+))$ の支配方程式は LCD の式(2)となる．

$$d_t(G_i) = -G_j \partial_i u^j, \quad (2)$$

A_+ が R_i の scalar potential となるが、$\boldsymbol{G}[A_+]$は渦層に対して外向き直交に配向し、初期に $\boldsymbol{G}[A_+]$に沿って配置された共変型 dumbbell R_i は $\boldsymbol{G}[A_+]$に凍結して運動する．



共変ベクトル $\boldsymbol{R}_\lambda$ は、図 1 に示す一対の向き付けされた超平面 π_1、π_2 によって表される．この超平面は渦層に対応し、$\boldsymbol{G}[A_+]$は、この超平面に垂直に配向する．

Fig. 1 Sketch of $\boldsymbol{R}_\lambda$ (not straight black arrow) and $\boldsymbol{G}[A_+]$ (orange).

３．BDS-DNS データ

BDS-DNS の計算は、(2)式に Brown 運動の拡散を附加して dumbbell の運動を追跡し、溶媒の流動には DNS を適用した (BDS-DNS [6])．Dumbbell が追随から非追随な方向に回転した場合、新規の配向に適合するようにα 値を再設定する方法を用いた (variable-α model)．高分子応力 τ_{ij} は、dumbbell の R から成る conformation stress $R_i R_j$ の DNS の計

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

算セル内での平均から算出し、DNS へのフィードバックを施した．流れ場は一様等方乱流とし、長さ 2π の周期 Box で格子点数を 3 方向に各 128、total の viscosity を 0.033、Re_λ =25.1、τ_r =2.8、Weissenberg 数を 10 とした．分散した dumbbell の個数は 10^9 個とし、レプリカ法 [6]を併用した．

４．高分子応力による弾性エネルギー生成

(1)式を用いて導出された高分子応力 τ_{ij} の方程式は、JS 方程式と同一になる．この方程式の近似解を逐次代入法により求めると時間履歴による time-retarded 展開の解 [5]を得る．この解の定常解は (3) 式となる．

$$\tau_j^i \approx 2\nu^{[p]} S_j^i + \nu^{[p]}\tau_r\{4(1-2\overline{\alpha})S_k^i S_j^k - 2A_j^i\}/\hat{f}_d \quad (3)$$

(3)式右辺の初項は粘性散逸を表すが、全弾性エネルギー生成項 $Pe=\tau_j^i S_i^j$ から散逸分 $\varepsilon^{[p]}$ を差し引いた $Pe^{[p]}$ 項は、

$$P_e^{[p]} \equiv P_e - \varepsilon^{[p]} \approx -4\nu^{[p]}\tau_r(1-2\overline{\alpha})S_{S|G}/\hat{f}_d. \quad (4)$$

となる [5]．ここに、$\overline{\alpha}$ は DNS 格子で平均した slip parameter、$S_{S|G}$ は DNS 格子上での strain skewness $-S_p^i S_q^p S_i^q$ を示す．$S_{S|G}$ は正値が卓越するため、反変の $\overline{\alpha}$=0 では $Pe^{[p]}<0$ となり、$S_{S|G}<0$ の場合のみ $Pe^{[p]}>0$ となる．(3)式右辺第 3 項の VST は Pe 中では消去されるが、(3)式に含まれる、記載を省略した時間履歴による VST の項は消去されず Pe に寄与する．$S_{S|G}>0$ の場合、この VST 項が Pe の生成を担う．

最大の Pe は、共変の $\overline{\alpha}$=1 の場合に得られた．

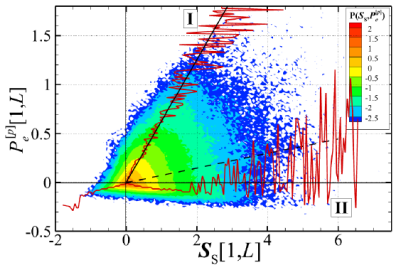


Fig. 2 Joint PDF between $S_{S|G}$ and $Pe^{[p]}$ due to the elongated covariant dumbbells. Two branches I and II of the maximum probability are shown using the red lines. The black solid line denotes y=8.4(4 $\nu^{[p]}\tau_r$) x, the black dashed line is y= (4 $\nu^{[p]}\tau_r$) x.

図 2 は、共変の $\overline{\alpha}$=1 における $S_{S|G}$ と $Pe^{[p]}$の joint pdf を示すが、$S_{S|G}>0$ での $Pe^{[p]}>0$ が支配的となる．高分子応力の導出では、conformation stress R_iR_j の正規化に dumbbell の二乗平衡長(r_{eq}^2)を用いたが、対応する $S_{S|G}$ と $Pe^{[p]}$の関係式は黒色の破線となり、赤線の最大確率 branch I と合致しないのに対して、8.4 r_{eq}^2 と設定し直して正規化した黒色の実線の予測式は branch I と一致する．したがって、共変性の dumbbell では、収縮時の長さが平衡長の 2.9 倍となっており、Type B に属する事が判る．本研究の dumbbell モデルでは、二重と一重螺旋の微細構造は考慮されていないが、α=1 と設定した場合、Type B の実効的な再現が可能となる．

５．集合体の形態

図 3 の透視図に、共変型 dumbbell の分布を青色の線分で示す．2 節で見たように、共変型 dumbbell は灰色で示した渦層(A_+)の等値面に直交して配向する．オレンジの矢印は $G[A_+]$の一例を示すが、共変型 dumbbell と整列する．図 3 には最も伸長された 250 個の dumbbell のみを示したが、総数は 10^5 個程度となる．緑色で示された溶媒圧力(p_s)はドームを形成し、集合体を包含する．$S_{S|G}$ はこのドーム内で大きな正値を取り、dumbbell の伸長と p_s の増加を導く．図 3 中の黄色と水色の線分は反変型の dumbbell を示すが、渦度が集中する渦層中心部に埋め込まれている．共変型 dumbbell は渦層中心部から離脱しており、P_V 項は小さい．

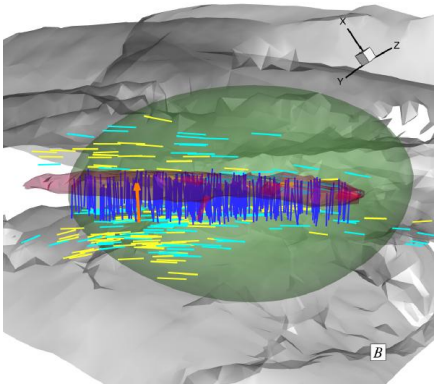


Fig. 3 Perspective display of the distribution of the dumbbell connector vectors. Covariant dumbbells are shown using blue bars, yellow and cyan bars show contravariant dumbbells. Gray scale isosurface shows the vortex sheet, thin green isosurface p_s, thin red isosurface p_τ, $G[A_+]$ vector plotted using the orange arrow.

６．Weissenburg 効果

図 3 中の赤色の等値面は、高分子応力による圧力(p_τ)を示すが、p_τ は負値となる．大きな正値の $S_{S|G}$ によって p_τ は下降し高分子応力は p_s の低減として機能する．式(3)右辺の第 2 項から、高分子応力の主応力は、反変の $\overline{\alpha}$=0 の場合は正値、共変の $\overline{\alpha}$=1 の場合は負値を取る事が判る．そのため、反変では rod-climbing 効果を起こす張力が発生するのに対し、共変では圧力が発生する．そのため、図 3 中の共変型の dumbbel は、渦層に対して圧力を及ぼし、集合体は渦層外縁部に圧着される．p_τ による p_s の低減によって、渦層の圧力が低下して Kelvin-Helmholz 不安定性の発生による小スケール渦の生成が抑制され、抵抗の低減が得られる．

７．小腸絨毛における共変性

5 節で示した共変型 dumbbell の集合体の実例として、小腸を取り上げる．小腸では、管腔側に突出する絨毛の突起構造と突起上の微絨毛の形成が観察されるが、腸液の流動がこの形成に大きく寄与する事が明らかにされた [7]．そこでは、小腸のオルガノイドをシート状に培養し、細胞を平面的に広げた状態で培養液を人工的に攪拌して流れを作る実験が行われた．流体が静止している場合は、突起構造と微絨毛の双方が形成されないのに対し、流動がある場合では両者共の形成が起きる事が示された．微絨毛は図 3 の共変性 dumbbell のように集合体を形成するが、流動が無い場合も coil した状態までは収縮せず、伸長した状態が保持される．この特性は、Type B の高分子と同一であり、微絨毛が、その蛋白質が持つ α - helices 構造に由来する共変性を有している可能性が考えられる．

８．謝辞

本研究におけるデータ解析は、横浜国立大学工学研究院の Intel Xeon PC Cluster により行われた．

参考文献

1) P. S. Virk, D. C. Sherman and D. L. Wagger, AIChE Journal, 43, 3257-3259, 1997.
2) H. J. Choi, S. T. Lim, Lai Pik-Yin and C. K. Chan, Phys. Rev. Lett., 89, 088302, 2002.
3) M. W. Johnson Jr. and D. Segalman, J. Non-Newtonian Fluid Mech., 2, 255-270, 1977.
4) J.G. Oldroyd, Proc. R. Soc. A, 200, 523-541, 1950.
5) K. Horiuti, K. Matsumoto and K. Fujiwara, Phys. Fluids, 25, 015106, 2013.
6) T. Watanabe and T. Gotoh, J. Fluid Mech., 717, 535-575, 2013.
7) S. Sugimoto *et al*., Nature, 592, 99-104, 2021.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-05：複雑流体・ソフトマターのダイナミクス）

2026年5月17日(日) 10:35 ~ 11:50 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-05 (2)

座長:大槻 道夫(島根大学)

10:35 ~ 10:50

[25006] 泡沫の毛管上昇の時間発展と物理的考察

*塩野 宏太[1]、栗田 玲[1] (1. 東京都立大)

10:50 ~ 11:05

[25007] 泡沫構造の動的応答が制御する液体浸透挙動

*玉木 健登[1]、柳沢 直也[2]、栗田 玲[1] (1. 東京都立大学、2. 東京大学)

11:05 ~ 11:20

[25008] ジャミングした気泡間隙の流体輸送の定量化

*王 鈺博[1]、足立 友哉[2]、大家 広平[1]、鈴木 洋[2]、玲 栗田[3]、石神 徹[4]、日出間 るり[1] (1. 名古屋大学、2. 神戸大学、3. 東京都立大学、4. 広島大学)

11:20 ~ 11:35

[25009] ジェット挙動に基づく粉体流動性評価および初期形状依存性

*小玉 凜空[1]、神保 孔明[1]、武藤 真和[2]、栗田 玲[3]、小林 和也[1] (1. 日本工業大学、2. 名古屋工業大学、3. 東京都立大学)

11:35 ~ 11:50

[25010] 位相シフトエリプソメトリ計測とスパースモデリングによるナノフルイド超拡張濡れの物理因子抽出

*庄司 衛太[1]、深見 開[1] (1. 東北大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

泡沫の毛管上昇の時間発展と物理的考察
Time Evolution and Physical Analysis of Capillary Rise in Foams

塩野　宏太（都立大・理）、栗田　玲（都立大・理）
Kota Shiono, Tokyo Metropolitan University
Rei Kurita, Tokyo Metropolitan University
E-mail: kota9271@gmail.com

本研究では泡沫の毛管上昇における上昇高さの時間発展を観察し，メカニズムの解明と一般的条件下での挙動を評価した。実験では，容器内に充填した泡沫に対して中空円筒を一定周期で抜き差しし，各周期における上昇量を測定した。得られた上昇挙動を解析した結果，上昇過程には異なる二つのメカニズムが存在することが明らかとなった。

液体中に気泡が発生し，それらが安定化されることで泡沫が形成される。泡沫は気泡を主成分とするため，液体や気体の透過率および熱伝導率が低いという特徴をもつ[1]。そのため，食品製造や化学産業など多様な生産プロセスにおいて発生しやすく，生産効率の低下を引き起こす要因となっている。泡沫は準安定に残留するため，現在は脱泡剤による対策が一般的であるが，純度や品質の低下といった課題が残されている。このことから，脱泡剤に依存しない物理的脱泡技術の確立が強く求められている。

泡沫を破壊するためには，泡沫中の液体分率を低下させることが不可欠であり，単位面積あたりの高さを増加させることが重要となる。そこで本研究では，泡沫の**毛管上昇現象**に着目した。泡沫は単純液体とは異なり，毛管を挿入するだけでは上昇しないが，毛管の抜き差しを周期的に繰り返すことで，毛管内を泡沫が上昇する現象が我々の研究室により発見されている[2]。本研究では，この毛管上昇のメカニズム解明と，液相を含むより一般的な条件下での挙動の観察を目的とした。

実験では，容器内に充填した泡沫に対して中空円筒を一定周期で抜き差しし，周期ごとの上昇量を測定した。

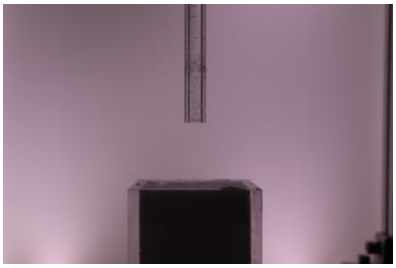


Figure. 1 Experimental setup for foam capillary rise.

その結果，毛管上昇には二つの異なるメカニズムが存在することが明らかになった。一つは円筒内への**詰め込み効果**であり，もう一つは円筒引き抜き後に管下部に形成される円錐状構造が管内部へ流入する現象である。前者は管内部に泡沫を保持する役割を果たし，後者は管内部への注入量を増加させる役割を担っていることが分かった。これらの挙動には，泡沫の弾性的性質と流動的性質の両方が深く関与していることが示唆された。さらに，液相を含む条件下においても，同様のメカニズムにより毛管上昇が生じることが確認された。

（参考文献）

1) I.Cantat『ムースの物理学:構造とダイナミクス』吉岡書店(2016)p. 10

2) 遠田幸斗，『泡沫の毛管上昇を誘起するピンチオフダイナミクス』修士論文，　東京都立大学大学院理学研究科物理学専攻，2025

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

泡沫構造の動的応答が制御する液体浸透挙動
Imbibition dynamics controlled by dynamical coupling of foam structure

玉木 健登（都立大・理）　　栗田　玲（都立大・理）
Kento Tamaki, Tokyo Metropolitan University
Rei Kurita, Tokyo Metropolitan University
E-mail: Takami-kento@ed.tmu.ac.jp

泡沫は気体が高密度に詰まったソフトジャミング系であり、負の浸透圧により液体や微粒子を取り込む機能をもつ。従来、泡沫内の液体浸透は固定多孔質中の毛管現象として理解されてきたが、実験的にはその理論からのずれが報告されている。本研究では、開放・半開放・密閉の三種の境界条件下で浸透と気泡変位を同時測定し、構造変化が浸透ダイナミクスを修正する隠れた機構を明らかにした。

１．はじめに

泡沫とは、液体中に気体が高密度に詰まった状態のものを指す。泡沫は気体と液体で構成されているのにも関わらず、固体としても液体としても振る舞うことが知られており、遮断性、衝撃抑制、軽量性などといった多くの機能を持つ。中でも泡沫は負の浸透圧を持つため、油や微粒子を泡沫内部に取り込むことができる。この性質を利用して、日常的に使われる化粧品や洗浄剤から、浮遊選鉱の産業用途まで、泡沫は多くの場面で活用されている。

コロイドや乳濁液などのソフトジャミング系における液体の浸透に関しては、従来、固定された多孔質構造内を流体が移動する純粋な毛管現象（Lucas-Washburn 則）として理解されてきた。特に泡沫のジャミングが強い状態においては構造の再配置が抑制され、この考え方は妥当と考えられてきた。しかし実際の浸透ではこの従来の理論からのずれや浸透の減速現象が報告されているが、その物理的起源については十分に解明されていない。

本研究では、泡沫を上下からアクリル板で挟み、端から液体をゆっくり注入し、液体が泡沫に浸透していく様子を観察した。今回、開放・半開放・密閉の 3 種類の境界条件における液体浸透と気泡変位を測定することで、泡沫内における構造の変化が浸透に与える影響を調べ、浸透ダイナミクスを支配する隠れたメカニズムを明らかにした [1]。

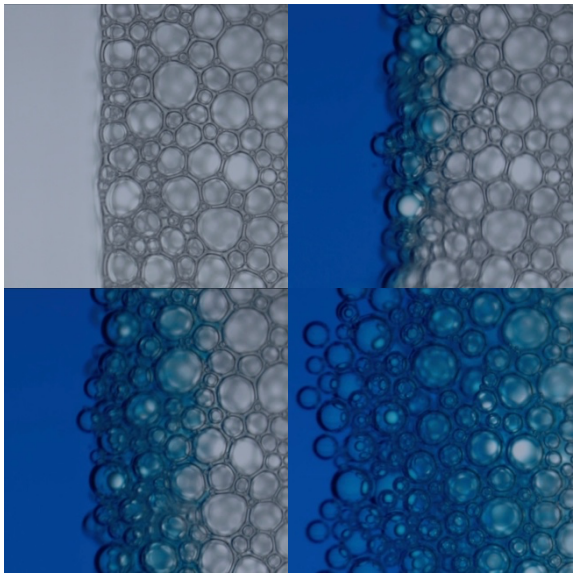


Fig. 1 Time evolution of liquid imbibition to the foam.

参考文献

1)　Kento Tamaki, Naoya Yanagisawa, Rei Kurita, submitted.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

ジャミングした気泡間隙の流体輸送の定量化
Quantification of fluid transport in jammed bubble gaps

王鈺博（名大院工），足立友哉（神戸大院工），大家広平（名大院工），鈴木洋（神戸大院工），
栗田玲（首都大理），石神徹（広島大院工），日出間るり*（名大院工）
Yubo WANG, Nagoya University
Tomoya ADACHI, Kobe University
Kohei OHIE, Nagoya University
Hiroshi SUZUKI, Kobe University
Rei KURITA, Tokyo Metropolitan University
Toru ISHIGAMI, Hiroshima University
Ruri HIDEMA*, Nagoya University
E-mail: hidema@nagoya-u.jp

In microfluidic systems, the jamming of deformable particles such as bubbles strongly influences fluid transport through channels. Conventional permeability models, including Darcy's law, generally assume rigid and static porous structures and therefore do not account for particle deformability. In this study, fluid transport through jammed bubble gaps in a microchannel is experimentally investigated. The pressure drops across the jammed region, and the interstitial flow velocity are measured to evaluate the effective permeability of the deformable system.

1．はじめに

泡（気泡が水に分散した系）やエマルション（油滴が水に分散した系，またはその逆）は，微生物を使った物質生成プロセスや，原油回収精製プラントなど，多くの化学プロセスのタンク中に発生する．この際，タンクの中でジャミングしがちな泡やエマルションの隙間を，流体が効率よく流れれば，生成した物質の効率的な回収や，原油の効率的な分離が可能となる（Fig.1）．堅い粒子間隙の流体輸送は，これまで，土木や粉体工学の分野で定式化されてきた [1]．一方，泡やエマルションなど柔らかい粒子の間隙の流体輸送は，定式化されてこなかった．柔らかい粒子は時間とともに変形する．この変形の度合いは，粒子の弾性に依存する．本研究は，粒子の変形能，流体との相互作用の観点から，柔らかい粒子間隙の流体輸送を定量化することを目的とする．本研究ではまず，泡に着目する．

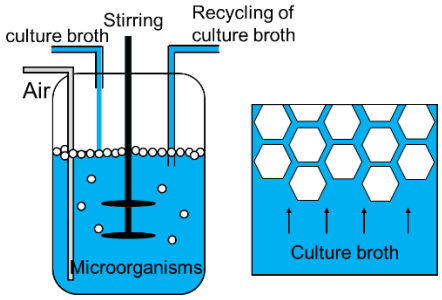


Fig. 1 Schematic of a bioreactor and bubbles jammed in the tank.

2．試料と実験

2 つの入口を持つマイクロ流路に，ドデシルベンゼンスルホン酸ナトリウム（Sodium dodecylbenzenesulfonate, SDBS）2wt%水溶液と，空気を注入し，流路内で気泡を発生させた．気泡のサイズは直径約 120 μm であった．SDBS 水溶液の界面張力γ [N/m]は 28 mN/m，流路内での気泡の変形しやすさを表すキャピラリー数 Ca は約 3.08×10^{-4} であった [2]．Ca は以下の式から計算し，ここで，μ，u，γはそれぞれ，SDBS 水溶液の粘度，平均流速，表面張力である．

$$Ca = \frac{\mu u}{\gamma} \quad (1)$$

さらに，気泡がジャミングした流路の圧力損失を測定し，堅い粒子がジャミングした場合との圧力損失を比較した．

3．結果と考察

Fig.2 は流路内でジャミングした気泡の画像を示す．流路内には，気泡を閉じ込めるバスケットがあり，気泡の間を流れた流体は，下流の隙間から出口へと排出される．

顕微鏡観察の結果，溶液の流動に伴い，バスケット内において気泡が変形する様子が確認された．特に出口付近の気泡が優先的に変形する傾向が見られた．さらに，時間の経過とともに，出口付近の気泡は徐々に合一し，より大きな気泡へと成長する様子が観察された．ジャミング状態では流路の有効断面積が減少するため，流動抵抗が増大した．この時の圧力損失を計測すると，ジャミングの進行とともに圧力の上昇が確認された．

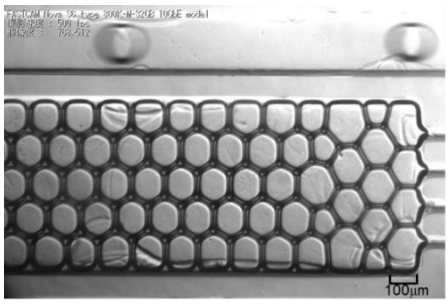


Fig. 2 Bubble jammed in the microchannel.

参考文献

1) Julián Montero; Luis A. Pugnaloni; Ryan Kozlowski. Dimensional analysis for clogging of grains in two and three dimensions. *Phys. Review. E*. 112, 065411, 2025
2) Brian Dincau; Emilie Dressaire; Alban Sauret. Clogging: The self-sabotage of suspensions. *Physics Today*. 76(2), pp.24-30,2023.

謝辞

本研究の一部は，JST 創発的研究支援事業，JPFMR203O の支援を受けたものである．

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

ジェット挙動に基づく粉体流動性評価および初期形状依存性
Jet-Based Evaluation of Powder Flowability and Dependence on Initial Surface Geometry

小玉　凜空（日工大・工）　　神保　孔明（日工大・工）　　武藤　真和（名工大・工）
栗田　玲（都立大・理）　　小林　和也（日工大・工）
Riku KODAMA, Nippon Institute of Technology
Komei JINBO, Nippon Institute of Technology
Masakazu MUTO, Nagoya Institute of Technology
Rei KURITA, Tokyo Metropolitan University
Kazuya U. KOBAYASHI, Nippon Institute of Technology
E-mail: kobayashi.kazuya@nit.ac.jp

The dynamic behavior of powder jets generated by impact is strongly influenced by particle adhesion and flowability, particularly under high-humidity conditions. In this study, powders under relative humidity conditions of 70–90% were investigated to clarify how particle adhesion and agglomeration affect the dynamic behavior of impact-induced powder jets. Specifically, by independently controlling the humidity conditions and the initial concave radius of the powder bed surface, variations in jet velocity, maximum jet height, and jet diameter were analyzed in detail. The results show that, regardless of the concave radius, both the jet velocity and the maximum jet height decrease significantly with increasing relative humidity. This behavior is attributed to the increase in interparticle adhesion and agglomeration caused by moisture absorption, which reduces the flowability of the powder. Furthermore, it was found that an increase in the concave radius leads to a larger jet diameter, accompanied by decreases in both the jet velocity and the maximum jet height. These results suggest that the initial concave geometry is related to the amount of energy dissipation associated with surface flow of the powder during jet formation.

１．緒言

粉体は，医薬品や化粧品などをはじめ，様々な分野で利用されており，重要な材料系として広く位置付けられている．特に微粒子材料を扱う際には，粉体の流動性を理解することは，原料の供給，混合，成形，充填といった各工程の安定性を制御する上で重要である．そのため，粉体の流動性制御に関する研究も活発に行われており，粒径や形状，粉体間の相互作用が粉体の性質を大きく左右することが明らかにされている [1]．

粉体の相互作用は，ファンデルワールス力，静電気力，液架橋力などによって支配される．特に高湿度環境下では，吸湿により付着性が増大し，不均一な凝集が生じやすくなることが知られている．また粉体の材料特性によっても挙動は大きく異なり，特に粉体の凝集・付着性は環境変化に対して即時に均一化せず，材料特性に応じた緩和時間を伴う [2]．そのため，粉体粒子の吸湿状態に関する周辺環境への適応有無については，個別的なその場評価が重要になると考えられる．粉体の凝集・付着性の評価には，走査型電子顕微鏡（SEM）や原子間力顕微鏡（AFM），粉体レオメータ（FT4）などの精密測定装置が用いられてきた [3-4]．これらは高い測定結果を有するが，大型でありその場観察に適した手法とは呼べない．また，砂山の角度から評価を行う安息角手法 [5]は，簡易的ではあるが，高湿度であるほど測定誤差が大きく，また多量の試料を必要とするため，少量粉体の評価には不向きである．このことから，多量の試料粉体を必要とせず，粉体の吸湿状態を高精度にその場評価が可能な手法の検討が必要である．

本研究では，撃力によって粉体をジェットとして射出する手法に着目し，その挙動の変化を通した粉体の流動性評価手法の確立に向けた検討を行った．本手法は充填した粉体を金属床材に自由落下させ，その衝撃力によって，ジェットを射出させるものである．これまでに，この手法を用いて粉体をジェットとして射出可能であることを報告し，生成されるジェットの再現性および制御性が高いことを示した [6]．本研究では上記手法を用いて，特に湿度環境変化および初期表面形状変化に対するジェット挙動を，ジェットの形状や速度，到達高さなどを指標に評価を行い，初期の凹面形状とエネルギー散逸量についても検討を行った結果について報告する．

２．実験方法・解析

本実験における実験の模式図を Fig. 1 に示す．実験はホウケイ酸ガラス製の試験管（外径 30 mm，内径 27 mm）を用いて内部の粉体挙動を詳細に観察できるようにした．試験管は金属フックを取り付けたシリコンキャップで密閉し，電磁石を用いて試験管全体を静止させる．その後，電磁石を切ることによって試験管を自由落下させ，金属床材に衝突させることで撃力を付与した．試験管の落下高さ H は 10 mm – 110 mm の範囲で制御した．試験管内には粉体を試験管底部から高さ $L = 25$ mm まで充填し，粉体の初期充填率が変わらないように，実験開始前に試験管を複数回タッピングし，粉体層の高さが常に一定になるように調整した．

本手法でジェットを生成するには粉体表面に予め凹面形状を付与することが必要であり，表面が平らな場合ではジェットが生成されない．そのため，凹面形状は半径 $r = 5$ mm, 7.5 mm, 10.5 mm, 12 mm の半球形状とし，粉体表面から凹面深さ h は $r / h = 1$ となるように調整した．

ジェット生成過程は高速度カメラ（FASTCAM SA5, Photron Co.）を用い，撮影速度 30,000fps で記録した．各実験条件について 5 回測定を行い，得られたデータの平均値および標準偏差を代表値およびエラーバーとして用いた．

本研究では粉体粒子および実験環境の湿度条件を制御した．粉体は目標湿度と水分平衡に達するように，実験開始の 24 時間前から相対湿度 70 %，80 %，90 %に制御した湿度制御庫内に静置した．粉体質量を設定した相対湿度条件下で定期的に測定した結果，全ての条件において粉体の質量変化 Δm が 24 時間以上にわたり $\Delta m < 0.001$ g の条件に収束したことから，24 時間の静置で十分に平衡状態に達したと判断した．温度環境は 23℃で統一した．

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

本研究で用いる粉体は，形状が均一で表面特性が制御しやすい球形のガラスビーズ（Fuji Manufacturing Co.）を用いた．本実験ではメーカーカタログ値を参考に粒径範囲 38〜53 μm（本文中では平均値として 45 μm として表記）のガラスビーズ（密度 2.5 g/cm^3）を採用した．これによって湿度変化による繊細な粒子間付着性の影響を評価した．

実験結果の解析にあたり，本研究では，試験管が金属床材に衝突した時刻（0 ms）における粉体表面を基準位置とし，衝突後 $\Delta t = 10$ ms までに飛翔したジェット先端と基準位置との距離 L_{jet}, ならびに衝突に伴って跳ね上がった試験管底部と金属床材との距離 ΔH を計測した．これらを用いて，平均ジェット速度 $V_{jet} = (L_{jet} - \Delta H)/\Delta t$ と定義することで評価を行った．

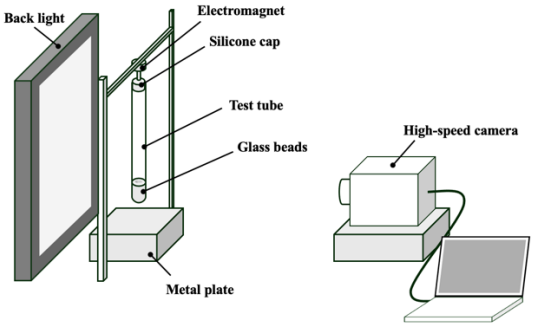


Fig. 1　Schematic diagrams of the experimental setup.

3．実験結果

粉体ジェットの射出挙動を Fig. 2 およびジェット速度解析結果を Fig. 3(a)に示す（ここで例として，凹面形状半径は r = 12 mm に関して示している）．Fig. 2 (a)~(c)の各湿度変化に対してジェット速度や到達距離に依存性が見られることがわかる．これは，吸湿による付着力および凝集性の増大により，粉体の流動性が低下し，与えられたエネルギーの散逸が増大するためでもあると考えられる．さらに，湿度条件 70 %における凹面形状変化に対するジェット速度の変化を Fig. 3(b)に示す．同湿度条件であることから，粉体の流動性は同一であるが，凹面形状が変化することによって，生成されるジェット速度も変化することが明らかとなった．また，ジェット径は凹面半径が増加することで太くなり，ジェット速度と最大到達距離は次第に低下することも明らかになった．湿度増加に対しても，いずれの凹面半径形状においても，Fig. 3(a)と同様にジェット速度および最高到達距離が顕著に低下することが明らかになった．これらの結果より，初期の凹面形状がジェット生成時に粉体の表面流動において発生するエネルギー散逸量に関連していることが示唆された．

4．おわりに

本研究では，相対湿度 70–90 %の環境下において，粒子の付着・凝集性および初期凹面形状が粉体ジェットの動的挙動に及ぼす影響を調査した．その結果，いずれの凹面半径においても，相対湿度の上昇に伴いジェット速度と最高飛翔距離が低下した．これは吸湿により粒子間付着力と凝集性が増大し，粉体の流動性低下とエネルギー散逸の増大を引き起こすためと考えられる．さらに，同一撃力条件下でも凹面半径の増加によりジェット速度と最高飛翔距離が低下することが示され，崩壊・流動に関与する粉体量の増加に伴う粒子間衝突・摩擦によるエネルギー散逸の増大が示唆された．

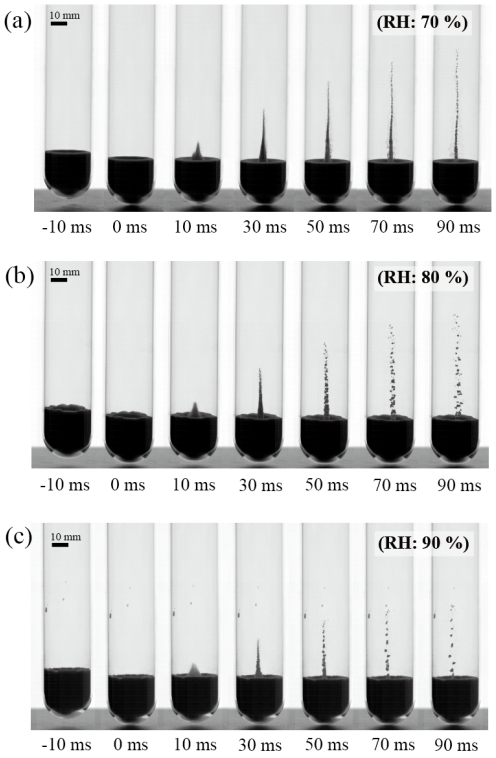


Fig. 2　Representative jetting behaviors for r = 12 mm under relative humidities of 70–90 %.

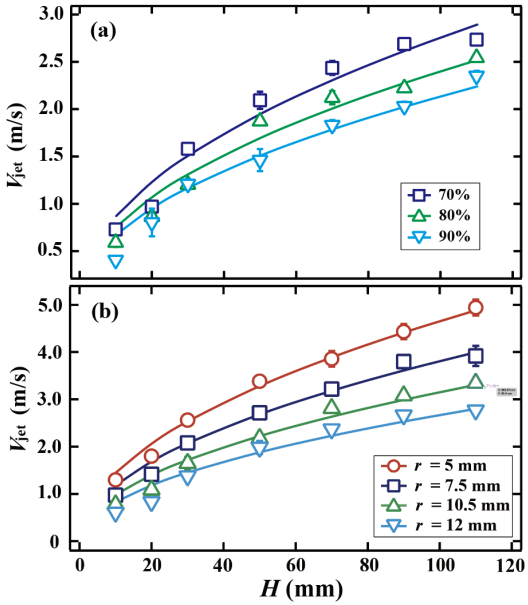


Fig. 3　Jet velocity as a function of drop height H: (a) for r = 12 mm at relative humidities of 70%, 80%, and 90%; (b) for different concave radii at 70% relative humidity.

参考文献

1) J. Duran, “Sands, Powders and Grains”, Springer Science & Business Media (2012).
2) F. Podczeck, J. M. Newton, *et al., Int. J. Pharm.* **149**, 2 (1997).
3) C. Hare, U. Zafar, *et al., Powder Technol.*, **285** (2015).
4) M. Paajanen, J. Katainen, *et al., J. Colloid Interface Sci*. **304**, 2 (2006).
5) H. M. B. Al-Hashemi and O. S. B. Al-Amoudi, *Powder Technol*. **330** (2018).
6) K. U. Kobayashi, K. Jinbo, *et al., Mater. Des*, **260**, 114951 (2025).

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

位相シフトエリプソメトリ計測とスパースモデリングによるナノフルイド超拡張濡れの物理因子抽出

Extraction of physical factors in nanofluid superspreading wetting via phase-shifting ellipsometry and sparse modeling

庄司　衛太（東北大・工）　　深見　開（東北大・工）
Eita SHOJI, Tohoku University
Kai FUKAMI, Tohoku University
E-mail: eita.shoji@tohoku.ac.jp

Superspreading wetting of surfactant-free nanofluids defies standard theoretical explanations. This study employs a data-driven sparse modeling approach, PDE-FIND, to identify the governing equations of droplet dynamics directly from nanometer-scale spatiotemporal film-thickness profiles measured by phase-shifting ellipsometry. While the identified equation for a pure solvent recovers classical lubrication physics, the nanofluid dynamics necessitates a unique transport term. Our findings suggest that this term represents nanoparticle-induced capillary wicking, providing a mathematical signature for superspreading behavior.

１．はじめに

固体表面上の液滴の濡れ現象は、塗装、コーティング、潤滑、洗浄、相変化伝熱など、多岐にわたる工学プロセスにおいて重要な物理現象である。一般に、液滴の接触半径 R の時間変化 t は $R \propto t^{0.1}$ に従うことが知られており、これは Tanner 則 [1]と呼ばれる。しかし、特定の液滴においては、この時間指数が 0.1 を上回り拡張する超拡張濡れ現象が報告されている。界面活性剤水溶液で初めて観測 [2]されたこの濡れ現象は、その発見から半世紀以上が経過しているが、そのメカニズム、特に気液界面の表面張力勾配（マランゴニ効果）や液滴内の溶質ナノ構造がどのように寄与しているかについては、依然として議論が続いている [3]。

さらに著者らは、界面活性剤を含まないナノ粒子分散系（ナノフルイド）においても、超拡張濡れが発生することを見出した [4]。ナノフルイドの特性評価の結果、この現象は界面活性剤水溶液で議論されてきた従来メカニズムだけでなく、接触線近傍液膜内での構造的分離圧、あるいは液体の非ニュートン特性でも説明できないことが示された。この未解明ダイナミクスを解明するため、本研究ではナノメートルからマイクロメートルの厚さスケールで計測された高精度な時空間膜厚プロファイルに対し、データ駆動型スパースモデリング（PDE-FIND [5]）を適用した。これにより、ナノフルイドの超拡張濡れを支配する未知の支配方程式を抽出し、その物理的解釈を試みることを目的とする [6]。

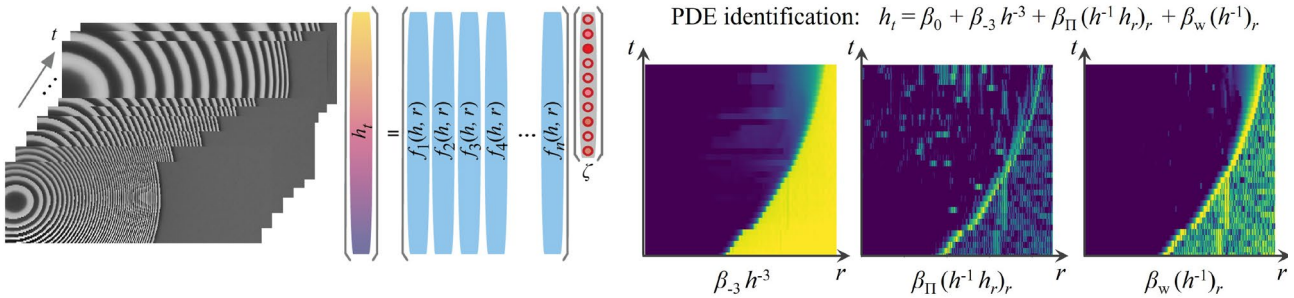
２．実験および解析手法

Figure 1 に本研究の概要を示す。本アプローチでは、計測された膜厚分布に対し PDE-FIND を適用することで、支配方程式の同定とその右辺各項の寄与を分解して評価することが可能である。本稿では、同定された方程式とその係数の物理的妥当性の検証に焦点を絞り、各項の時空間分布の詳細な議論については割愛する。

試料には、純液体としてノルマルヘプタン、およびナノフルイドとしてノルマルヘプタン中にデカン酸修飾 CeO_2 ナノ粒子（平均粒径 5.8 nm）[7]を 5 wt%分散させた液体を用いた。当該ナノ粒子は表面が高密度の有機分子で修飾されており、界面活性剤なしで安定分散する。これにより、界面活性剤の影響を排除し、流動や濡れへのナノ粒子そのものの寄与を純粋な評価が可能となる。

Figure 2 に実験系の概略を示す。基板上に滴下された各液滴の液膜厚さの時空間分布 $h(r, t)$は、位相シフトエリプソメータ [8]を用いてナノメートルオーダーの分解能で計測した。基板には平滑 Si 基板を用いた。また、大気開放環境下では、ノルマルヘプタンは容易に蒸発し、毛管流やマランゴニ対流といった液滴内流動が生じる [9]。純粋な濡れ現象を観測するために、ベース液体で飽和させた密閉セル内で計測を行うことで、液体蒸発の影響を最小限とした。

膜厚の時空間分布データ $h(r, t)$から支配方程式を抽出するため、スパースモデリングアルゴリズムである PDE-FIND を適用した。先行研究 [4, 9]において、接触線近傍のナ



i. Data curation from from the ellipsometer　　ii. Sparse dynamical modeling　　iii. Data-driven decomposition for liquid film thickness $h(r, t)$

Fig. 1 Overview of the present analysis.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

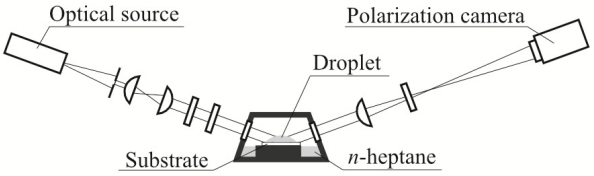


Fig. 2 Experimental setup.

ノメートル厚さ領域の挙動の重要性が示されたため、本研究では当該領域について解析を行った。具体的には、ライブラリ行列$\boldsymbol{\Theta}(h)$には、従来の潤滑理論に基づく表面張力項hh_{rrr}や分離圧項$(h^{-1}h_r)_r$、蒸発項に加え、ナノ粒子輸送の影響を想定したhの項（$h^{-1}{}_r, h^{-2}{}_r$など）を広く含めた。結果として得られるライブラリ行列は次で表される。

$$\boldsymbol{\Theta}(h) = \left[1, h^{-3}, \left(h^{-1}h_r\right)_r, \left(h^{-1}\right)_r, \left(h^{-2}\right)_r, \cdots, h^{-1}h_r\right] \quad (1)$$

ライブラリ行列が定義されると、反復最適化を通じてライブラリ内の各項目の係数が求められる。

$$\boldsymbol{\beta}^* = \mathrm{argmin}_{\beta}\|\boldsymbol{\Theta}\boldsymbol{\beta} - \boldsymbol{H}_t\|_2 + \alpha\|\boldsymbol{\beta}\|_1 \quad (2)$$

ここで$(\cdot)^*$は最適化された変数を表す。係数の決定には、計算負荷を抑えつつスパースな解を効率的に探索可能な逐次しきい値最小二乗法[10]を用い、候補項の中から実験データを記述する支配的な項のみを抽出した。

３．結果および考察

抽出された支配方程式の妥当性を検証するため、比較対象となる標準的な薄膜潤滑理論の式を定義する。平面状の薄膜流体における高さの時間変化h_tは、以下で表される。

$$h_t = -\frac{1}{\rho_l}(j_0 + \Lambda p) + \left(\frac{h^3}{3\mu}p_r\right)_r \quad (3)$$

ρ_lは液体の密度、μは粘度、j_0は一様な蒸発流束、pは圧力、Λは圧力依存の蒸発係数である。圧力pには、分離圧$\Pi(h) = -A/(6\pi h^3)$と毛管圧σh_{rr}を考える（A：Hamaker定数、σ：表面張力）。ただし、本研究の解析対象であるナノメートルスケールの液膜領域では、毛管圧σh_{rr}よりも分離圧$\Pi(h)$が支配的となる。

純液体およびナノフルイドのそれぞれについて、PDE-FINDにより同定された支配方程式を以下に示す。

・純液体

$$h_t = -4.29\times10^{-16} - 5.18\times10^{-31}h^{-3} - 2.68\times10^{-19}\left(h^{-1}h_r\right)_r \quad (4)$$

・ナノフルイド

$$h_t = -8.23\times10^{-16} - 1.17\times10^{-31}h^{-3} - 7.26\times10^{-19}\left(h^{-1}h_r\right)_r + 2.63\times10^{-19}\left(h^{-1}\right)_r \quad (5)$$

純液体およびナノフルイドの両方程式において、従来の潤滑理論と整合する各項、すなわち定数蒸発項β_0、圧力由来の蒸発項$\beta_{-3}h^{-3}$および分離圧流束項$\beta_\Pi(h^{-1}h_r)_r$が同定された。一方、ナノフルイドにおいては、これらに加えて新しい輸送項$\beta_w(h^{-1})_r$が抽出された。次に、これら係数βが物理的に妥当なオーダーであるかを検証する。

・定数蒸発項β_0

蒸発による一様な膜厚減少$-j_0/\rho_l$に対応する。$O(10^{-16})$ m/sは実験時間10^4 sを通して膜厚変化が10^{-12} m程度であることを意味する。本系では蒸発抑制環境としていることから、妥当なオーダーであると考える。

・$\beta_{-3}h^{-3}$項

分離圧による局所的な蒸発効果を表す。係数β^{-3}に対して、Hertz-Knudsenの式[11]から見積った有効凝縮係数は$\alpha \sim 10^{-2}$であった。これは蒸気拡散抵抗や粒子による表面被覆を考慮すると、妥当なオーダーである。

・$\beta_\Pi(h^{-1}h_r)_r$項

分離圧勾配を駆動力とする輸送を表す。同定された係数β_Πは、ノルマルヘプタンの粘度μおよびLifshitz理論によるHamaker定数$A \sim 10^{-21}$–10^{-20} Jから見積もられる理論範囲$O(10^{-19}$–$10^{-18})$ m^3/sと良好に一致しており、本項についても物理的妥当性が裏付けられた。

・$\beta_w(h^{-1})_r$項

ナノフルイドにおいてのみ抽出された本項は、粒子存在下でのみ発現する特有の輸送メカニズムを示唆する。一つの物理的解釈として、接触線近傍の粒子堆積層によるウィック作用を想定すると、ダルシーの法則から理論吸引量$O(10^{-19}$–$10^{-16})$ m^3/sが見積もられる。同定された係数は同オーダーであり、粒子誘起の構造的効果が超拡張濡れの駆動源である可能性を示す結果となった。

４．おわりに

本研究では、時空間膜厚分布の高精度データとデータ駆動型アプローチを組み合わせることで、ナノフルイドの超拡張濡れを記述する支配方程式の導出を試みた。結果、純溶媒では従来の潤滑理論と整合する項が同定され、手法の物理的妥当性が確認された。さらにナノフルイドにおいては、超拡張を駆動する要因として、新たな輸送項が特定された。これら成果は、複雑流体の未知の濡れダイナミクス解明における本アプローチの有効性を実証するものである。

参考文献

1. L. H. Tanner: The spreading of silicone oil drops on horizontal surfaces. J. Phys. D: Appl. Phys., 12, pp.1473, 1979.
2. E. G. Schwarz,W. G. Reid: Surface-active agents-their behavior and industrial use. Ind. Eng. Chem., 56, pp.26-31, 1964.
3. J. Venzmer: Superspreading – Has the mystery been unraveled? Adv. Colloid Interface Sci., 288, pp.102343-102343, 2021.
4. E. Shoji, A. Hoshino, T. Biwa, M. Kubo, T. Tsukada, T. Tomai,T. Adschiri: Superspreading wetting of nanofluid droplet laden with highly dispersed nanoparticles. Langmuir, 40, pp.26509-26516, 2024.
5. S. H. Rudy, S. L. Brunton, J. L. Proctor,J. N. Kutz: Data-driven discovery of partial differential equations. Science Advances, 3, pp.e1602614, 2017.
6. K. Fukami,E. Shoji: Data-driven sparse modeling and decomposition for superspreading-wetting dynamics of a droplet. arXiv preprint arXiv:2601.01776, 2026.
7. A. Yoko, Y. Omura, K. Ninomiya, M. Nishibori, T. Fujita, H. Kasai, E. Nishibori, N. Chiba, G. Seong, T. Tomai,T. Adschiri: Fusion Growth and Extraordinary Distortion of Ultrasmall Metal Oxide Nanoparticles. Journal of the American Chemical Society, 146, pp.16324-16331, 2024.
8. E. Shoji, A. Komiya, J. Okajima, M. Kubo,T. Tsukada: Three-step phase-shifting imaging ellipsometry to measure nanofilm thickness profiles. Opt. Lasers Eng., 112, pp.145-150, 2019.
9. E. Shoji, T. Saito, T. Biwa, M. Kubo, T. Tsukada, T. Tomai,T. Adschiri: Transitions in intra-droplet flow and wetting governing nanoparticle deposition patterns in inkjet-printed nanofluids. J. Colloid Interface Sci., 699, pp.138246, 2025.
10. S. L. Brunton, J. L. Proctor,J. N. Kutz: Discovering governing equations from data by sparse identification of nonlinear dynamical systems. Proceedings of the National Academy of Sciences, 113, pp.3932-3937, 2016.
11. A. Oron, S. H. Davis,S. G. Bankoff: Long-scale evolution of thin liquid films. Rev. Mod. Phys., 69, pp.931-980, 1997.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-05：複雑流体・ソフトマターのダイナミクス）

2026年5月17日(日) 13:20 ~ 14:35 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-05 (3)

座長:庄司 衛太(東北大学)

13:20 ~ 13:35

[25011] 回転円板上での液膜に形成されるRivulets挙動に関する数値的研究

*川口 祐司[1]、石丸 瑛[2]、仁村 友洋[1]、武藤 真和[1]、松田 健[1,2]、松井 則政[2]、玉野 真司[1] (1. 名古屋工業大学、2. SCREENホールディングス)

13:35 ~ 13:50

[25012] ピエゾ駆動型伸長レオメーターにおける極低濃度高分子溶液の伸長挙動に関する数値計算

*石川 大貴[1]、仁村 友洋[1]、武藤 真和[1]、玉野 真司[1] (1. 名古屋工業大学)

13:50 ~ 14:05

[25013] ステントリトリーバーの引き抜き過程における模擬血管内応力場の定量評価を目的とした高速度光弾性計測システムの開発

*六厩 賢星[1]、武藤 真和[1]、小林 和也[2]、玉野 真司[1] (1. 名古屋工業大学 大学院、2. 日本工業大学 大学院)

14:05 ~ 14:20

[25014] 濡れた粉体円柱の自重による崩壊条件の定量評価理論

*井上 隆介[1]、大槻 道夫[2,1] (1. 大阪大学、2. 島根大学)

14:20 ~ 14:35

[25015] 付着力を持つ粉体のジャミング転移

*大槻 道夫[1]、吉井 究[2]、水野 英如[3] (1. 島根大学、2. 東京理科大学、3. 東京大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

回転円板上での液膜に形成される Rivulets 挙動に関する数値的研究
Numerical study on rivulet dynamics in a liquid film on a rotating disk

川口　祐司（名工大院）　石丸　瑛（SCREEN HD）　仁村　友洋（名工大院）　武藤　真和（名工大院）
松田　健（名工大院，SCREEN HD）　松井　則政（SCREEN HD）　玉野　真司（名工大院）
Yuji KAWAGUCHI, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
Akira ISHIMARU, SCREEN HD
Tomohiro NIMURA, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
Masakazu MUTO, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
Takeshi MATSUDA, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology, SCREEN HD
Norimasa MATSUI, SCREEN HD
Shinji TAMANO, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
E-mail: y.kawaguchi.805@stn.nitech.ac.jp

In this study, the behavior of rivulets formed during the spreading of a liquid film on a rotating disk is reproduced through numerical simulations. By incorporating a dynamic contact angle model, the accuracy of the simulated spreading behavior of the liquid film is significantly improved. Comparison with the corresponding experimental results suggests that rivulets formed during the spreading process may originate from circumferential variations in the liquid film thickness.

1．はじめに

半導体製造における半導体ウエハーの表面処理の過程では，ウエハー表面上に金属微粒子等の異物が付着することが知られている [1]．そのような異物がウエハー表面上に残ると，半導体の性能が低下する．そのため，異物を除去する「洗浄」が繰り返されており，ウエハー洗浄は全製造工程の 3 割を占めるとされている [2]．

近年では，「枚葉式洗浄」と呼ばれる洗浄方法が広く用いられている [2]．枚葉式洗浄では，回転するウエハーの中心にノズルから液体を供給し，ウエハー表面上に液膜流れを形成することで，ウエハー表面上の異物を除去する．異物の除去力を向上させるためには，ウエハー表面上の液膜流れを制御する必要があり，液膜流れの流動メカニズムの解明が求められる．

本研究では，回転ウエハー表面上の液膜流れを数値計算で再現し，その流動メカニズムを解明することを目指す．具体的には，液膜が回転ウエハー表面上を濡れ拡がる過程で放射状に分裂して形成される筋状液流 [3] (rivulets) の挙動を，「動的接触角モデル」を用いた数値計算で再現する．対応する実験結果との比較により，動的接触角モデルの有効性を確認し，rivulets の形成メカニズムを調査する．

2．計算手法および計算条件

本研究では，OpenFOAM®に標準搭載されている気液二相流ソルバーおよび独自に実装した動的接触角モデルを用いた．流体運動は，質量保存則 (式(1)) および運動量保存則 (式(2)) により記述される．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{U}) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial (\rho \boldsymbol{U})}{\partial t} + \rho \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}}{\mathrm{d}t} \times \boldsymbol{r} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{U}\boldsymbol{U}) + 2\rho \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{U} + \rho \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r} = -\boldsymbol{\nabla} p + \mu \boldsymbol{\nabla}^2 \boldsymbol{U} + \boldsymbol{F} \tag{2}$$

ここで，ρ は密度，t は時間，$\boldsymbol{U}$ は速度ベクトル，$\boldsymbol{\Omega}$ は回転角速度ベクトル，$\boldsymbol{r}$ は位置ベクトル，p は圧力，μ は粘性係数，$\boldsymbol{F}$ は体積力である．運動量保存則 (式(2)) の左辺第 4 項および第 5 項はコリオリ力および遠心力であり，回転の効果を再現する．また，気液界面の捕獲には，volume-of-fluid(VOF) 法 [4]を用いた．VOF 法での密度 ρ および粘性係数 μ は，気体，液体の密度 ρ_G，ρ_L および気体，液体の粘性係数 μ_G，μ_L を用いて，式(3)および式(4)で表される．

$$\rho = \rho_G (1 - \alpha) + \rho_L \alpha \tag{3}$$

$$\mu = \mu_G (1 - \alpha) + \mu_L \alpha \tag{4}$$

α は計算メッシュに占める液体の体積比 (液体率) である．さらに，体積力 $\boldsymbol{F}$ は式(5)で表される．

$$\boldsymbol{F} = \rho \boldsymbol{g} + \sigma \kappa \boldsymbol{\nabla} \alpha \tag{5}$$

式(5)の右辺第 1 項は流体に作用する重力であり，$\boldsymbol{g}$は重力加速度である．右辺第 2 項は気液界面に作用する表面張力を continuum surface force (CSF) モデル [5]によりモデル化したものであり，σ は表面張力係数，κ は界面曲率である．

本数値計算で用いた計算領域およびメッシュを Fig. 1 に示す．計算領域の中心角は 90º とした．ノズルから流量 Q で液体を供給し，回転角速度 Ω で回転するウエハー表面を液膜が濡れ拡がる挙動を再現した．ウエハーの半径 R は 150 mm，ウエハー表面の静的接触角 θ_0 は 5.2º とした．ウエハー表面近傍には，境界層の計算精度を向上するためにレイヤーメッシュを用いた．壁面に最も近いメッシュの z 方向厚さは 14 μm とし，z 方

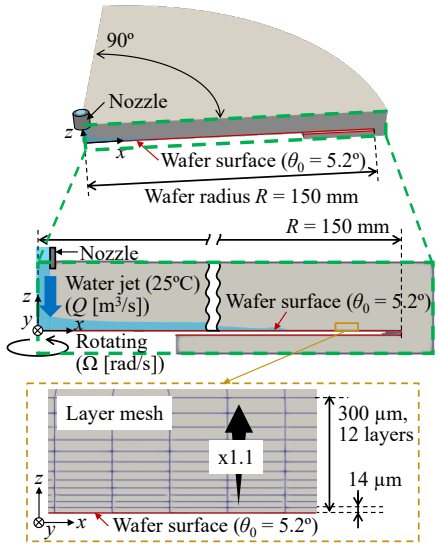


Fig. 1 Schematic diagram of computational domain and mesh.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

Table 1 Physical properties and numerical conditions.

Gas	Air (25ºC)
Density ρ_G [kg/m^3]	1.2
Viscosity μ_G [Pa·s]	1.8×10^{-5}
Liquid	Water (25ºC)
Density ρ_L [kg/m^3]	1.0×10^{3}
Viscosity μ_L [Pa·s]	8.9×10^{-4}
Surface tension σ [N/m]	7.2×10^{-2}
Liquid flow rate Q [m^3/s]	1.667×10^{-5}
Wafer angular velocity Ω [rad/s]	104.7

向のメッシュ厚さ拡大率は 1.1 倍に設定して，レイヤーメッシュの厚みの合計が 300 μm となるようにレイヤーメッシュを生成した．気体・液体の種類や物性値，液体の流量 Q，およびウエハーの回転角速度 Ω を Table 1 に示す．

ウエハー表面上での濡れ拡がり挙動において，液膜の動的接触角 θ_d はその濡れ拡がり速度 U_C に応じて変化する [6]．本数値計算では，ウエハー表面での θ_d と U_C の関係を再現するため，Kistler[7]が提案した動的接触角モデル (Kistler モデル，式(6)および式(7)) を用いた．

$$\theta_d = f_H\left\{\frac{\mu U_C}{\sigma} + f_H^{-1}(\theta_a)\right\} \tag{6}$$

$$f_H(x) = \arccos\left[1 - 2\tanh\left\{5.16\left(\frac{x}{1+1.31x^{0.99}}\right)^{0.706}\right\}\right] \tag{7}$$

ここで，$f_H^{-1}(x)$ は $f_H(x)$ の逆関数である．Kistler モデルでは，モデルパラメータとして液体が固体表面上を濡れ拡がり始める瞬間の θ_d (すなわち，前進接触角 θ_a) を用いる．静的接触角 $\theta_0 \approx 5$º のウエハー表面において，動的接触角 θ_d を実験的に計測し，$\theta_a = 10$º を得た．Kistler モデルにより計算される θ_d と U_C の関係を Fig. 2 に示す．Figure 2 に示すように，$\theta_d = \theta_a$ を与えることで $U_C > 0$ における θ_d が計算される．Kistler モデルにより，θ_d が U_C によって変化し，式(5)の気液界面曲率 κ および液体率 α の勾配$\nabla\alpha$ の計算を通して，θ_d の変化が数値計算結果に反映される．本研究では，動的接触角モデルおよび静的接触角モデル (静的接触角 θ_0 一定) を用いた数値計算を実施した．

3．計算結果および考察

静的接触角モデル，動的接触角モデルを用いた数値計算および対応する実験 [8]における濡れ拡がり挙動を Fig. 3 に示す．数値計算結果 (Figs. 3(a), (b)) において，灰色の部分はウエハー表面を，コンターは液膜厚さを表す．また，実験結果 (Fig. 3(c)) において，暗い部分はウエハー表面を，明るい部分は液膜を表す．数値計算結果および実験結果ともに，液膜がウエハー表面を濡れ拡がる過程で形成される rivulets が見て取れる．動的接触角モデルを用いた場合 (Fig. 3(b)) は，静的接触角モデルを用いた場合 (Fig. 3(a)) より

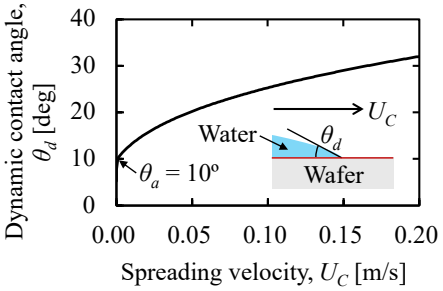


Fig. 2 Relationship between the dynamic contact angle θ_d and the spreading velocity U_C on the wafer surface calculated by Kistler model (Eqs. (6) and (7)).

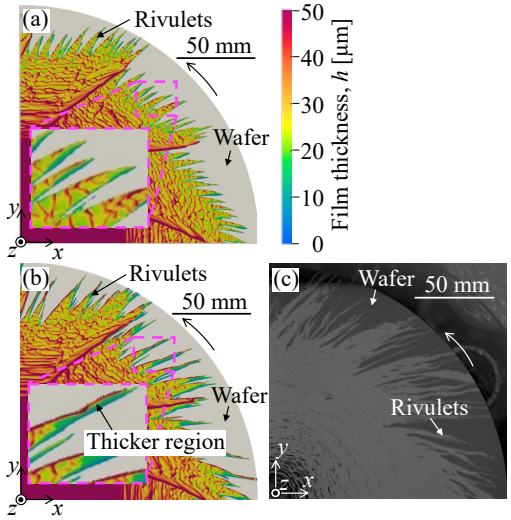


Fig. 3 Comparison of spreading behavior between simulations and experiment at $Q = 1.667\times10^{-5}$ m^3/s and Ω = 104.7 rad/s: (a) static contact angle model (static contact angle $\theta_0 = 5.2$º), (b) dynamic contact angle model (Kistler model, $\theta_0 = 5.2$º, advancing contact angle $\theta_a = 10$º), and (c) experimental result[8] ($\theta_0 \approx 5$º, $\theta_a \approx 10$º).

も rivulets が大きく伸長し，実験結果 (Fig. 3(c)) の再現性が向上している．また，静的接触角モデルを用いた場合には，rivulets における液膜厚さがほぼ一様であるのに対して，動的接触角モデルを用いた場合には，rivulets の液膜厚さの周方向変化が大きいことがわかる．よって，rivulets の液膜厚さの変化が rivulets の伸長を促進させると考えられる．

4．結言

本研究では，回転ウエハー表面上の液膜の濡れ拡がり挙動を数値計算で再現した．動的接触角モデルの適用により，実験で確認された濡れ拡がり挙動の再現性が向上することを示した．これは，濡れ拡がる過程で形成された rivulets の周方向の液膜厚さの変化に起因する可能性が示唆された．

参考文献

1) 服部毅: 先端半導体洗浄技術の課題と展望，表面技術，59, 8, pp. 526–533, 2008.
2) 真田俊之，神保佳典: 半導体製造工程における枚葉式洗浄技術，ながれ，42, 3, pp. 187–192, 2023.
3) A. S. Ylitalo, D. J. Walls, D. S. L. Mui, J. M. Frostad, and G. G. Fuller: Spreading of rinsing liquids across a horizontal rotating substrate, Phys. Fluids, 31, 082104, 2019.
4) C. W. Hirt and B. D. Nichols: Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, J. Comput. Phys., 39, 1, pp. 201–225, 1981.
5) J. U. Brackbill, D. B. Kothe, and C. Zemach: A continuum method for modeling surface tension, J. Comput. Phys., 100, 2, pp. 335–354, 1992.
6) K. Yokoi, D. Vadillo, J. Hinch, and I. Hutchings: Numerical studies of the influence of the dynamic contact angle on a drop impacting on a dry surface, Phys. Fluids, 21, 072102, 2009.
7) S. F. Kistler: Hydrodynamics of wetting, Wettability, 6, pp. 311–430, 1993.
8) A. Ishimaru, S. Aihara, T. Matsuda, M. Muto, S. Tamano, and N. Matsui: Numerical and experimental investigation of atomized droplets ejected from the edge of a rotating disk, Proceedings of ICFD2025, 22, pp. 422–425, 2025.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

ピエゾ駆動型伸長レオメーターにおける極低濃度高分子溶液の伸長挙動に関する数値計算

Numerical Simulation of Extensional Behavior of Extremely Dilute Polymer Solutions in Piezo-Driven Extensional Rheometer

石川　大貴（名工大院）　仁村　友洋（名工大院）　武藤　真和（名工大院）　玉野　真司（名工大院）
Haruki ISHIKAWA, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
Tomohiro NIMURA, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
Masakazu MUTO, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
Shinji TAMANO, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
E-mail: h.ishikawa.667@stn.nitech.ac.jp

This study numerically investigates the extensional behavior of extremely dilute polymer solutions at two different concentrations in a piezo-driven extensional rheometer equipped with a drop-on-demand (DOD) head, using OpenFOAM with the VOF method and the FENE-P model. The higher polymer concentration promotes filament extension and suppresses the satellite droplet formation, whereas lower concentration leads to earlier breakup and the formation of beads-on-a-string structures.

１．緒言

インクジェット技術は非接触で吐出量を精密制御できる印刷手法であり，紙媒体への印刷に留まらず幅広い分野で利用されている．インクジェットでは，吐出された液体が伸長して細長い液柱 (フィラメント) を形成し，その後分裂して液滴が形成される．フィラメントの伸長挙動は液滴形成に影響を及ぼし，印刷品質に寄与するため，伸長メカニズムの理解および液滴形成の制御が求められている．

フィラメントの伸長挙動は，液体の物性や吐出条件によって変化する．特に，高分子の添加により，フィラメントの分裂が遅延し，副次液滴 (サテライト液滴) の形成が抑制されることが報告されている [1]．伸長特性の評価には伸長レオメーターである CaBER[2]や DoS[3]等が用いられてきたが，これらの手法はインクに代表される数 mPa·s 程度の低粘度液体への適用が困難であった．著者らの研究室では，drop-on-demand (DOD) ヘッドを搭載した「ピエゾ駆動型伸長レオメーター」を提案し，実際のインクジェットに近い吐出条件での液体の伸長特性評価を実現した [1]．しかし，低粘度液体の伸長メカニズムは十分に解明されていない．

本研究では，代表的な高分子である polyethylene oxide (PEO) の希薄水溶液を対象に，ピエゾ駆動型伸長レオメーターの数値計算を実施する．数値計算結果と実験結果との比較を通して，低粘度液体のフィラメントの伸長メカニズムおよびその溶液濃度依存性を評価する．

２．計算条件

本研究では，OpenFOAM®および RheoTool®を用いて粘弾性流体の気液二相流計算を行った．気液界面の捕獲には VOF 法を用い，粘弾性流体の再現には FENE-P モデルを採用した．モデルパラメータ L^2 (高分子の最大伸長の程度を表すパラメータ) は先行研究 [3]に基づき $L^2 = 3720$ とした．

計算領域には，ノズルからの一軸伸長流を仮定した 2 次元軸対称モデルを用い，ノズル半径 $R_0 = 20$ μm とした．対象流体は分子量 1×10^6 g/mol の PEO 水溶液であり，水と同程度のゼロせん断粘度を有する極低濃度範囲 $c = 5.0\times10^{-5}$–5.0×10^{-3} wt.%を扱った．溶媒の粘度は $\eta_s = 1.0$ mPa·s とした．溶液の密度 $\rho_l = 998$ kg/m^3，表面張力 $\Gamma = 72$ mN/m，ゼロせん断粘度 $\eta_0 = 1.0$ mPa·s, および伸長緩和時間 $\lambda_{E,Exp} = 0.0236$–0.199 ms は実験値 [1]に基づいて設定した．

液体の吐出は，領域上部境界に時間依存の速度境界条件を与えて模擬した．ピエゾ駆動の入力速度波形は，実験 [1]の高速度撮影から得た液体体積の時間変化から逆算して設定された．

３．数値計算結果および考察

PEO 濃度 $c = 5.0\times10^{-5}$, 5.0×10^{-3} wt.% (極低濃度条件) における数値計算の時系列可視化結果を Fig. 1 に示す．図中の赤色は液相，青色は気相を示す．$c = 5.0\times10^{-3}$ wt.% (Fig. 1(b)) では，$c = 5.0\times10^{-5}$ wt.% (Fig. 1(a)) と比較してフィラメントが著しく伸長し，サテライト液滴の形成が抑制された．$c = 5.0\times10^{-5}$ wt.%ではノズル近傍で早期破断が生じ，液滴が数珠状に連結する beads-on-a-string (BOAS) 構造 [2]が形成された．これらの傾向は実験結果 [1]とも一致する．以上より，極低濃度溶液においても，高分子伸長に起因する粘弾性効果がフィラメント挙動に影響することが示された．

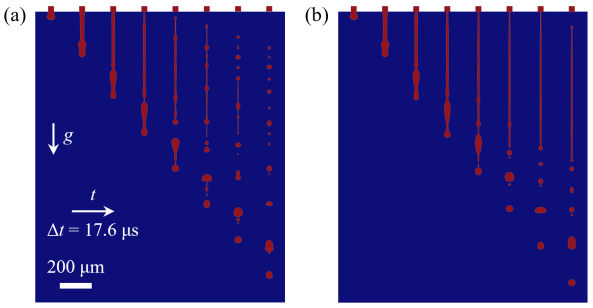


Fig.1 Temporal evlolution of filament dynamics for different concentrations c of (a) 5.0×10^{-5} wt.% and (b) 5.0×10^{-3} wt.%.

４．結言

本研究では，極低濃度 PEO 溶液を対象としたピエゾ駆動型伸長レオメーターにおけるフィラメント伸長挙動を数値計算により再現した．その濃度依存性を明らかにし，濃度の増加に伴うフィラメント伸長の促進およびサテライト液滴の抑制を再現した．これにより，吐出溶液の極低濃度領域における粘弾性効果の重要性を示した．

謝辞

本研究は，NEDO の官民による若手研究者発掘支援事業の補助を受けている．ここに記して感謝の意を表す．

参考文献

1) Matsuda, T. *et al.*: J. Non-Newtonian Fluid Mech., 341, 105422, 2025.
2) Clasen, C. *et al.*: J. Rheol., 50, 6, pp.849–881, 2006.
3) Dinic, J. *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 116, 18, pp.8766–8774, 2019.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

ステントリトリーバーの引き抜き過程における模擬血管内応力場の定量評価を目的とした高速度光弾性計測システムの開発

Development of High-Speed Photoelastic Measurement System for Quantitative Evaluation of Stress Fields during Stent Retriever Withdrawal in Vascular Phantom

六厩　賢星（名工大院）　武藤　真和（名工大院）　小林　和也（日工大院）　玉野　真司（名工大院）
Kensei MUMAI, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
Masakazu MUTO, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
Kazuya KOBAYASHI, Graduate School of Engineering, Nippon Institute of Technology
Shinji TAMANO, Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology
E-mail: k.mumai.676@stn.nitech.ac.jp

In this study, we have developed a synchronized measurement system combining a high-speed polarization camera and a load cell to simultaneously measure the phase retardation field and retrieval force during stent retriever withdrawal in a gel-based vascular phantom. The results showed that the phase retardation correlates with the retrieval force. Furthermore, the internal birefringence distribution of the vascular phantom was visualized by the reconstruction via the inverse Abel transformation.

1．緒言

脳梗塞に対する治療法の一つにステントリトリーバーを用いた血管内治療があるが [1]，一度の挿入・引き抜き操作で完全な血管再開通を達成することは困難である．その結果，複数回の操作が行われることで，血管壁には機械的接触および摩擦が作用し，合併症のリスクが増大する可能性が指摘されている [1]．我々は，ステントと血管壁の力学的相互作用の定量評価に向けて，応力可視化手法である高速度光弾性法 [2]に着目した．本手法では，高速度偏光カメラにより，応力負荷に生じる位相差を非定常に可視化する．位相差 δ は複屈折δnの光軸 (z 軸) 方向の積算量であり ($\delta = \int \delta n \mathrm{d}z$)，また，複屈折 δn と主応力差 σ_d の間には比例関係を示す応力光学則 ($\delta n = C\sigma_\mathrm{d}$) が成立する．

本研究では，模擬血管内においてステントの引き抜き操作を行い，その際の位相差場を高速度光弾性法により計測した．あわせて，引き抜き力を同期計測し，位相差との関係を調査した．さらに，位相差データに三次元再構成処理を施し，主応力差に比例する複屈折に変換することを試みた．以上より，引き抜き動作が血管壁に与える応力場の定量評価を行った．

2．実験方法

模擬血管は，内径 2 mm の直円管を有するゲル (ポリウレタン) 製の直方体流路である．模擬血管内部にステントリトリーバーを留置し，アクチュエータ (ZSHM6H040AZAC, オリエンタルモーター株式会社) により，引き抜き速度 10 mm/s で引き抜いた．ステントには，ステント径 3 mm の SFR4-3-40-10 (Solitaire X, メドトロニック株式会社) を使用した．引き抜き力は，ロードセルおよびロードセルアンプ (eDPU-5N および eFA-Plus 2, イマダ株式会社) を用いて計測した．高速度光弾性計測には高速度偏光カメラ (PI-5WP, 株式会社フォトニックラティス) および円偏光光源を用い，撮影条件は，フレームレート 60 fps, シャッター速度 1/60 s, 画素数 848 × 680 pixels, 空間解像度 46 μm/pixel とした．

3．実験結果

ステントの引き抜き時に得られた，位相差および主軸方位 (主応力方向) の分布画像を Fig. 1(a) に示す．カラーコンターが位相差を，黒線が主軸方位を表している．引き抜きの進行に伴い，位相差は応力集中部の位置変化に追従し，当該位置における主軸方位が±45 度に近づく傾向が確認された．このことから，モールの応力円理論 [2]より，せん断応力成分が支配的となることが示唆された．また，ステントが模擬血管から引き抜かれる過程において，位相差および引き抜き力はいずれも減少する傾向が確認された．この結果より，両者の対応関係が示された．

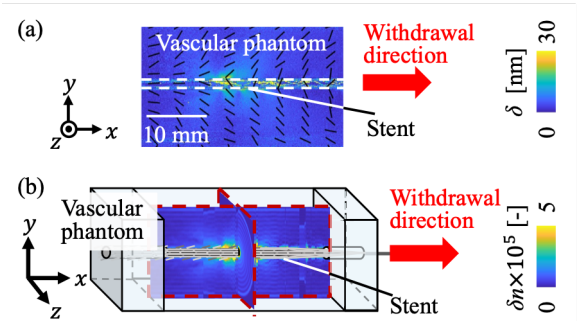


Fig. 1 (a) Phase retardation and principal axis fields during stent retriever withdrawal in a vascular phantom, and (b) birefringence distribution reconstructed by the inverse Abel transformation.

Fig. 1(b)では，位相差および主軸方位の計測データに逆アーベル変換を適用して再構成した複屈折分布の可視化結果を示す．複屈折の集中部は位相差の集中部と一致した．応力光学則より，複屈折分布は主応力差分布に比例すると考えられるが，本結果の妥当性の検証については今後の課題とする．

4．結言

ステントを模擬血管から引き抜く際に生じる応力 (位相差) 分布と引き抜き力の同期計測システムを，高速度偏光カメラとロードセルを用いて構築し，両者の関係を調査した．結果として，位相差が引き抜き力に対応すること，せん断応力成分が支配的であることが示された．さらに，計測データに三次元再構成処理を施し，模擬血管内の三次元複屈折分布を可視化した．

5．謝辞

本実験装置の一部提供に対し，名古屋市立大学脳神経外科の西川祐介講師と名古屋工業大学の前川覚准教授に感謝する．

6．参考文献

1) Campbell, B. C. V. *et al.*: Ischaemic Stroke, Nature Reviews Disease Primers, 5, 1, pp. 1–22, 2019.
2) 武藤真和, 他: 感圧ゲル内部のせん断応力場の可視化に向けた高速度光弾性法の開発, 日本機械学会論文集, 91, 942, pp. 1–17, 2025.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

濡れた粉体円柱の自重による崩壊条件の定量評価理論
A Quantitative Evaluation Theory for Collapse Conditions of Wet Granular Columns under Gravity

井上　隆介（大阪大・基礎工）　　大槻　道夫（島根大・総合理工，大阪大・基礎工）
Ryusuke INOUE, The University of Osaka
Michio OTSUKI, Shimane University
E-mail: r_inoue@fm.me.es.osaka-u.ac.jp

Wet granular columns collapse under their own weight when their height exceeds a critical height H_c. We performed numerical simulations of wet granular columns to examine the dependence of the critical height H_c on various parameters. The critical height H_c is proportional to inverse of the particle diameter $1/d$ which is consistent with the theoretical prediction based on the Mohr-Coulomb yield criterion.

１．緒言

砂や粉などの粉体に少量の液体を添加すると，粒子間に液架橋が形成されて粒子間に引力がはたらくことにより凝集性を獲得する [1]．このような凝集性により，濡れた粉体を成形することで，砂の城に代表されるような複雑な形状の構造物を作ることができる [1]．これらの構造物は条件によっては自重で崩壊することが知られている [2]．このような構造物の崩壊は，粉体粒子の直径dなどの物性値に依存することが予想されるが，これらの物性値をもとに崩壊条件を記述する理論は未だに確立されていない．

本研究では，濡れた粉体で構成された円柱形状の構造物が自重で崩壊する臨界高さH_cに着目し，離散要素法を用いた数値計算を実行することでH_cを計測した．粒子直径dをパラメータにとった数値計算を行うことで，H_cのdに対する依存性を調べた．さらに，円柱内部の応力場に着目した理論解析を行うことで，H_cを理論的に予測し，数値計算の結果と比較することで妥当性を検証した．

２．数値計算手法

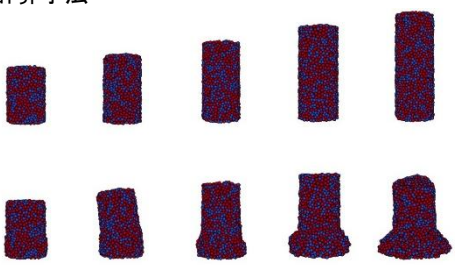


Fig. 1 The snapshots of wet granular columns with various heights H. (a) represents the initial states, and (b) represents the finite states.

我々は，離散要素法を用いることで濡れた粉体の数値計算を実行した．離散要素法では各粒子間の接触で生じる弾性力と減衰力をばねとダンパでモデル化して計算することで，系の挙動を計算する．本研究では先行研究にならい，粒子間に生じる液架橋力を粒子間距離に依存する相互作用力として取り入れる [3]．

Fig. 1 (a)のように円筒容器を模したポテンシャル壁内部に粉体粒子を堆積させて圧縮することで円柱形状の構造物を成形する．その後，円筒容器を取り除くことで水平面上に円柱を静置し，Fig. 1 (b)に見られるような重力による変形を観察する．

３．結果

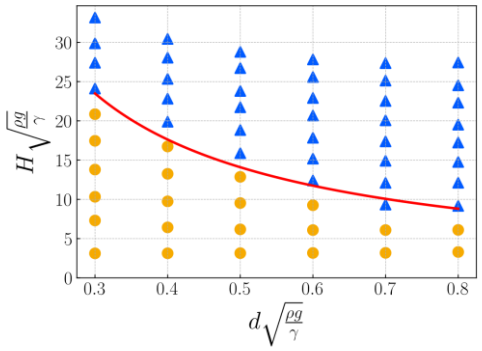


Fig. 2 Phase diagram for the stability of a wet granular column on the plane of d and H. Circles and triangle represent stable and unstable, respectively. A solid line represents the theoretical prediction of critical height H_c.

粒子直径dと円柱の初期高さHをパラメータにとり，様々な条件での安定性を調べた結果を Fig. 2 に示す．それぞれのdにおいて崩壊が生じる臨界高さH_cが存在しており，dの増加に伴ってH_cが減少していることが確認できる．

４．理論解析

本研究では，円柱の内部応力場がモールクーロンの破壊基準によって与えられる降伏条件を超える際に崩壊が生じると仮定し，理論解析によって臨界高さH_cを定量的に予測した．Fig. 2 にその理論予測を実線で示した．その結果，数値的に求めたH_cと理論予測が定量的に一致することが明らかになった．

５．結言

数値計算結果と理論予測が定量的に一致したことから，我々が行った理論解析の妥当性が検証された．講演では粒子の摩擦係数μや円柱半径Rについても検証を行った結果についても報告する．

参考文献

1) S. Herminghaus: Dynamics of wet granular matter, Adv. in Phys., 54, pp.221-261, 2005.
2) M. Pakpour et al.: How to construct the perfect sandcastle, Sci. Rep., 2, 549, 2012.
3) G. Lian et al.: A theoretical study of the liquid bridge forces between two rigid spherical bodies, J. Coll. Interf. Sci., 161, pp.138-147, 1993.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

付着力を持つ粉体のジャミング転移
Jamming transition of cohesive granular materials

大槻　道夫（島根大・総理）　　吉井　究（東理大・先進工）　　水野　英如（東大・総文）
Michio OTSUKI, Shimane University
Kiwamu YOSHII, Tokyo University of Science
Hideyuki MIZUNO, The University of Tokyo
E-mail: otsuki@riko.shimane-u.ac.jp

We numerically and theoretically investigate the elasticity of a cohesive granular material near the jamming transition. Discrete element method simulations reveal pronounced hysteresis: the shear modulus measured at a given pressure depends on the loading protocol. Based on effective medium theory, we analytically derive an expression for the shear modulus. The theory indicates that the hysteresis originates from the breakdown of marginal stability, which is known to hold for granular materials interacting only through repulsive forces. The theoretical predictions are quantitatively confirmed by numerical simulations.

１．はじめに

粉体などのマクロ粒子集合体では，充填率ϕの増大によって剛性が現れるジャミング転移が発生する．このようなジャミング系では，剛性率Gを充填率ϕ の関数としてみると，同じϕでも生成過程（圧縮・膨張）により Gが異なる履歴依存性が現れる．しかし，粒子間に単純な斥力のみが働く理想的な系では，Gを充填率ϕではなく圧力 pの関数として整理すると，この見かけの履歴依存性が消え，普遍的なスケーリング則が成立することが知られている [1]．このスケーリング則の起源は，粒子配置の安定性に関する Marginal stability にあると理論的に示されている [2]．

しかし，上記の結果は斥力粒子系だけで確認されており，液架橋による引力相互作用などの付着力を持つ粒子で発生するジャミング転移にも適用できるかは未解明であった．本研究では，単純な引力相互作用を付与した粒子系のシミュレーションを行い，その結果を斥力粒子系で発展している Effective Medium Theory の拡張によって検討した．

２．手法

我々は離散要素法を用いて，３次元の直径dの摩擦のない付着力を持った粉体に対して，充填率ϕを徐々に増大させて系を圧縮した後に，再び充填率ϕを減少させることで系を膨張させるシミュレーションを実行した．特に付着力については，粒子間の相対距離に対して区分線形的な依存性を持つ簡略化したモデルを採用した [3]．この計算で，それぞれの過程の各状態における剛性率G，圧力 p，接触点数Zを測定する．

３．剛性率の履歴依存性

Fig. 1 には付着力を持つ粒子系における，圧縮過程と膨張過程での剛性率Gを$p^{1/2}$の関数として示した．斥力粒子系の場合，剛性率Gは圧縮過程と膨張過程で同じ値を取り，圧力pに対して$G \propto p^{1/2}$というスケーリング則が成立する．しかし，Fig. 1 は付着力を持つ粒子において，そのような単純なpに対するスケーリング則が破れ，同じpの状態であっても圧縮過程と膨張過程においてGの値が異なるという履歴依存性が発生していることを示している．また，斥力粒子系ではGだけでなく，粒子の接触点数Zについても別のスケーリング則が成立するが，付着力を持つ粒子においてはその法則も破れる．

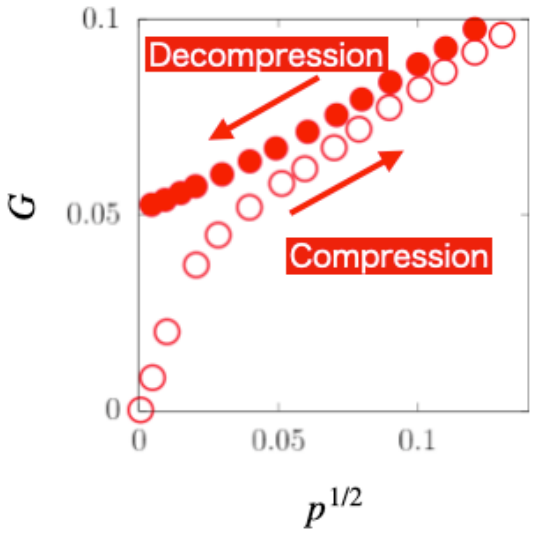


Fig. 1 Shear modulus G as a function of $p^{1/2}$. The open and closed symbols represent the compression and decompression processes, respectively.

４．Effective Medium Theory

Fig. 1 に示したスケーリング則の破れを解析するために，Effective Medium Theory[2]を付着力を持つ粒子系に拡張し，剛性率Gの理論的な計算を行った．設定に幾つかの違いはあるが，実効的には斥力粒子系と同様に剛性率GがpとZの関数として

$$G(Z,p) = G_0(Z)\left(1+\sqrt{\frac{p-p_c(Z)}{p_c(Z)}}\right) \quad (1)$$

と書けることを解析的に導出した．ここで，$G_0(Z)$はEを定数として

$$G_0(Z) = E\,(Z - Z_{\mathrm{iso}}) \quad (2)$$

で与えられる bare な剛性率である．ここでZ_{iso}は剛性が発生するのに必要な接触点数Zの最小値である．また，$p_c(Z)$は粒子配置の安定性に関する臨界圧力で，Πを定数として

$$p_c(Z) = \Pi(Z - Z_{\mathrm{iso}})^2 \quad (3)$$

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

で与えられる．

斥力粒子系では Marginal stability によって$p = p_c(Z)$が成立し，圧力pと接触点数Zの間に 1 対 1 の対応関係が成立する．そのため，式(2)と(3)を$p = p_c(Z)$と併せて式(1)に代入することで，斥力粒子でよく知られている$G \propto p^{\frac{1}{2}}$の圧力$p$のみによるスケーリング則が導出される．しかし，付着粒子系に関しては Marginal stability は検証されておらず，圧力に関する不等式$p < p_c(Z)$のように Marginal stability が破れる可能性がある．その場合，剛性率をpのみの単純な関数で表すことができなくなり，指定したpにおいても接触点数Zの値の違いで剛性率に履歴依存性が発生しても良いことが理論的に予言される．また，不等式$p < p_c(Z)$が成立する場合，式(1)と併せて$G > G_0(Z)$のように剛性率Gが bare な剛性率$G_0(Z)$とずれて大きくなることも予言される．

6．理論の検証

我々は上記の Effective medium theory の理論的な予言を検証するために，まず付着力を持つ粒子系における Marginal stability の破れを検証した．Fig. 2 には付着粒子における圧力pの$Z - Z_{\mathrm{iso}}$に対する依存性を示している．実線は式(3)で与えられる臨界圧力$p_c(Z)$を表している．この図で圧力pが常に臨界圧力$p_c(Z)$の下にあることから，$p = p_c(Z)$で与えられる Marginal stability の条件が確かに破れて$p < p_c(Z)$となっていることが示されている．

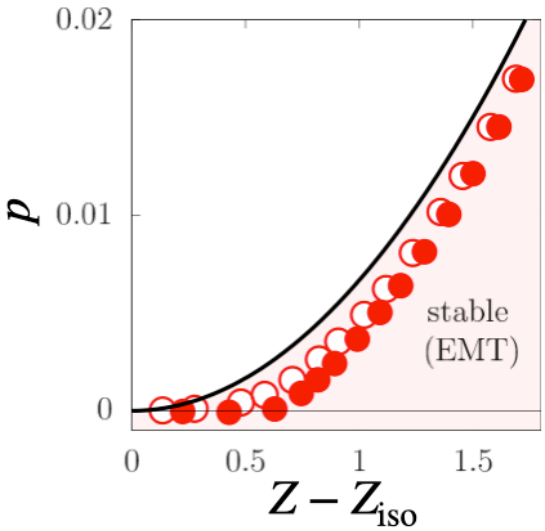


Fig. 2 Pressure p as a function of $Z - Z_{\mathrm{iso}}$. The solid line represents the critical pressure $p_c(Z)$.

また，Effective medium theory と Marginal stability の破れから導かれる bare な剛性率の破れである$G > G_0(Z)$を検証するために，Fig. 3 に付着粒子における剛性率Gの$Z - Z_{\mathrm{iso}}$に対する依存性を示している．実線は式(2)で与えられる bare な剛性率$G_0(Z)$を表している．この図で剛性率Gが実線の上にあることから，$G > G_0(Z)$が確かに成立していることがわかる．

さらに，Effective medium theory の理論式である式(1)自体の成立を独立に検証するために，その式を変形して以下の一般化スケーリング則を導出した．

$$\frac{G - G_0(Z)}{G_0(Z)} = \sqrt{\frac{p - p_c(Z)}{p_c(Z)}} \qquad (4)$$

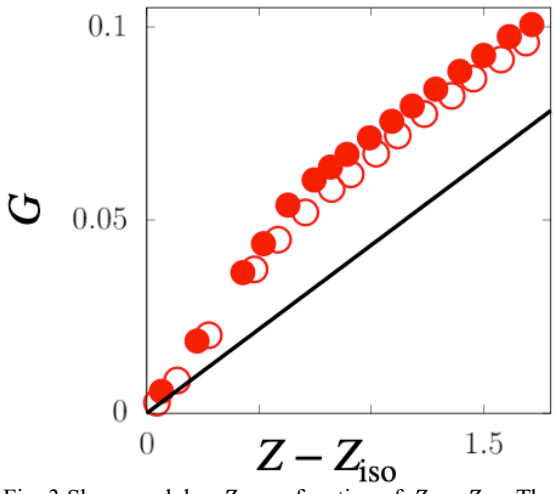


Fig. 3 Shear modulus Z as a function of $Z - Z_{\mathrm{iso}}$. The solid line represents the bare shear modulus $G_0(Z)$.

この式の左辺は bare な剛性率からのずれを表しており，右辺は Marginal stability の破れを表している．Fig. 4 には付着粒子における式(4)に基づいたスケーリングプロットを示している．数値計算により得られたデータ点が，ごく少数の点を除いて式(4)で与えられる実線と重なっていることから，Effective medium theory の解析結果である式(1)自体も付着力を持つ粒子系において成立することを確認した．

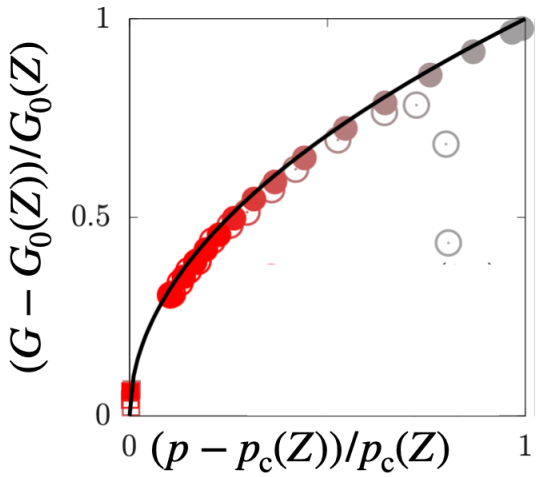


Fig. 4 Scaling plot based on Eq. (4). Open and closed circles represent the compression and decompression processes, respectively. The solid line represents Eq. (4).

これらの結果を合わせると，Fig. 1 に示した付着力を持つ粒子系でのスケーリング則の破れは，Marginal stability の破れが原因であると結論づけられる．講演では理論や数値計算の結果についてさらに詳細な報告を行う予定である．

参考文献

1) T. Kawasaki and K. Miyazaki, Phys. Rev. Lett. **132**, 268201 (2024).
2) H. Mizuno and A. Ikeda, EPL **148**, 36001 (2024).
3) D. J. Koeze and B. P. Tighe, Phys. Rev. Lett. **121**, 188002 (2018).

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-10：構造物への衝撃作用と力学的評価）

2026年5月17日(日) 14:45 ~ 15:45 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-10 (1)

座長:崎野 良比呂(近畿大学)

14:45 ~ 15:00

[25016] 飛翔体衝突を受けるナイロン繊維補強コンクリート板の耐衝撃性に関する実験的研究

*別府 万寿博[1]、内山 拓也[1]、長友 法樹[2]、木村 辰也[3]、原田 智嘉[4]、小浪 岳治[4] (1. 防衛大学校、2. AOB&DAVINCI、3. 日本ランテック、4. 岡三リビック)

15:00 ~ 15:15

[25017] 爆発荷重に対するハニカムパネルの緩衝効果に関する数値解析的検討

*チンミン チエン[1]、永射 響[1]、別府 万寿博[1] (1. 防衛大学校)

15:15 ~ 15:30

[25018] 揚重部材落下時の斜め衝突を対象とした鉄筋コンクリート床スラブの損傷予測手法の研究

*藤井 晴寛[1]、水島 靖典[1] (1. 神戸大学)

15:30 ~ 15:45

[25019] 火災時の高温状態下におけるRCスラブへの実大落下衝突実験及びFEM解析に関する研究

*中西 卓都[1]、水島 靖典[1] (1. 神戸大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

飛翔体衝突を受けるナイロン繊維補強コンクリート板の耐衝撃性に関する実験的研究

Experimental Study on Impact-resistance of Nylon Fiber Reinforced Concrete Plates Subjected to Projectile Impact

別府　万寿博（防衛大・建設）　内山　拓也（防衛大・理工）　長友法樹（AOB&DAVINCI）
木村辰也（日本ランテック）　原田智嘉（岡三リビック）　小浪岳治（岡三リビック）
Masuhiro BEPPU, National Defense Academy
Takuya UCHIYAMA, National Defense Academy
Houjyu NAGATOMO, AOB & DAVINCI Intl.
Tatsuya KIMURA, Japan Landcare Technologies
Tomoyoshi HARADA, Okasan Livic
Takeharu KONAMI, Okasan Livic
E-mail: beppu@nda.ac.jp

This study experimentally investigated impact resistant performance of nylon fiber reinforced concrete plates subjected to a projectile impact. Nylon fibers with 12mm and 36mm were mixed with conventional concrete at volumetric percentages of 0.15 and 0.30 %, respectively. Impact test revealed that the nylon fiber reinforced concrete plate exhibited high impact resistance against the projectile impact.

１．緒言

飛翔体が高速でコンクリート部材へ衝突すると，表面破壊･貫入, 裏面剥離および貫通などの局部破壊が発生する．これまでに，鋼および合成繊維をコンクリートへ混入した繊維補強コンクリートを適用する研究が行われており [1]，繊維補強コンクリートは高い耐衝撃性を有していることが報告されている．既往の研究では，繊維混入率が 1.0%以上の材料が多く，施工性を考慮すると繊維混入率がより低い繊維補強コンクリートの開発や性能評価が望まれる．本研究は，接触爆発に対して高い耐爆性が確認されているナイロン繊維補強コンクリート板 [2]に対する飛翔体の衝突実験を行い，ナイロン繊維補強コンクリート板の耐衝撃性について検討を行ったものである．

２．実験の概要

Fig. 1 に，高圧空気式飛翔体発射装置の模式図を示す．本装置は空気圧縮器，エアチャンバー，発射管および速度計測センサーで構成されている．発射速度は空気圧を調節することによって，質量 50g～1000g の飛翔体を速度約 100～500m/s で発射することができる．飛翔体の衝突速度は，発射管に設置されたレーザー式速度計測センサーにより計測している．このセンサーは 2 箇所の飛翔体通過時間を検知し，その時間差から速度を求めるものである．

Fig.2 に，本実験で使用した飛翔体を示す．飛翔体の質量は 300g，先端形状は半球型であり，直径は 25mm，長さは 90mm である．コンクリート板試験体の寸法は縦 500mm，横 500mm，厚さ 80mm である．実験では，以下に示すナイロン繊維補強コンクリート板に対して衝突速度を約 130，140 および 150m/s に変化させて，板状試験体の耐衝撃性を調べた．

Table 1 に使用材料を，Fig. 3 にナイロン繊維の外観を示す．補強用繊維として用いたナイロン繊維は，アスペクト比が 800～1000 と非常に大きく，繊維分散性を向上させるための特殊な表面処理が施されたものである．ベースコンクリートは，設計基準強度 30MPa，目標スランプ 18cm の条件で調合設計した．ナイロン繊維の長さを 12mm および 36mm とし，繊維体積率をそれぞれ 0.15 および 0.30%の 2 水準で変化させた．混練には容量 55L の強制 2 軸攪拌型ミキサを用いた. ベースコンクリートの製造にあたっては，

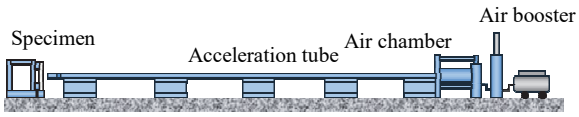


Fig. 1 Projectile launching apparatus

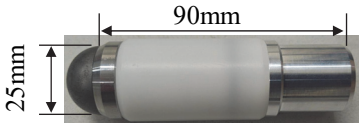


Fig. 2 Projectile

Table 1 Materials used in FRC

Cement	Normal Portland cement
Fine aggregate	Mountain sand and crushed sand Density in saturated surface dry condition: 2.70 g/cm^3, Water absorption: 2.32 % Maximum size: 2.5 mm, Finess modulus：2.57
Coarse aggregate	Crushed stone2005 Density in saturated surface dry condition:3.05 g/cm^3, Water absorption: 0.41 % Maximum size:20 mm , Solid volume percentage：57.1 %
Chemical admixture	High performance AE water reducing admixture Polycarboxylic acid-based ether compound
	Superplasticizer（Thickener single component） Polycarboxylic acid-based ether compound and detergent-based special thickener
Reinforced fiber	Nylon fiber Material: Nylon66, Density: 1.16 g/cm^3 Diameter×length: 12-15 μm×12 mm, 36 mm Tensile strength: 550 MPa, Young's modulus：4200 MPa

最初にセメントと骨材を 30 秒間空練りした後，水および高性能 AE 減水剤を投入して 90 秒間練り混ぜた．ベースコンクリートに流動化剤を添加して 90 秒間練り混ぜた後，繊維を投入して 3 分間練り混ぜた．無補強コンクリートの

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

圧縮強度は 39N/mm^2 であった．繊維長 12mm のナイロン繊維補強コンクリートの圧縮強度は，繊維体積率 0.15%および0.30%に対してそれぞれ 33N/mm^2 および47N/mm^2 であった．繊維長 36mm のナイロン繊維補強コンクリートの圧縮強度は，繊維体積率 0.15%および 0.30%に対してそれぞれ 37N/mm^2 および 41N/mm^2 であった．

３．実験結果および考察

破壊モードについては，裏面において剥離片が飛散したケースを裏面剥離，剥離片が飛散しない限界状態を裏面剥離限界，剥離片が発生せず裏面に放射状のひび割れが生じている状態を裏面損傷とした．

Fig. 4 に破壊性状の一例として，衝突速度 140m/s のケースを示す．Fig. 4 (a)に示す無補強コンクリート板では，貫入深さ 30mm を伴う表面破壊が生じるとともに，明瞭な裏面剥離が生じた．また，試験体の表面および裏面ともに試験体中央から放射状のひび割れが発生した．裏面剥離の直径は約 240mm であり，裏面剥離深さは 30mm であった．

Fig. 4 (b)および(c)に示す繊維長 12mm のナイロン繊維補強コンクリート板では，繊維体積率 0.15%では表面破壊および裏面剥離が発生した．無補強コンクリート板で生じた放射状のひび割れについては，ナイロン繊維の架橋効果によって開口がやや抑制されていることがわかる．これは，以降のケースでも同じであった．繊維体積率 0.30%では，裏面剥離は発生しなかった．なお，貫入深さは，繊維体積率 0.15 および 0.30%でそれぞれ 28 および 30mm であり，無補強コンクリート板と同等であった．すなわち，繊維の混入が表面破壊へ与える影響は小さいが裏面剥離の抑制に効果があり，特に繊維体積率が大きいほど効果が高い結果となった．

Fig. 4 (d)および(e)に示す繊維長 36mm のナイロン繊維補強コンクリート板でも，繊維長 12mm のケースと同様の効果を示し，繊維体積率 0.15%では裏面剥離が生じ，繊維体積率 0.30%で裏面剥離を抑制した．繊維体積率 0.15 および 0.30%の貫入深さは，いずれも 27mm であった．

以上から，繊維混入率が 0.15 および 0.30%と非常に小さくても，ナイロン繊維を混入することで裏面剥離抑制に効果があることわかる．なお，衝突速度 130m/s のケースでは繊維長や繊維体積率の影響が明瞭ではない一方で，衝突速度 150m/s のケースでは繊維長 36mm の方が補強効果はやや高い結果を示しており，今後，これらのパラメータの影響については検討する必要がある．

４．結言

本研究は飛翔体の衝突実験を行い，繊維長が 12 および 36mm で，繊維体積率 0.15 および 0.30%のナイロン繊維補強コンクリート板の耐衝撃性について検討を行ったものである．実験の結果，比較的少量のナイロン短繊維で補強したコンクリート板でも高い衝撃性を示すことがわかった．

参考文献

1) 防衛施設学会，衝突作用を受ける構造物の局部破壊に関する評価ガイドライン，2018.
2) 米田ひかり，山口信，北村塔子，長友法樹，少量のナイロン繊維をあと添加したコンクリートの接触爆発に対する耐爆性能，日本コンクリート工学年次論文集，Vol.47，No.2，pp.751-756，2025.



Fig. 3 Appearance of Nylon short fibers

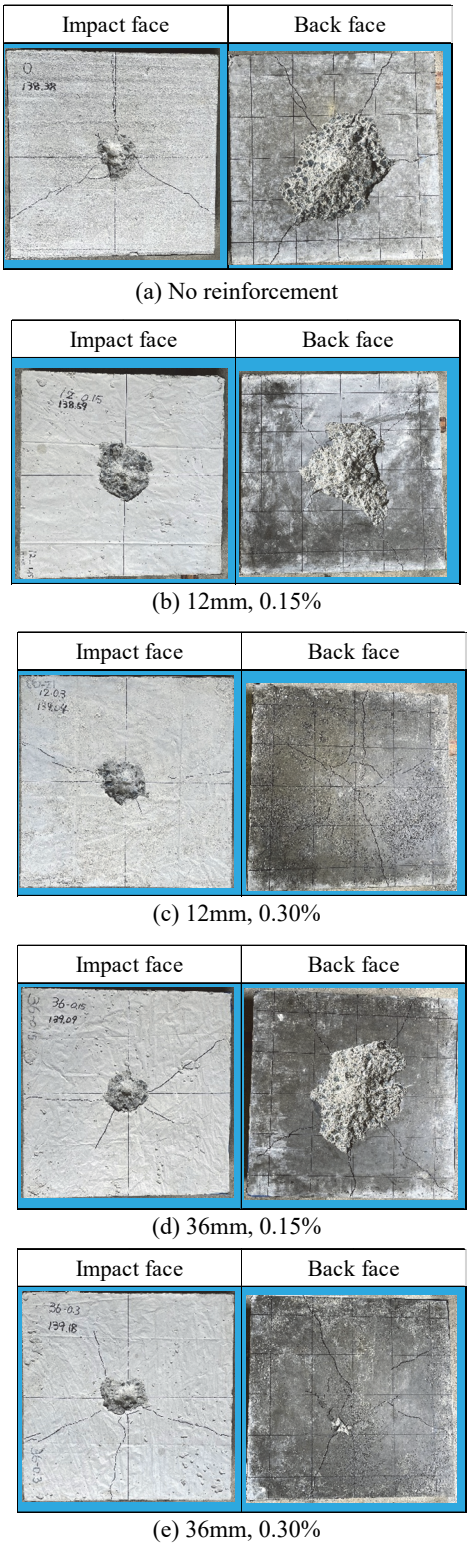


Fig. 4 Example of failure status at impact velocity of 140 m/s

爆発荷重に対するハニカムパネルの緩衝効果に関する数値解析的検討
Numerical Investigation on the Blast Mitigation Effect of Honeycomb Panel

チン ミン チエン（防衛大・理工）　永射　響（防衛大・建設）　別府　万寿博（防衛大・建設）
Chien TRINH MINH, Hibiki NAGAI, Masuhiro BEPPU, National Defense Academy
E-mail: beppu@nda.ac.jp

This study investigated the blast mitigation effect of the honeycomb panel by conducting numerical analysis. First, the behavior of a hexagonal honeycomb cell under compression was investigated. Then, the deflection of a four-side clamped SS400 plate under blast loading was investigated without and with a honeycomb panel combined with an upper plate. The deflection of the SS400 plate was significantly reduced by the honeycomb panel and the upper plate. Furthermore, to examine the mitigation effect by the upper plate of the honeycomb panel, an aluminum plate and a high-strength steel plate were compared. The honeycomb panel with the high-strength plate was more effective in blast mitigation than the aluminum plate.

1．緒言

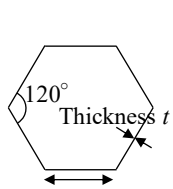
近年，爆破テロが多発しており，重要構造物における耐爆性能向上が課題となっている．爆発荷重に対する緩衝材として，軽量かつ比剛性が高いハニカムパネルが広く利用されているが，爆風圧に対する変形挙動やエネルギー吸収メカニズムについては未解明な点が多い．既往の研究によると，等分布の爆風圧に対する構造部材の挙動に関する検討は行われているが，爆破テロのような不均一な圧力分布を考慮した検討は十分ではない．本研究は，爆発荷重に対するハニカムパネルの緩衝効果について数値解析的な検討を行ったものである．

2．ハニカムパネル基本構造の座屈挙動に関する検討

Fig.1 に，ハニカムパネルの概要を示す．ハニカムパネルの基本構造は幅 a，箔厚 t，高さ H の正六角柱であり，ハニカムセル（セル）と呼ばれる．ハニカムコア（コア）は複数のセルを連結したものであり，ハニカムパネル（パネル）はコアの上下部に平板を接合したものである．セルの圧縮挙動を確認するために数値解析ソフト ANSYS LS-DYNA（Version 4.11）を用いて一軸圧縮解析を行った．Fig.2 に，解析モデルの概要を示す．本解析は幅 11mm，箔厚 0.076mm，高さ 50mm のセルを対象とした．コアが圧縮される際，各セルが隣接するセルに拘束されることを考慮し，六角形断面の角部に幅 5.5mm の板を接合し，その自由辺において対称面の境界条件を設定した．セル上下部に寸法 36mm×36mm，厚み 2mm の板を接合した．セルおよび上下板はアルミニウムと設定し，ヤング係数 71GPa，ポアソン比 0.33，降伏応力 190MPa の弾塑性体とした．セルは格子寸法 0.59mm のシェル要素，上下板は格子寸法 12mm のソリッド要素でモデル化した．下部板の全自由度を固定し，上部板を下方向に速度 0.9m/s を与え，動的な一軸圧縮解析を行った．

Fig.3 に，時刻 1，25，50ms におけるセルの変形性状を示す．時刻 1ms ではセル上下部においてセルの各面が折り畳まれる局部座屈挙動を示すことがわかる．この際，座屈領域の幅（等価座屈長）は約 5.6mm であった．時刻 25ms において塑性ヒンジが高さ方向に複数発生し，セルが座屈している様子が確認できる．この際，セルの角辺にひずみが集中した．座屈が終了した時刻 50ms において，セル全体が圧縮され，全体的に塑性化していることがわかる．

解析モデルの妥当性を検証するために座屈応力を弾性および塑性理論と比較した．弾性座屈限界応力 σ_e は幅 a，厚み t のセルの一面に対して，次式により求まる [1]．



(a) Cell suface　(b) Honeycomb cell

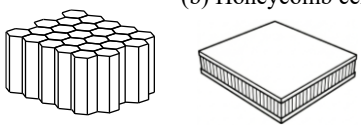

(c) Honeycomb core (d) Honeycomb panel

Fig.1 Outline of a honeycomb panel

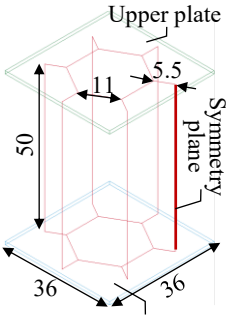


Fig.2 Outline of the compression model (Unit: mm)

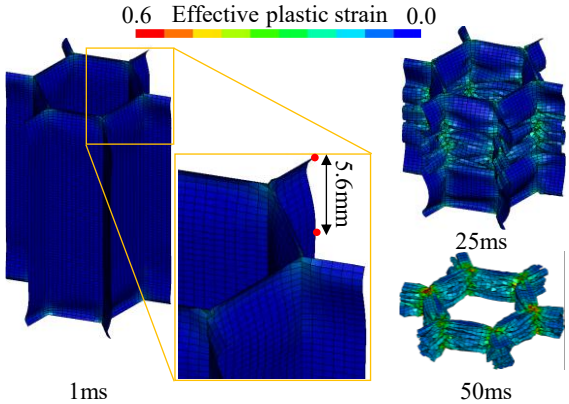


Fig.3 Deformation of honeycomb cell under compression

$$\sigma_e = k\frac{\pi^2 E}{12(1-\nu^2)}\left(\frac{t}{a}\right)^2 \tag{1}$$

ここに，E はヤング係数，ν はポアソン比，k は座屈係数である．

セルが座屈する過程において内側および外側に同時に折り畳まれ，発生する塑性ヒンジのみでエネルギーを吸収すると仮定する．これにより塑性座屈限界応力 σ_p は次式で求まる [2]．

$$\sigma_p = \frac{3\pi}{8}\sigma_y\left(\frac{t}{d}\right) \tag{2}$$

ここに，σ_y は降伏応力，d は座屈領域の幅である．

セルと下部板の接触力から求まる応力－変位関係を理論値と比較して Fig.4 に示す．なお，座屈領域の幅は数値解析の結果を参照して 5.6mm と設定した．座屈係数 k は一般

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

的に 4 とされるが，セルの幾何学的な非線形性および境界条件によって変化する可能性が考えられる．そこで，k=3 の場合も参考値として示している．図から，応力が最初に最大値に達した際の座屈限界応力は弾性と塑性座屈限界応力の間にあることがわかる．座屈限界応力に達した後，応力は低下し，一定値を示す座屈棚や座屈終了後，セル全体が圧縮され，応力が増加することがわかる．

3．爆発荷重に対するハニカムパネルの緩衝効果に関する検討

Fig.5 に，前章で示した単位セルに基づいて作成したパネルの概要を示す．起爆点を中心に寸法 200mm×200mm の 1/4 モデルを対象とした．モデルではパネルの下にパネルと同寸法の SS400 鋼板を，パネルの上に 6.7mm アルミニウム板（アルミ板）または 6.3mm の高強度鋼板（高強度板）を設置した．対称性を考慮するため，XZ および YZ 平面に対称面の境界条件を設定した．SS400 鋼板の自由辺に全自由度固定の境界条件を設置した．また，コアの自己接触，各層間の面接触を設定した．SS400 鋼板および上部板の平面内の要素寸法は 1.5mm とした．アルミ板の物性値はセルと同様である．SS400 鋼板はヤング係数 200GPa，ポアソン比 0.3，降伏応力 323MPa のものであり，ひずみ速度効果を考慮するために Johnson-Cook の降伏基準を適用した．高強度板はヤング係数 200GPa，ポアソン比 0.3，降伏応力 793MPa の弾塑性体である．数値解析は SS400 鋼板のみの場合（ケース 1），パネルおよびアルミ板を設置した場合（ケース 2），パネルおよび高強度板を設置した場合（ケース 3）を検討した．爆発荷重を考慮するため，爆薬量および起爆点からの離隔距離を用いて爆風圧特性を算出できるソフト CONWEP[3]を用いた．各ケースの起爆条件は，TNT 爆薬量 151g，起爆点からモデルの最上面までの離隔距離を 50mm とした．

Fig.6 に各ケースの最上面および断面の変形性状を示す．解析結果から，ケース 1，2 および 3 では，SS400 鋼板に約 64.3，2.0 および 0.25mm の最大残留たわみが生じ，パネルを設置することにより，SS400 鋼板のたわみを 97～99%低減する緩衝効果が確認された．また，ケース 2 と比べて，ケース 3 の最大たわみが 87.5%小さく，非常に高い緩衝効果が得られた．パネルがない場合，SS400 が局部的に変形していることがわかる．一方で，パネルとアルミ板を設置した場合，アルミ板中央に局部的な領域に変形が生じ，パネルの中央には局部的な座屈が発生している．パネルと高強度板を設置した場合，高強度板の変形はアルミ板より小さく，パネルには全体的な座屈が発生している．アルミ板の場合，中央部が大きく座屈することによってコアの座屈終了後に大きい応力が発生し，SS400 鋼板に座屈応力より大きい荷重が作用した．一方，高強度板の場合，パネル全体に荷重が分散され，パネルの座屈領域が小さく，座屈応力が SS400 鋼板に作用したと考えられる．これにより，高強度板を用いた場合に緩衝効果が高くなったと考えられる．

4．結言

本研究は，爆発荷重に対するハニカムパネルの緩衝効果について数値解析的な検討を行った．ハニカムパネルおよびアルミニウム板または高強度鋼板を設置した場合，SS400 鋼板の残留たわみが 97～99%低下した．高強度板を設置した場合，爆発荷重が分散され，ハニカムパネルが全体的に座屈することにより，高い緩衝効果を示すことがわかった．

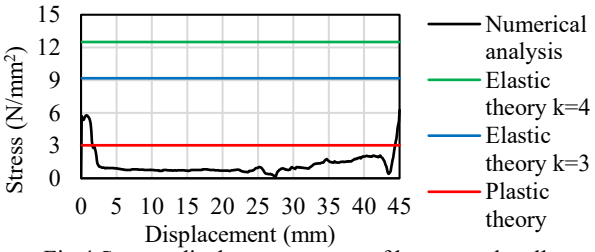


Fig.4 Stress - displacement curve of honeycomb cell

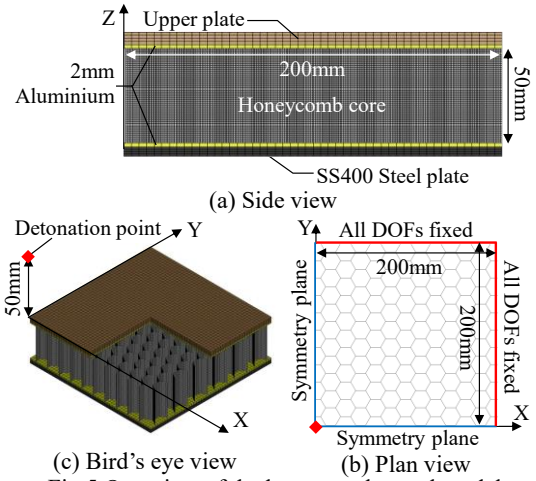


Fig.5 Overview of the honeycomb panel model

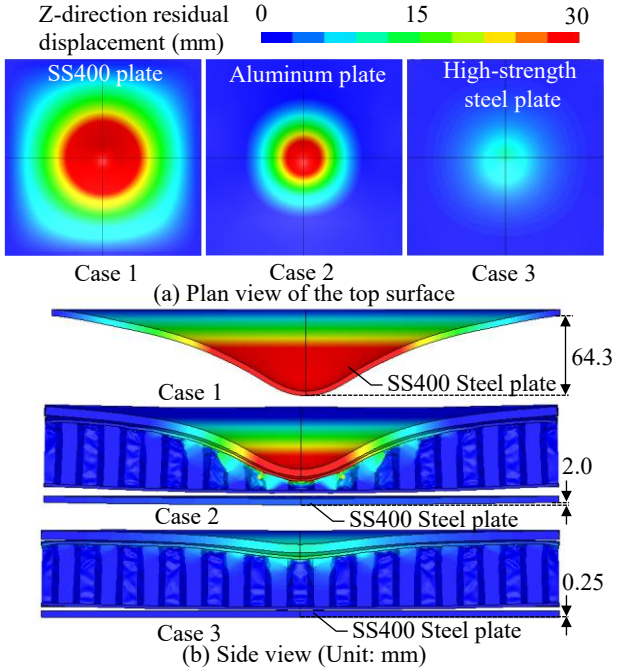


Fig.6 Residual displacement contour in Z-direction

参考文献

1) S.P. Timoshenko and J.M. Gere: Theory of elastic stability, Courier Corporation, 2012.
2) L. Guoxing and T.X. Yu: Energy absorption of structures and materials, Elsevier, 2003.
3) H.W. Hyde: User's guide for microcomputer program CONWEP, Instruction report SL-88-1, Department of the Army, 1988.

謝辞

本研究の一部は，JSPS 科研費 24K01141 および 24K21664 の助成を受けたものです．

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

揚重部材落下時の斜め衝突を対象とした鉄筋コンクリート床スラブの損傷予測手法の研究

Study on a Damage Prediction Method for Reinforced Concrete Floor Slabs Subjected to Oblique Impact of Accidentally Falling Objects During Construction

藤井　晴寛（神戸大・工）　　水島　靖典（神戸大・工）
Haruhiro FUJII, Kobe University
Yasunori MIZUSHIMA, Kobe University
2224043t@stu.kobe-u.ac.jp

This study aims to develop a damage prediction method for reinforced concrete (RC) floor slabs subjected to oblique impact caused by falling lifted members. Previous research has demonstrated that damage under vertical drop impact can be predicted using the empirical Degen formula. To apply the Degen formula to oblique impact, it is necessary to define an equivalent parameter that represents the impact severity of oblique impact in terms of an equivalent vertical drop condition. In this study, equivalent mass and velocity, which predominantly contribute to damage, were identified through theoretical investigations and numerical analysis.

1. はじめに

建築現場における揚重中の部材が落下し下部スラブに衝突した場合，スラブを貫通すればスラブ下の人員に危害を加える可能性がある．RC スラブの損傷予測に関して，水島らは建築現場における衝突について部材の鉛直落下を想定した実大実験 [1),2)]を行った．ただし，実際の揚重物の落下時挙動を考慮すると，二本のケーブルによる固定のうち片方が外れることにより，残存するケーブルは上部の拘束点を，部材はケーブルとの固定点をそれぞれ回転中心とした振り子運動をなし，部材は斜めに衝突すると考えられる．なお，飛来方向が斜めである衝突研究 [3)]もいくつか存在するが，衝突物の直線運動により衝突する実験であり，本研究で考慮する挙動とは異なる．本研究では揚重部材の衝突挙動を斜め衝突と呼び，この挙動を考慮した損傷予測方法を構築する．

本研究は，水島らの衝突研究 [1),2)]により損傷予測が可能であることが示された既往の実験式の一つである Degen 式 [4)]において質量と速さがパラメータであることを踏まえ，質量と速さについて斜め衝突における衝突規模を鉛直落下で表現可能な等価なパラメータを記述することを目的とする．本研究では損傷の程度が質量と速さの積である力積に依存すると仮定し，理論解の導出および数値解析により斜め衝突時の力積を求め等価質量 M'および等価速さ V'の積を記述する．また個別にパラメータを記述するために，適当な分配率を決定し，斜め衝突時とその分配率における鉛直落下での損傷の比較を行う．

2. 等価パラメータの記述方法

以下では水島らにより作成された実大実験 [1),2)]を参照し，まず質量 9.5 t および長さ 5 m の衝突物における斜め衝突を対象とした検討を行う．

2. 1. 近似衝突の検討による力積の記述

Fig.1 のような本研究で想定する斜め衝突では力積の理論解が記述できないことを考慮して，ケーブルを排除した二つの簡易衝突による近似を検討し，その理論解を用いて力積を記述する．Fig.1 に示す斜め衝突を振り子衝突と定義し，Fig.2 のケーブル要素を排除して衝突物端部を常に固定した単純固定衝突と，Fig.3 に示す，振り子衝突においてケーブルが圧縮力を負担しないことを考慮して衝突直前に固定を解放する支持解放衝突の二つを近似衝突として導入する．以下では近似衝突における理論解の導出と，5 m の衝突物を用いた剛体モデルの数値解析結果が一致することを確認したのち，振り子衝突の数値解析結果と近似衝突の理論解を比較することで近似衝突を決定する．比較には，式(1)に示す鉛直落下時の力積I_{ver}を分母とした力積比αを導入する．

$$\alpha = I/I_{ver} \tag{1}$$

また，力積の値は落下高さに依存するため，本研究では式(2)に示す落下高さl'を衝突物長さlで割った落下高さ比sをパラメータとし，一般化を図る．

$$s = l'/l \tag{2}$$

それぞれの衝突状況を Fig.1 および Fig.2，Fig.3 に示し，単純固定衝突および支持解放衝突の力積比の理論解を導出する．力積比の分母となる鉛直落下時の力積I_{ver}は反発係数eを用いて式(3)のように記述でき，両衝突挙動における衝突直前の角速度Ωは式(4)に示す運動エネルギー保存則を解いて求めた．なお，iは端点まわりの慣性モーメントを表す．

$$I_{ver} = (e+1)mv = (e+1)m\sqrt{2gls} \tag{3}$$

$$mg \cdot \frac{ls}{2} = i \cdot \Omega^2 \tag{4}$$

単純固定衝突では，衝突前後で常に固定点を回転中心とするため，角運動量変化量Δωは$(e+1)\Omega$と記述できる．したがって，式(5)に示す A 点まわりの角運動量保存則を解いて，I_{pinned}は式(6)のように記述できる．

$$i \cdot \Delta\omega = I_{pinned} \cdot l\sqrt{1-s^2} \tag{5}$$

$$I_{pinned} = \frac{(e+1)m\sqrt{lgs}}{\sqrt{3(1-s^2)}} \tag{6}$$

力積比α_{pinned}を記述すると式(7)のようになる．

$$\alpha_{pinned}(s) = \frac{I_{pinned}}{I_{ver}} = \frac{1}{\sqrt{6(1-s^2)}} \tag{7}$$

次に支持解放衝突では，衝突直後に回転中心が重心となることに注意し，i_Gを重心まわりの慣性モーメント，ω_2を衝突直後の角速度，v_{G1}を衝突直前の重心速度，v_{G2}を衝突直後の重心速度，v_1を衝突直前の衝突点の速度，v_2を衝突直後の衝突点の速度，θを衝突時の剛体棒と剛体床のなす角と定義する．式(8)の重心周りの角運動量保存則，式(9)の衝突物の重心速度の運動量保存則，式(10)の反発の式を連立することで$I_{release}$を式(11)のように求められる．

$$i_G(\omega_2 - \Omega) = -I_{release} \times \frac{l}{2}\cos\theta \tag{8}$$

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

$$m(v_{G2} - v_{G1}) = I_{release} \quad (9)$$

$$v_2 = -ev_1 \quad (10)$$

$$I_{free} = \frac{(e+1)m\Omega l \cos\theta}{1 + 3(\cos\theta)^2} \quad (11)$$

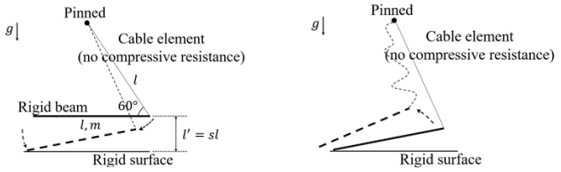
$I_{release}$から力積比$\alpha_{release}$を求め，sの関数として記述しなおすと式(12)のようになる．

$$\alpha_{release}(s) = \frac{I_{release}}{I_{ver}} = \frac{\sqrt{6(1-s^2)}}{2(4-3s^2)} \quad (12)$$

どちらの衝突挙動においても力積比は衝突物の長さと質量には依存せず，落下高さ比のみの関数として記述できた．

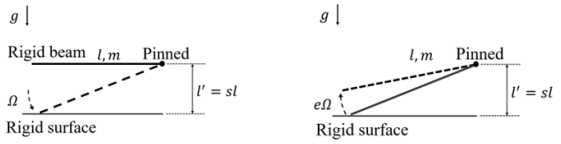
導出した理論解と，剛体モデルの数値解析結果の比較をFig.4 に示す．近似衝突では値が概ね一致しており，モデルの妥当性を確認した．それぞれの力積比グラフに注目すると，振り子衝突では力積比は常に 1 より小さく，鉛直落下よりも衝突規模が小さいことが分かった．単純固定衝突では落下高さ比が 1 に近づくほど力積比は発散した．支持解放衝突においても落下高さ比が 0.8 付近で最大値をとったが，常に力積比は 1 より小さな値をとった．

数値解析結果の比較により，本研究では振り子衝突を$s \leq 0.8$において支持解放衝突として近似し，力積の記述には支持解放衝突の力積比の理論解を用いることとする．ただし$s > 0.8$における近似方法や異なる衝突物を用いた振り子衝突における力積比については再検討が必要である．



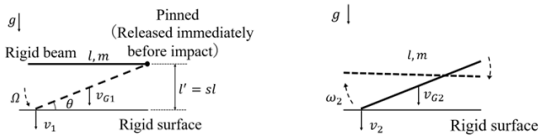
(a) before impact (b) after impact

Fig.1 Pendulum impact configuration



(a) before impact (b) after impact

Fig.2 Pinned support impact configuration



(a) before impact (b) after impact

Fig.3 Release support impact configuration

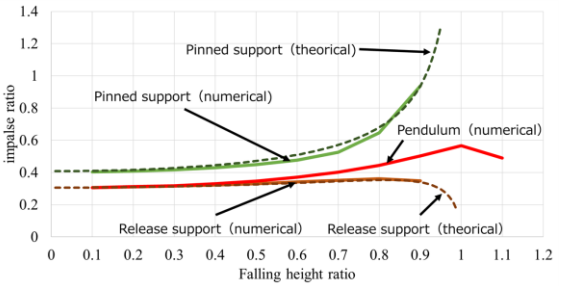


Fig.4 Comparison of numerical and theoretical results

2. 2. 分配率の検討

分配率kを式(13)のように定義し，$k = 10$ m/s･tの時の鉛直落下モデルの解析結果と，斜め衝突を再現したモデルの数値解析結果における最大貫入深さを比較すると Fig.4 のようになる．各落下高さ比で概ね一致しているため，分配率kを10 m/s･tとすることで，質量 9.5 t・長さ 5 m の衝突物による斜め衝突における等価質量および等価速さが記述できる．ただし，より適当な分配率の値や異なる衝突物における分配率については検討が必要である．

$$M' : V' = 1 : k \quad (13)$$

M':等価質量(t), V':等価速さ(m/s), k:分配率(m/s･t)

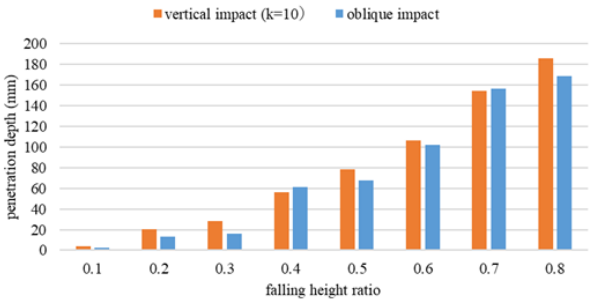


Fig.4 Comparison of Penetration depth

3. まとめ

本研究により得られた知見を以下に示す．

- 単純固定衝突および支持解放衝突における力積比の理論解を落下高さ比sのみの関数として記述した．
- 斜め衝突は同じ落下高さにおける鉛直落下と比較して衝突規模が小さい．
- $s > 0.8$における近似方法や異なる衝突物を用いた振り子衝突における力積比の値は再検討が必要である．
- 本研究で記述したパラメータを用いて，衝突物質量 9.5 t・長さ 5 m の場合に斜め衝突時の損傷を鉛直落下で表現できた．
- より適当な分配率の値や異なる衝突物における分配率については検討が必要である．

謝辞

本研究は JR 西日本との共同研究として実施されたものであり，研究の遂行にあたって多大なるご協力と有益なご意見を頂きました関係各位に深く御礼申し上げます．

参考文献

1)水島ら: 施工中の吊荷落下を受ける鉄筋コンクリート床スラブの損傷性状に関する研究，日本建築学会構造系論文集,83(751), 1239-1249, 2018.
2)水島ら: 鉄筋コンクリート製床スラブに対する柱部材の実大落下実験に関する研究，日本建築学会大会学術講演便概集,構造 I , 259-260, 2019.
3) Okuda, Y., et.al: Experimental study on scabbing limit of local damage to reinforced concrete panels subjected to oblique impact by projectile with semispherical nose, Mechanical Engineering Journal, 10(3), 22_00370_1-12, 2023.
4)Degen. P. P.: Perforation of Reinforced Concrete Slabs by Rigid Missiles, Journal of the Structural Division, Proceedings of ASCE106(ST7), 1980.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

火災時の高温状態下における RC スラブへの実大落下衝突実験及び FEM 解析に関する研究

Full-Scale Low-Velocity Impact Experiments and Finite Element Analysis of Reinforced Concrete Slabs in a High-Temperature State During Fire

中西　卓都（神戸大・工）水島　靖典（神戸大・工）
Takuto Nakanishi, Kobe University
Yasunori Mizusima, Kobe University
E-mail: takuto.na0114@gmail.com

Full-scale impact experiments and FEM analyses were conducted to investigate the behavior of reinforced concrete (RC) slabs subjected to the low-velocity impact during fire. A 180 mm thick RC slab with a 30 mm fire protection layer was heated and impacted by a dropped impactor. The results showed that heating reduced significantly the impact resistance of the slab. Numerical analyses considering material strength degradation and thermal expansion indicated that thermal expansion had influence on the structural response.

1.　はじめに

建築基準法第 2 条第 9 号の 2 では，大規模建築において部分的な木造化が認められている．しかし，火災時に木造化された構造部材が耐力を失い，上部の部材が下部の RC スラブへ落下し貫通または破片飛散することで，下階で避難している人々に被害が及ぶ可能性がある．そこで，本研究では火災時に上部から部材が落下し，下部のスラブに衝突する現象を想定し，実大実験および FEM 解析を行った．

2.　実大衝突実験

2.1　実験計画および試験体概要

本実験では火災時に上部から部材が落下し，下部の RC スラブに衝突する現象を想定した．Fig.1 に実験概略図，Fig.2 に試験装置全体写真を示す．RC スラブは鉄骨梁により支持され，鉄骨梁は端部をピン支持された条件で実験している．RC スラブは加熱箱に覆われた状態で上部から加熱し，加熱後に加熱箱をスラブ上から移動させ，揚重した衝突物をスラブ中央に落下させた．落下高さはスラブ上面から衝突物底面までとし，2.8 m の高さから落下させた．

RC スラブは支持スパンを 2600 mm として鉄骨によって支持される一方向スラブとした．支持スパン内側では，スラブ底面にデッキプレートを捨て型枠として用いた．150 mm の構造スラブに耐火層 30 mm を打ち増し，計 180 mm のスラブを使用した．コンクリートの設計基準強度は 21MPa で，鉄筋は上端が主筋 D13@150，配力筋 D13@200 とし，下端が主筋 D10・13@150，配力筋 D10・13@200 とした．衝突物は長さ 1.5 m の角形鋼管□750×750×25 にコンクリートを充填しており，全質量は約 2.3 t となる．

架台上に設置した RC スラブを覆うように加熱箱を移動し，加熱箱内部でバーナーを使用して RC スラブを上面から加熱した．加熱箱は下部に車輪を設け，架台上のレールに乗せることで 2 つの架台上を自由に動かせる機構とした．

2.2　実験結果

衝突前のコンクリート内部の最大温度分布は表面から底面へ温度が概ね単調に減少した．スラブが熱膨張することで，スラブの側面，表面で支持点方向に向かってひび割れが生じた．衝突直前にはスラブ裏面で約 100 ℃，表面で最大約 800 ℃になった．Fig.3 に実験後の破壊状況を示す．衝突物は RC スラブを貫通せず局所破壊となったが，デッキプレートが脱落し，破片が下部に飛散した．衝突位置のコンクリート断面では押し抜きせん断の破壊形状が見られた．

本研究では，貫入が生じている部分の角部で，貫入部と周辺部スラブ表面までの距離を測定し，その平均値として算出される値を貫入深さとし，170 mm の貫入深さが測定された．常温時の 150 mm 厚の RC スラブに対して同様の試験装置で行った既往実験 [1]では，10.9 m で 180 mm の貫入深さが測定された．貫入深さの比較より，火災時は常温時より損傷が大きくなることがわかる．

3.　FEM 解析

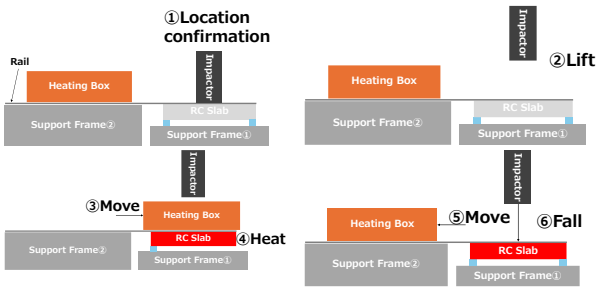


Fig.1 Experimental diagram



Fig.2 Test Setup



Fig.3 Slab Destruction

3.1　解析モデル概要

実大実験を再現したモデルを作成し，落下衝突解析を行った．本研究の解析には汎用有限要素解析ソフト LS-DYNA(R15.0.2)を用い，全ケース解析終了時間を 0.12 秒とした．コンクリートの材料モデルは Winfrith コンクリートモデル [2]を使用している．また，要素削除基準として最大主ひずみを 0.035, 最大せん断ひずみを 0.04375 と設定した．以上の要素削除基準は，常温時の 150 mm スラブに対する既往実験 [1]を解析で良好に再現できた要素削除基準を採用している．解析ケースは，温度影響による材料の強度低減のみを考慮したケース，強度低減と熱膨張を考慮したケースの 2 ケースである．RC スラブは板厚方向に 11 層でメッシュ分割し，コンクリートは中心一点積分要素を用いた．

3.2　温度影響考慮手法

RC スラブに各層の要素中心温度に応じた温度影響を材料定数に与えた．コンクリートはヤング係数，一軸圧縮強度，引張強度，完全開口ひび割れ幅，圧縮強度後の応力ひ

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

ずみ曲線について温度影響を考慮している．

Eurocode[3]内では コンクリートの応力―ひずみ関係に対して，Fig.4 に示す石灰質系骨材を用いたコンクリートの熱影響下での低減係数を適用する．一軸圧縮強度，引張強度は Fig.4 内の$f_{c,\theta}/f_{ck}$欄の数値を低減係数とし，実験で測定した温度を線形補間して算出した各層の温度を参照した．式(1)にヤング係数の低減係数を算出するための式を示す．コンクリート温度が摂氏 20 度の時の最大強度時ひずみを基準値として，各温度での最大強度時ひずみの増大率を計算し，その逆数によってヤング係数の低減率を求める．本研究では Fig.5 に示すようにコンクリートの圧縮強度後の応力ひずみ関係を定義した．式(2)にコンクリートの完全開口ひび割れ幅 wを算出するための式を示す．d_{max}は最大骨材計径である．本研究では破壊エネルギーG_fは温度の関数とし，火災時に強度低減したコンクリートの引張強度f_tに応じて完全開口ひび割れ幅 wを求める．破壊エネルギーはコンクリート標準示方書 [4]を参照した．コンクリートの各深さにおける低減係数を Fig. 6 に示す．

θ (℃)	$f_{c,\theta}/f_{ck}$	$\varepsilon_{c1,\theta}$	$\varepsilon_{cu1,\theta}$
20	1.00	0.0025	0.0200
100	1.00	0.0040	0.0225
200	0.97	0.0055	0.0250
400	0.85	0.0100	0.0300
600	0.60	0.0250	0.0350
800	0.27	0.0250	0.0400

Fig.4 Reduction factor

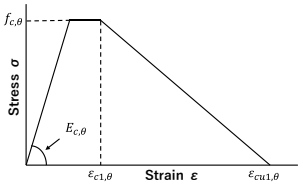


Fig.5 Stress-Strain Relationship

$$\frac{E_{c,\theta=20℃}}{E_{c,\theta}} = \frac{\varepsilon_{c1,\theta}}{\varepsilon_{c1,\theta=20℃}} \quad (1)$$

$$w = \frac{2G_f}{f_t}, \qquad G_f = 10 f_c^{1/3} \cdot d_{max}^{1/3} \quad (2)$$

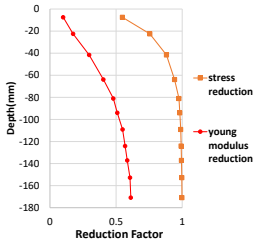


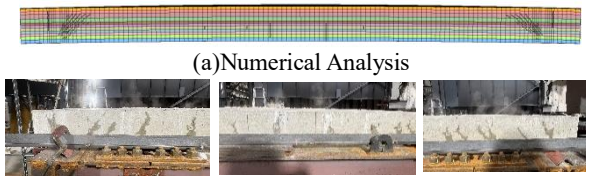
Fig. 6 Calculated Reduction Factor (Concrete)

実験で測定した鉄筋位置での温度はいずれも 200℃を下回っているため，鉄筋の強度低減係数は 1.0 とした．

熱膨張は，スラブ内節点温度を線形補間によって求め，温度荷重を与えることで加熱後のスラブの形状変化や初期応力，ひび割れを含む応力変化を解析上で再現した．要素削除基準を最大主ひずみ，最大せん断ひずみで設定しているため，加熱後の熱ひずみによって要素削除が発生しないように，ひずみを除く損傷状態を衝突解析用のモデルにインポートし，熱膨張した RC スラブに対して落下衝突解析を実施した．

3.3 解析結果

Fig.7 にスラブ加熱後の実験写真と解析結果の比較を示す．解析では，中央部でスラブ面に垂直にひび割れが発生し，端部では鉄骨梁による支持辺へ向かってひび割れが発生した．ひび割れの数に相違はあるが，概ね良好に加熱後の熱膨張状況を再現できた．衝突後のスラブ破壊状況を Fig.8 に示す．強度低減と熱膨張を考慮したケースは，スラブ表面，側面，鉄筋の破壊状況において，強度低減のみを考慮したケースに比べて実験結果に近い結果となった．ただし，デッキプレートの脱落には至らず，解析モデル改善の余地がある．Fig.9 に貫入深さの時刻歴を示す．いずれの落下高さにおいても解析結果は実験値の 1/2 程度の貫入にとなり，解析ケースを比較すると強度低減と熱膨張を考慮したケースのほうが実験結果に近い結果となった．以上より，熱膨張が RC スラブの耐衝撃性能低下に大きく寄与していることは明らかである．温度影響による強度低減，熱膨張以外にも火災による影響を考慮する必要があると判明し，今後スラブ中の水蒸気移動の影響の考慮等の改良が必要だと考えられる．また，応力ひずみ関係の改善，温度分布の詳細化についても検討する．



(a)Numerical Analysis

(b)experiment

Fig.7 Cracks After Heating

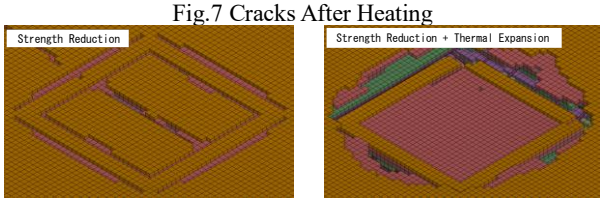


Fig.8 Impact Surface Destruction

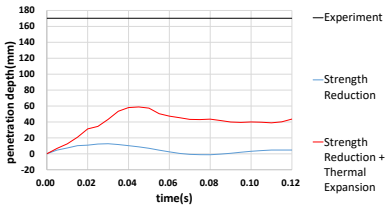


Fig.9 Penetration Depth

4. まとめ

デッキプレートの脱落，破片飛散が発生した．既往実験の貫入深さ，最大支点反力と比較した結果，火災により RC スラブの損傷は顕著に大きくなることが明らかになった．数値解析では，破壊形態や相対的な耐力低下傾向は再現できた．今後，スラブ中の水蒸気移動の影響の考慮等の改良で定量的な評価が可能な解析手法の構築を目指す．

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP 25K01369 の助成を受けた．また，本研究は基準整備事業（F30）の一環として実施された．

参考文献

1)水島ら：施工中の吊荷落下を受ける鉄筋コンクリート床スラブの損傷性状に関する研究，日本建築学会構造系論文集, 83(751), pp.1239-1249, 2018.9
2)Sturt, R., Montalbini, G. & Jung, H-I., “Developments in *MAT_WINFRITH_CONCRETE and Appli cation to Modelling Tunnel Linings”, 14th European LS-DYNA Conference, 2023.
3)T. Lennon, D.B. Moore, Y. C. Wang and C. G. Bailey, Eurocode Designers’ guide to EN 1991-1-2, 1992-1-2, 1993-1-2 and 1994-1-2, Chapter 6. Thermal and mechanical properties of material
4)公益社団法人土木学会:コンクリート標準示方書・設計編・2012, 公益社団法人土木学会, 2012

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-10：構造物への衝撃作用と力学的評価）

2026年5月17日(日) 16:10 ~ 16:55 | E会場(環境棟：6階講義室)

OS-10 (2)

座長:別府 万寿博(防衛大学校)

16:10 ~ 16:25

[25020] 既存計器室の耐爆風性能評価

*浅川 宏[1]、大嶋 昌巳[1] (1. 千代田化工建設株式会社)

16:25 ~ 16:40

[25021] 人為起因外部事象に対する原子力発電所の安全評価手法
（IAEA Safety Reports Series 86–88 の概要）

*西田 明美[1] (1. 日本原子力研究開発機構)

16:40 ~ 16:55

[25022] 衝撃荷重を受ける曲げ破壊型RC梁の最大たわみ簡易推定と適用範囲

*栗橋 祐介[1]、桝谷 浩 (1. 金沢大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

既存計器室の耐爆風性能評価
Blast Resistance Performance Evaluation of An Existing Control Building

浅川　宏（千代田化工建設株式会社）　　大嶋　昌巳（同左）
Hiroshi Asakawa, Chiyoda Corporation
Masami Oshima, Chiyoda Corporation
E-mail: asakawa.hiroshi@chiyodacorp.com

In industrial facilities such as refineries, many hazardous materials are handled that can cause explosions if leaked. If these substances leak and explode near a building, there is a possibility of physical damage to the building and potential injuries to people inside. Therefore, to examine these risks, we established the blast pressure acting on the existing control building and conducted an evaluation of the resulting damage. Furthermore, by utilizing this result, it will be possible to formulate measures to reduce the damage.

１．はじめに

製油所等の産業施設内にある計器室の新棟建設計画に伴い，多数ある既存計器室と新棟との組み合わせを性能面・経済面の観点から最適化を図るための１つの要因として既存計器室の耐爆風性能を把握する必要があった．検討対象は複数であるがここでは１棟（以降，建物という）の検討結果を紹介する．本検討は「建築物の耐衝撃設計の考え方」[1] に基づき行った．建物には非常に大きな爆風圧（70kPa）が係るものと仮定し，物的被害について検討し評価した．

２．外部爆発荷重

1）事故シナリオの想定

事故シナリオは，鉄筋コンクリート（RC）造の建物の左側の約 12.9m，高さ約 2.5m の位置（爆発源）においてプロピレンの VCE（Vapor Cloud Explosion）による爆発が発生し，外壁面に爆風圧 70kPa が作用する場合を想定する．

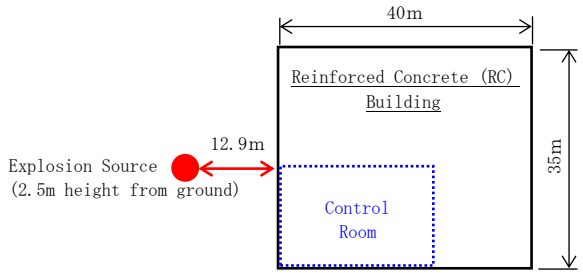


Fig.1　Layout of a building and an explosion source

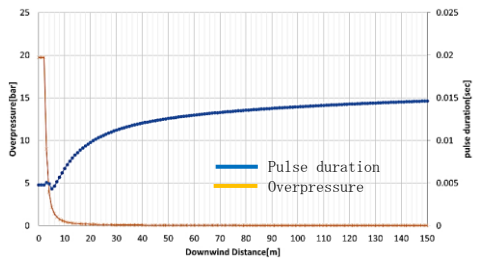


Fig.2　The result of explosion analysis

2）外部爆発荷重の算定

外部爆発による荷重は図１に示す位置関係を想定し，解析ソフト Phast（爆発等の解析ソフト，DNV）を用いた爆発シミュレーションから入射波のピーク圧力およびその作用時間と距離の関係を算定（図２に示す）し，以下（1）～（2）式を用いて建物の外壁面に作用する入射波と反射波を考慮したピーク圧力（P_{load}）を算出する．

$$P_{load} = P_r \times \cos^2\theta + P_s \times (1+\cos^2\theta - 2\cos\theta) \quad (1)$$

$$P_r = 2P_s \times (7P_0 + 4P_s) / (7P_0 + P_s) \quad (2)$$

ここで，P_s は入射波のピーク圧力（kPa），P_r は反射波のピーク圧力（kPa），P_{load} は入射波と反射波を考慮したピーク圧力（kPa），P_o は大気圧（kPa），θ は入射角（°）とする．外部爆発による荷重は，入射波と反射波を考慮したピーク圧力 P_{load}（以下，ピーク圧力という）を 70kPa と設定する．

算定の結果，建物の直近の外壁面に作用するピーク圧力，その作用時間および到達時間は，70kPa，38ms，7.9ms となった．

3）外部爆発荷重と地震荷重との比較

地震荷重は既設計算書から１階の層せん断力が 12580kN であるが，ピーク圧力 70kPa 作用時の層せん断力が 15097kN となり後者が大きくなり，建物全体の応答解析が必要となった．

３．建物全体の応答評価

1）解析モデル作成

建物全体の応答評価は，建物の層間変形角が，その許容値を満足するか否かによって判断する．そのため，建物全体の解析モデルは，主要構造部である柱，梁，耐震壁，および荷重（固定荷重，積載荷重）を反映した３次元モデル（図３に示す）を作成する．到達時間を考慮した柱と梁の各々の交点に作用する三角波を動荷重（外部爆発荷重，例を図４に示す）とした非線形時刻歴応答解析（汎用 FEM，Midas iGen を使用，㈱マイダスアイティジャパン）を行い，建物の最大層間変位値を求める．

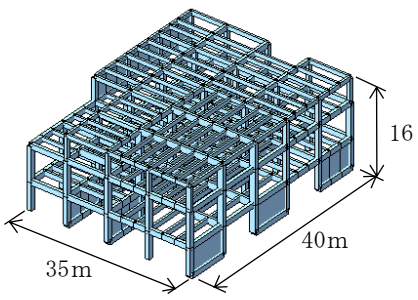


Fig.3　3D analysis model of the RC building

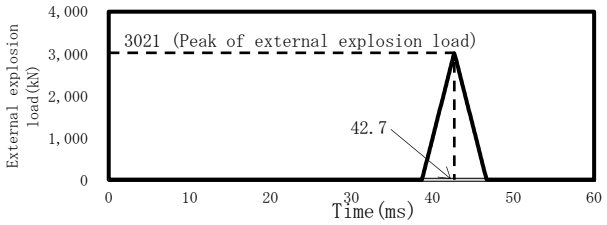


Fig.4 Example of external explosion load at outer wall acting on column-girder junction

2) 応答解析結果

建物全体の解析結果を図5に示す.

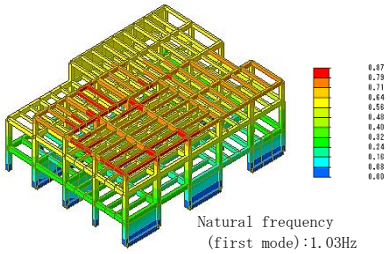


Fig.5 Maximum response displacement in 3D analysis model

3) 応答の評価結果

応答解析結果から得られた建物の各層の最大層間変位値を表1に示す. これら結果から各層で算出した層間変形角がその許容値の1/200以内に収まることが確認できた.

また, 表2に示すのは, 既設計算書（地震力作用時）の層間変位値である. 表1と表2を比較すると, 解析結果の最大層間変位値は 0.48mm であるのに対して, 既設計算書（地震力作用時）に記載の最大層間変位値は 4.04mm である. 層せん断力は今回の解析結果の方が大きいものの, 層間変位については, 今回の解析結果の方が小さくなっている. これは, 構造計算では地震力を静的に作用させているのに対し, 今回の検討の爆発荷重は動的に作用させたためである. その結果, 建物の固有周期と比較しても動的荷重の作用時間が非常に短く, 動的応答が非常に小さくなることが判った.

Table1 Maximum inter-story displacement acting on external explosion load in 3D analysis model

Target floor	Inter-story displacement (mm)	Inter-story drift angle	Allowable inter-story drift angle	Judgement
Third floor	0.24	1/18595	1/200	Suitable
Second floor	0.48	1/13570	1/200	Suitable
First floor	0.15	1/34932	1/200	Suitable

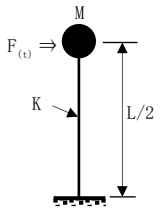
Table2 Inter-story displacement acting on static seismic load in existing calculation sheets

Target floor	Inter-story displacement (mm)	Inter-story drift angle
Third floor	1.91	1/2408
Second floor	4.04	1/1609
First floor	2.96	1/1774

4. 個材の応答評価（鉄筋コンクリート(RC)壁:8m×5m)

1) 解析モデル作成

個材の応答評価は, 外部爆発荷重が最も大きく作用するRC壁を対象に行う. RC壁の応答評価は, そこへ外部爆発荷重が作用しているときの, その応答変位値がコンクリートのひび割れ限界または鉄筋の降伏限界を超えるか否かを確認し, RC壁の損傷状況を推定することにより行う. そのため, RC壁の解析モデルは, 4辺固定平板の壁（壁厚：200mm）の剛性および荷重(固定荷重)を反映した1自由度解析モデル（図6に示す）を作成する. その解析モデルに, 三角波とした動荷重（図4同様にRC壁に作用する三角波とし, ピーク時の外部爆発荷重2856kN, 作用時間38msとした）を作用させ非線形時刻歴応答解析を行い, RC壁の最大応答変位値を求める.



L:壁の高さ

Fig.6 one-degree-of-freedom analysis model

2) 応答解析結果

RC壁の解析結果を図7に示す.

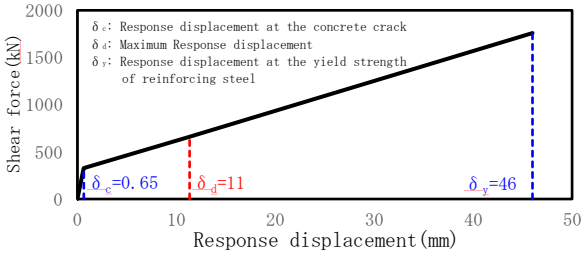


Fig.7 Result of response analysis of RC wall

3) 応答の評価結果

非線形時刻歴の応答解析結果から最大応答変位値は, 11mm となる. RC壁にはコンクリート部分にクラックが入る可能性はあるが, 内部の鉄筋の降伏には至らない.

5. まとめ

建物全体およびRC壁の被害予想を含め以下にまとめる。

1) 建物全体（主要構造部）としての被害予想

建物は元々の地震荷重に対して十分な強度を持つ構造物であり, 想定した爆風荷重が作用しても, 主要構造部は短期許容耐力以下に収まることが確認できた. よって, 主要構造部（柱, 梁）は, 無損傷（ひび割れなし）に収まると予想される.

2) RC壁の被害予想

RC壁の被害予想としては, 微損傷（コンクリートにわずかなひび割れ, 鉄筋は弾性範囲）が予想される.

以上から, 製油所等の産業施設内においては, 本検討のように危険物の漏洩による爆発のリスクを把握するためには, 事前に建物の性能を評価し, 建物の弱点を把握することが必要であり, これらを活用することにより建物の物的被害および人的被害の低減策の立案が可能になる.

参考文献

1) 日本建築学会：建築物の耐衝撃設計の考え方, 2015

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

人為起因外部事象に対する原子力発電所の安全評価手法
—IAEA Safety Reports Series 86-88 の概要—
Safety Assessment Methods for Nuclear Power Plants Against Human-Induced External Events
—Summary of IAEA Safety Reports Series 86–88—

西田　明美（原子力機構）
Akemi Nishida, Japan Atomic Energy Agency
E-mail: nishida.akemi@jaea.go.jp

External events affecting nuclear power plants include not only natural hazards such as earthquakes and tsunamis but also human-induced external events (HIEE)、 such as aircraft crashes、 explosions、 and fires、 which are important targets for safety assessment. The International Atomic Energy Agency (IAEA) has published Safety Reports Series No. 86, 87, and 88, which provide a systematic methodology for the safety assessment of nuclear installations against such events. This paper outlines the safety assessment framework for nuclear power plants based on these reports. In particular, the five-phase analytical process for evaluating human-induced external events—event identification, hazard evaluation, stWructural assessment, plant performance evaluation, and implementation of countermeasures—is reviewed, and the evaluation procedure is explained using an aircraft crash scenario as an example. In addition, the assessment of local structural failure modes and the evaluation of plant-level safety function preservation are discussed. This methodology provides an important framework for quantitatively evaluating safety margins for design-basis events and design-extension events and for identifying necessary safety improvements.

１．はじめに

近年、原子力発電所の安全性評価において、人為起因外部事象への対応が重要な課題となっている。航空機衝突、爆発事故、輸送事故などの外部事象は、発生頻度は低いものの、施設に大きな影響を及ぼす可能性がある。このため国際原子力機関（IAEA）は、人為起因外部事象に対する原子力発電所の安全評価手法を整理し、Safety Reports Series No.86[1]、87[2]、88[3] として公表した。本稿では、これらの報告書で提示されている評価手法の概要について説明する。

２．人為起因外部事象の分類

人為起因外部事象は大きく以下の二つに分類される。

(1) 偶発事象（Accidental Events）

輸送事故や産業事故など、発生頻度を統計的に評価できる事象。

(2) 想定事象（Postulated Events）

発生頻度に依存せず、安全評価のために仮定する極端な事象。

偶発事象については確率論的手法によるスクリーニングが可能である一方、想定事象については決定論的評価が必要となる。

３．人為起因外部事象評価の 5 段階手法

IAEA の報告書では、人為起因外部事象に対する評価を以下の 5 段階のプロセスで実施する。

(1) 事象同定

まずサイト周辺の環境や施設配置を考慮し、発生し得る人為起因外部事象をリストアップする。航空機衝突、爆発、火災などの事象について、原子力施設に影響を与える可能性を検討する。

(2) ハザード評価と荷重設定

選定された事象について、構造物に作用する荷重を定義する。例えば航空機衝突では、機体質量、速度、衝突角度などから衝撃荷重を評価する。また爆発では過圧荷重、火災では熱荷重が評価対象となる。

(3) 構造物・機器の評価

次に、設定した荷重に対する構造物および機器の応答を評価する。解析手法としては、簡易モデルによる解析から有限要素法による詳細解析まで、事象の規模に応じた手法が用いられる。航空機衝突では、エンジンなどの硬い部材による局所衝撃と、機体全体による全体荷重の両方を考慮する。

衝撃荷重を受けた鉄筋コンクリート構造では以下のような局所破壊モードが発生する可能性がある。

・貫入
・貫通
・パンチングせん断
・剥離
・スポーリング

設計基準事象では構造物の弾性挙動を維持することが要求されるが、設計想定外事象では一定の損傷を許容しつつも安全機能の維持が求められる。

(4) プラントレベル評価

構造物・機器の評価の結果を踏まえ、プラント全体としての安全機能を評価する。特に以下の機能の維持が重要である。

・原子炉停止機能
・崩壊熱除去機能
・放射性物質閉じ込め機能

航空機衝突などの外部事象では、影響範囲（Zone of Influence）を設定し、その外側に重要安全機器が存在するかを確認する。また確率論的リスク評価（PRA）を用いて炉心損傷確率などのリスク指標を評価する。

(5) 対策および安全余裕の評価

最終段階では、評価結果に基づき必要な対策を検討する。例えば以下の対策が挙げられる。

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

・構造物の補強
・危険物輸送の制限
・緊急対応設備の整備
・非常用設備の冗長化

これらの対策により、原子力発電所が極端な外部事象に対しても安全機能を維持できることを確認する。

４．おわりに

本稿では、IAEA Safety Reports Series 86-88 に基づく人為起因外部事象に対する原子力発電所の安全評価手法について概説した。本手法は、外部事象の同定から構造評価、プラント性能評価、対策検討までを体系的に整理したものであり、原子力施設の安全余裕を定量的に評価するための重要な枠組みを提供している。今後も新たな知見やリスク評価手法を取り入れながら、原子力施設の安全性向上に活用されることが期待される。

参考文献

1) IAEA: Safety Reports Series No.86, Safety Aspects of Nuclear Power Plants in Human Induced External Events – General Considerations, 2017.
2) IAEA: Safety Reports Series No.87, Safety Aspects of Nuclear Power Plants in Human Induced External Events – Assessment of Structures, 2018.
3) IAEA: Safety Reports Series No.88, Safety Aspects of Nuclear Power Plants in Human Induced External Events – Margin Assessment, 2017.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

衝撃荷重を受ける曲げ破壊型 RC 梁の最大たわみ簡易推定と適用範囲

Simplified Estimation of Maximum Deflection for Bending-Failure-Type RC Beams Subjected to Impact Load and Its Application Range

栗橋 祐介（金沢大・理工）　　桝谷 浩（プロテックエンジニアリング）
Yusuke KURIHASHI, Kanazawa University
Hiroshi MASUYA, PROTEC Engineering Co., Ltd.
E-mail: kuri@se.kanazawa-u.ac.jp

The purpose of this study is to establish a method for estimating the maximum response deflection of a bending-failure-type RC beam subjected to a collision action based on the energy conservation concept. In this concept, the transmitted energy acting on the beam by the weight collision is equivalent to the absorbed energy of the beam. The validity and applicable range of this method were examined using 134 past test results. It was clarified that the maximum response deflection can be accurately estimated when the plasticity ratio R_p is less than or equal to 10.

1．はじめに

近年、気候変動による局地的な豪雨等により、落石や土砂崩れなどの斜面災害が激甚化している。道路防災対策としてロックシェッドなどの防護構造物が建設されているが、これらの構造物の耐衝撃性能は、屋根等の部材のたわみを用いて評価され、性能設計法への移行が進められている。

本研究の目的は、衝突作用を受ける曲げ破壊型の鉄筋コンクリート（RC）梁を対象に、最大応答たわみの簡易推定手法を確立することである。完全塑性衝突を仮定して得られる重錘から RC 梁への伝達エネルギーと、RC 梁の吸収エネルギーが等価であるとする「エネルギー保存則」に基づく推定法を提案し、過去の 134 ケースの実験結果を用いてその妥当性と適用範囲を検証した。

2．RC 梁の応答たわみ推定手順

提案する推定法は、重錘の衝突によって梁に作用する伝達エネルギー E_t と、梁の吸収エネルギー E_a が等価であるという仮定に基づいている。

$$E_t = E_a \tag{1}$$

重錘と梁との間の完全塑性衝突を仮定すると、伝達エネルギー E_t は次式で計算される。

$$E_t = (M_w /(M_{be} + M_w))\, E_k \tag{2}$$

ここで、E_k は衝突前の重錘の運動エネルギー（入力エネルギー）、M_w は重錘の質量である。M_{be} は梁の等価質量であり、一次曲げモードと等価な振動モードを仮定し、純スパン内の梁の質量に 17/35 を乗じて求める。一方、RC 梁の吸収エネルギー E_a は、平面保持の仮定に基づくファイバーモデルから得られる荷重-たわみ曲線の面積として算出する。E_a が E_t と等しくなるときのたわみ量を、最大応答たわみの推定値 δ_u とする。

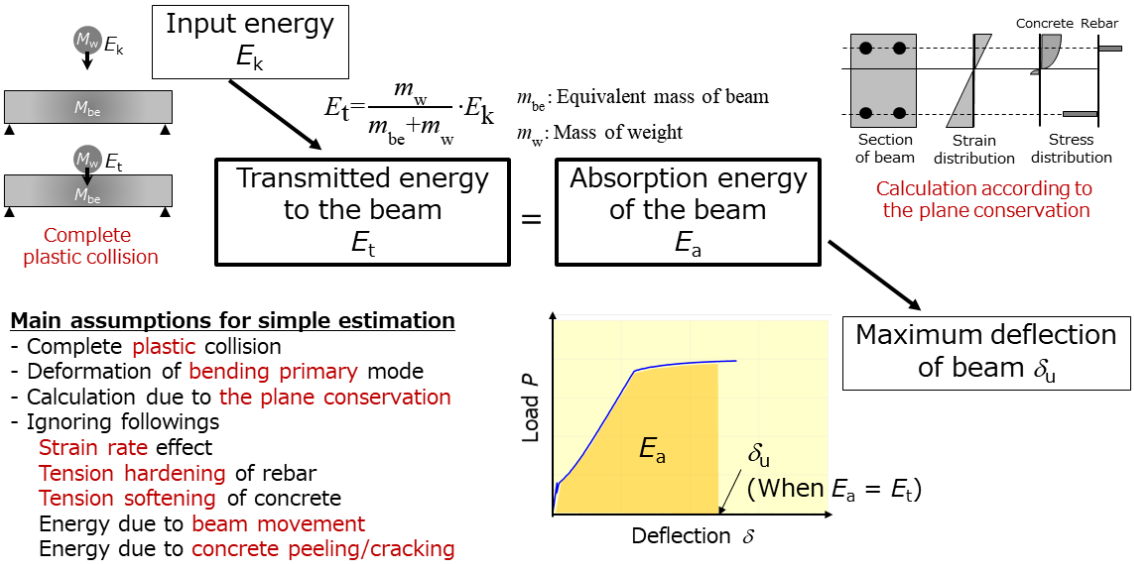


図-1　最大変位推定の基本概念

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

表-1　RC はりの諸元と適用範囲の一覧 (134 ケース)

Item of specification	Sym-bol	Unit	Range of value	
			Min.	Max.
Size of section		mm	60 × 100	1,000 × 1,000
Clear span length	L	m	0.9	8.0
Main rebar ratio	p_t	(%)	0.26	1.26
Compressive strength of concrete	f'_c	MPa	25.2	52.0
Yield strength of the main rebar	f_y	MPa	235	520
Calculated bending capacity	P_u	kN	4.10	881
Shear-bending capacity ratio	α	-	1.19	8.78
Mass of beam	M_b	t	0.014	20.0
Mass of weight	M_w	t	0.020	10.0
Impact velocity of weight	V	m/s	0.007	19.8
The kinetic energy of weight (Input energy)	E_k	kJ	0.05	392.2

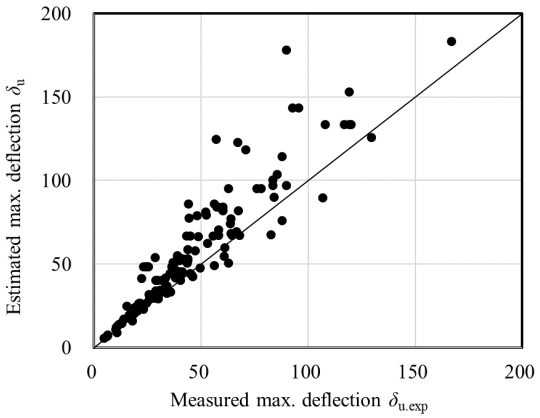


図-2 最大変位による比較 (δ_u vs $\delta_{u.exp}$)

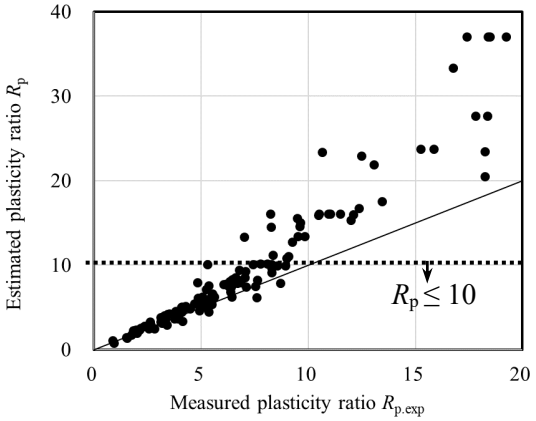


図-3 塑性率による比較(R_p vs $R_{p.exp}$)

３．最大応答たわみの推定と適用範囲

過去に行われた 134 ケースの重錘落下衝撃実験のデータを用いて、提案手法の検証を行った (表-1)。対象としたのは、計算上のせん断耐力を曲げ耐力で除したせん断・曲げ耐力比 α が 1.0 以上の曲げ破壊型 RC 梁である。 完全塑性衝突を仮定して算出した推定最大たわみ δ_u は、エネルギー損失を考慮しない推定値に比べて実験値 $\delta_{u.exp}$ に近く、実用上安全側（保守的）かつ精度良く推定できることが確認された。しかし、変形量が大きくなるにつれて、推定値が実験値を大きく上回る傾向がみられた (図-2)。

この推定精度の適用範囲を明確にするため、最大応答たわみ δ_u を主鉄筋の降伏たわみ δ_y で除した「塑性率 R_p」を用いた評価を行った。

$$R_p = \delta_u / \delta_y \tag{3}$$

推定された塑性率 R_p と実験値との比較を行った結果、R_p が大きい（梁の損傷度が高い）領域では、推定値が過大評価となる傾向が確認された。これは計算上、全ての伝達エネルギーが曲げ変形によって消費されると仮定（平面保持の仮定）しているのに対し、実際の高塑性領域では衝突部のコンクリートの損傷や鉄筋の抜け出し、せん断ひび割れの開口など、曲げ以外の要因でエネルギーが消費されるためである。精度評価指標（推定値／実験値）を検証した結果、弾性範囲を超える $1< R_p \leq 10$ の範囲において、最大応答たわみ δ_u を平均 1.15 程度の精度で良好に推定できることが明らかとなった。

４．結論

衝突作用を受ける曲げ破壊型 RC 梁の最大応答たわみについて、エネルギー保存則に基づく推定法の妥当性と適用範囲を検討した。重錘の運動エネルギーから伝達エネルギーを算出し、RC 梁の吸収エネルギーと等価とする手法により、最大応答たわみを安全側に推定できる。特に、塑性率 $R_p \leq 10$ の範囲において、高精度な推定が可能であることが明らかとなった。

参考文献

(1) Yusuke Kurihashi, Hiroshi Masuya: Simplified Estimation Method for Maximum Deflection in Bending-Failure-Type Reinforced Concrete Beams Subjected to Collision Action and Its Application Range, Applied Sciences, 10, 6941, 2020.
(2) Yusuke Kurihashi, Hiroshi Masuya: RESPONSE DEFLECTION OF REINFORCED CONCRETE BEAM SUBJECTED TO COLLISION ACTION BASED ON ENERGY CONSERVATION CONCEPT, 7th Interdisciplinary Workshop on Rockfall Protection (RocExs), 2020.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-06：混相流のダイナミクス）

2026年5月17日(日) 9:10 ~ 10:10 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-06 (1)

座長:山口 康隆(大阪大学)

9:10 ~ 9:25

[26001] 有限レイノルズ数の壁面-気泡相互作用問題に対する収束制御摂動法の導入

*尾花 諒大[1]、渡村 友昭[1]、高木 周[1] (1. 東京大学)

9:25 ~ 9:40

[26002] 鉛直線上に列をなすクリーン球形気泡の分散挙動

*鈴木 里依[1]、真田 俊之[1] (1. 静岡大学)

9:40 ~ 9:55

[26003] クリーンな球形気泡の列が誘起する流れ場に及ぼす気泡間距離の影響

*鈴木 蓮[1]、真田 俊之[1] (1. 静岡大学)

9:55 ~ 10:10

[26004] アガロースゲル中でのレーザ誘起気泡成長時の界面不安定性

*高比良 裕之[1]、大島 諒也[1] (1. 大阪公立大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

有限レイノルズ数の壁面-気泡相互作用問題に対する収束制御摂動法の導入

Introduction of Convergence-Control Perturbation Method for Wall-Bubble Interaction Problem at Finite Reynolds Numbers

尾花　諒大（東大・工）　　渡村　友昭（東大・工）　　高木　周（東大・工）
Ryota OBANA, The University of Tokyo
Tomoaki WATMURA, The University of Tokyo
Shu TAKAGI, The University of Tokyo
E-mail: takagi@mech.t.u-tokyo.ac.jp

The inertial lift force exerted on a spherical bubble ascending along a vertical wall in steady, finite-Reynolds-number flow is examined analytically using the approximation method of Yagi et al.(2023), which is a singular perturbation approach based on the Reynolds number expansion from Stokes flow. As a starting point, the leading-order inertial lift force is evaluated using a 1st-order expansion in the Reynolds number. The logarithmic functions produced by Yagi et al.'s method make the calculation technique proposed in regular perturbation theory partly ineffective, rendering the problem difficult to solve. It is also found that the lift force obtained using Yagi et al.'s method includes terms of logarithmic orders in the distance from the wall.

１．緒言

鉛直壁面に沿って上昇する気泡の運動は多くの自然現象・工業応用に関連する一方，無限流体中の単一気泡と比較して解析的な扱いが一層複雑になる．Stokes 流の周囲流かつ真球界面を仮定すると，運動学的可逆性より壁面に垂直な方向の力（揚力）は働かないが，慣性作用と界面変形いずれかを認めたとき対称性が破れ，揚力が生じる．本研究では，微小な慣性と変形の影響を各々Reynolds 数（$\mathrm{Re} \equiv \rho V_\mathrm{B} R_0/\mu$），キャピラリ数（$\mathrm{Ca} \equiv \mu V_\mathrm{B}/\gamma$）による摂動展開で記述する手法に着目し，特に前者を詳細に述べる．

無限流体中気泡との相違点として，Reによる正則摂動展開が無限遠で破綻する問題（Whitehead の逆説）が壁面-気泡系では部分的に解消され，揚力第一項の$O(\mathrm{Re}^1)$に限り正則摂動法で妥当な値を得られる [1]．これに従った正則摂動法による液滴（剛体球，free-slip 気泡を含む）[2]の解析や，Stokes 流と Oseen 流の接合漸近展開による剛体球 [3]及び free-slip 気泡 [4]の解析などが行われてきた．文献 [2–4]では壁面-気泡間距離dの逆数κ（$\kappa \equiv R_0/d$）による Taylor 展開を利用する．dが十分大きい（$\kappa \ll 1$）仮定で導かれているが，文献 [2]で得られた free-slip 気泡の$O(\mathrm{Re}^1)$揚力は$O(\mathrm{Re}) < \kappa$なら$d \simeq 1.1R_0$まで数値計算による終端速度を良く予測する [5]．

例として重力下の純水中で球形を保つ半径$R_0 = O(10^{-4})$ m の空気泡の浮力による上昇を扱う場合，$\mathrm{Re} > O(10^1)$での解析が必要となるが，上述の手法は$\mathrm{Re} < 1$を仮定しているため合理的には適用できない．そこで，本研究では Yagi et al.[6]が提案した特異摂動法の一種を導入する．当該手法では，無次元の定常 Navier-Stokes 方程式（N-S 式）

$$\nabla^2 \mathbf{U} - \nabla P = \mathrm{Re}(\mathbf{U}\cdot\nabla)\mathbf{U} \tag{1}$$

を任意パラメータh $(0 < h < 1)$を含む形で

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{U} - \nabla P &= \left[1 - \lim_{n\to+\infty}\left(1-\frac{h}{r}\right)^n\right]\mathrm{Re}(\mathbf{U}\cdot\nabla)\mathbf{U} \\ &= h\mathrm{Re}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{r}\left(1-\frac{h}{r}\right)^n(\mathbf{U}\cdot\nabla)\mathbf{U}\end{aligned} \tag{2}$$

と修正し，式(2)に対してReで摂動展開する．Whitehead の逆説を任意の次数で回避できる上，$\mathrm{Re} \geq 1$でもhを調整して$h\mathrm{Re} < 1$とすれば解の収束を担保できるため，Reのみを用いる摂動法と抜本的に異なる．パラメータhはホモトピー解析と呼ばれる数理手法における収束制御パラメータ（convergence-control parameter）に相当し，Yagi et al.の手法はホモトピー解析で得られる修正方程式 [7]をより物理的解釈性の高い形に再修正したものと捉えることもできる．そのため，本研究では Yagi et al.の手法を収束制御摂動法（Convergence-Control Perturbation method, CCP 法）と呼ぶ．

本研究の目的は，静止流体中を剛体壁面に沿って上昇する球形気泡の慣性由来定常揚力をより高い Reynolds 数で解析することである．CCP 法の導入による従来の摂動解析の拡張を試み，基礎段階として文献 [2]における$O(\mathrm{Re}^1)$の解析で正則摂動法を CCP 法で代用した場合の結果を得る．

２．問題設定と解くべき方程式

まず近似を含まない問題設定を述べる．Fig. 1 に示すように，鉛直壁面から距離d離れた所を壁面に平行な速度V_Bで移動する気泡を考える．Free-slip 界面を仮定し，周囲流体のみについて定常な非圧縮粘性層流を扱う．気泡は浮力でなく重心に与える外力で駆動し，抗力・揚力と外力がつりあった状態を気泡の重心を原点とする相対座標系で考える．無次元化した支配方程式は N-S 式(1)及び連続の式

$$\nabla\cdot\mathbf{U} = 0 \tag{3}$$

と与え，境界条件は気泡界面上（$r = 1 + \hat{R}(\theta,\varphi)$），壁面上（$z = -\kappa^{-1}$），無限遠（$r \to \infty$）で各々下式のように与える．

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{U}\cdot\mathbf{n} &= 0 \\ \boldsymbol{\Sigma}\cdot\mathbf{n} &= \mathrm{Ca}^{-1}(\nabla\cdot\mathbf{n})\mathbf{n}\end{aligned}\right\} \quad \text{on} \quad r = 1 + \hat{R} \tag{4}$$

$$\mathbf{U} = -\mathbf{e}_x \quad \text{on} \quad z = -\kappa^{-1} \tag{5}$$

$$\mathbf{U} \to -\mathbf{e}_x \quad \text{as} \quad r \to \infty \tag{6}$$

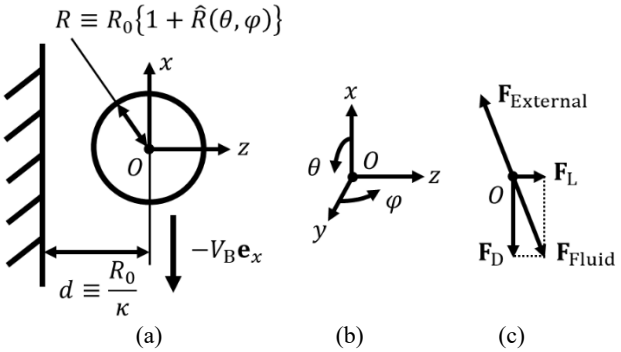


Fig. 1 Schematic figure of the problem.
(a) x-z plane section (b) 3-D coordinates (c) Force balance

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

次に, CCP 法を適用した場合の式展開を述べる. 流速$\mathbf{U}$, 圧力P, 界面形状$\hat{R}$などをパラメータ$\mathrm{Re}, \mathrm{Ca}, h$で

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}^{(1)} + h\mathrm{Re}\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})} + \mathrm{Ca}\mathbf{U}^{(\mathrm{Ca})} + (h\mathrm{Re})^2\mathbf{U}^{(\mathrm{Re}^2)} + \mathrm{Ca}^2\mathbf{U}^{(\mathrm{Ca}^2)} + h\mathrm{ReCa}\mathbf{U}^{(\mathrm{ReCa})} + \cdots \tag{7}$$

と展開したとき，0 次の流れ場$\mathbf{U}^{(1)}$は

$$\boldsymbol{\nabla}^2\mathbf{U}^{(1)} - \boldsymbol{\nabla}P^{(1)} = \mathbf{0} \tag{8}$$

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{U}^{(1)} = 0 \tag{9}$$

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{U}^{(1)}\cdot\mathbf{e}_r &= 0\\ \mathbf{e}_r\cdot\boldsymbol{\Sigma}^{(1)}\cdot\mathbf{e}_\theta &= 0\\ \mathbf{e}_r\cdot\boldsymbol{\Sigma}^{(1)}\cdot\mathbf{e}_\varphi &= 0\end{aligned}\right\} \quad \text{on} \quad r = 1 \tag{10}$$

$$\mathbf{U}^{(1)} = -\mathbf{e}_x \quad \text{on} \quad z = -\kappa^{-1} \tag{11}$$

$$\mathbf{U}^{(1)} \to -\mathbf{e}_x \quad \text{as} \quad r \to \infty \tag{12}$$

Reynolds 数 1 次の流れ場$\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})}$は

$$\boldsymbol{\nabla}^2\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})} - \boldsymbol{\nabla}P^{(\mathrm{Re})} = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{r}\left(1-\frac{h}{r}\right)^n\left(\mathbf{U}^{(1)}\cdot\boldsymbol{\nabla}\right)\mathbf{U}^{(1)} \tag{13}$$

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})} = 0 \tag{14}$$

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})}\cdot\mathbf{e}_r &= 0\\ \mathbf{e}_r\cdot\boldsymbol{\Sigma}^{(\mathrm{Re})}\cdot\mathbf{e}_\theta &= 0\\ \mathbf{e}_r\cdot\boldsymbol{\Sigma}^{(\mathrm{Re})}\cdot\mathbf{e}_\varphi &= 0\end{aligned}\right\} \quad \text{on} \quad r = 1 \tag{15}$$

$$\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})} = \mathbf{0} \quad \text{on} \quad z = -\kappa^{-1} \tag{16}$$

$$\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})} \to \mathbf{0} \quad \text{as} \quad r \to \infty \tag{17}$$

という式を満たす. 変形について, $\hat{R}^{(1)} = \hat{R}^{(\mathrm{Re})} = 0$であり, $\hat{R}^{(\mathrm{Ca})}, \hat{R}^{(\mathrm{ReCa})}$の条件が式(10)(15)で法線方向応力の式から得られる．本研究の範囲では省略する．

３．求解手法・部分的な結果

壁面-気泡系は，境界の記述が直交・球どちらの座標系でも複雑になる．$\kappa \ll 1$を仮定し，0 次解$\mathbf{U}^{(1)}$を気泡界面近傍（$\kappa r \ll 1$）と遠方で 2 様式の近似解$\mathbf{U}_{\mathrm{I}}^{(1)}, \mathbf{U}_{\mathrm{O}}^{(1)}$として与えて

$$\begin{aligned}\mathbf{U}_{\mathrm{I}}^{(1)} = {}& \left(1+\frac{3}{8}\kappa+\frac{9}{64}\kappa^2\right)\left\{-\mathbf{e}_x+\frac{1}{2}\left(\frac{\mathbf{e}_x}{r}+\frac{x\mathbf{r}}{r^3}\right)\right\}\\ &+\frac{3}{16}\kappa^2\left\{(z\mathbf{e}_x+x\mathbf{e}_z)-2\frac{xz\mathbf{r}}{r^5}\right\}\\ &+O(\kappa^3)\quad(\kappa r \ll 1)\end{aligned} \tag{18}$$

を得る [2]（$\mathbf{U}_{\mathrm{O}}^{(1)}$の表記は省略）．従って抗力第一項$F_{\mathrm{D}}^{(1)}$は Stokes 流と同一であり, 揚力は$F_{\mathrm{L}}^{(1)} = 0$となる [2]. 1 次解$\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})}$に由来する揚力第一項$F_{\mathrm{L}}^{(\mathrm{Re})}$は Lorentz の相反定理を活用して$\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})}$を直接計算せず導出できる [2]ため，まず同手法で結果のみ得る．試算の結果, CCP 法を適用すると$\mathbf{U}^{(\mathrm{Re})}$に対数関数$\ln r$を含む項が現れ, 手法の完全な再現が不可能と分かった．該当箇所のみ流れ場を直接計算する．具体的には文献 [2]の Appendix D における係数J_1, J_3に相当する項が関与し, J_1に関連する非斉次項を含む N-S 式

$$\boldsymbol{\nabla}^2\mathbf{U}_{\mathrm{I},J1}^{(\mathrm{Re})} - \boldsymbol{\nabla}P_{\mathrm{I},J1}^{(\mathrm{Re})} = \frac{1}{r}\left[-\frac{x}{4r^4}\mathbf{e}_x+\left(\frac{1}{4r^4}-\frac{x^2}{r^6}\right)\mathbf{r}\right] \tag{19}$$

から以下の揚力成分を得た（係数J_1との直接比較は不可）.

$$F_{\mathrm{L},J1}^{(\mathrm{Re})} = \frac{13}{80}\pi\kappa^2\ln\kappa + \frac{169}{4800}\pi\kappa^2 + O(\kappa^3\ln\kappa) \tag{20}$$

現時点の結果から，式(20)で示す通り揚力や流れ場がκの対数次の項を含むと分かる．これは Stokes 近似領域で得られた$O(r^{-1})$の被積分関数を遠方（$r \simeq \kappa^{-1}$）で断ち切る操作に由来し，無限流体中剛体球における接合漸近展開での近似 [8]でReの対数次が現れる現象と本質的に同じである．CCP 法は Stokes 近似領域をh^{-1-n}倍拡張して遠方を近似する手法であり, κの対数オーダ項は遠方の壁面作用を Stokes 近似のみで合理的に与えようとした結果と説明できる．

４．結言

鉛直壁面に沿って上昇する気泡に働く慣性由来定常揚力の収束制御摂動法 [6]による近似を試みた．計算過程において，$O(\mathrm{Re}^1)$での流れ場や揚力に正則摂動法では得られないκの対数オーダの項が現れることが分かっている．

Nomenclature (ND: Nondimensionalized parameter)

Ca	: capillary number ($\equiv \mu V_{\mathrm{B}}/\gamma$)	[–]
d	: distance between the wall and the bubble	[m]
F_{D}	: drag force exerted on the bubble (ND)	[–]
F_{L}	: lift force exerted on the bubble (ND)	[–]
h	: convergence-control parameter	[–]
$\mathbf{n}$	: normal vector to the bubble surface	[–]
P	: pressure field of the surrounding fluid (ND)	[–]
$\mathbf{r}$	: position vector (ND)	[–]
r, θ, φ	: spherical coordinates (ND)	[–]
$\hat{R}$	: relative radial deformation	[–]
R_0	: radius of the bubble without deformation	[m]
Re	: radius-based Reynolds number ($\equiv \rho V_{\mathrm{B}} R_0/\mu$)	[–]
$\mathbf{U}$	: velocity field of the surrounding fluid (ND)	[–]
V_{B}	: translational velocity of the bubble	[m/s]
x, y, z	: Cartesian coordinates (ND)	[–]
γ	: surface tension of the bubble surface	[N/m]
κ	: inverse of distance (ND) ($\equiv R_0/d$)	[–]
μ	: viscosity of the surrounding fluid	[Pa·s]
ρ	: density of the surrounding fluid	[kg/m^3]
$\boldsymbol{\Sigma}$	: stress tensor ($\equiv -P\mathbf{I} + \boldsymbol{\nabla}\mathbf{U} + \boldsymbol{\nabla}^{\mathrm{T}}\mathbf{U}$)	[–]

参考文献

1) R. G. Cox and H. Brenner: The Lateral Migration of Solid Particles in Poiseuille Flow-I Theory, Chem. Eng. Sci., 23, pp.147-73, 1968.
2) J. Magnaudet, S. Takagi and D. Legendre: Drag, Deformation and Lateral Migration of a Buoyant Drop Moving Near a Wall, J. Fluid Mech., 476, pp.115-57, 2003.
3) P. Vasseur and R. G. Cox: The Lateral Migration of Spherical Particles Sedimenting in a Stagnant Bounded Fluid, J. Fluid Mech., 80, pp.561-91, 1977.
4) 竹村文男，高木周，松本洋一郎:壁面近傍を上昇する球形ガス気泡に働く揚力，日本機械学会論文集(B 編), 66(649), pp.2320-6, 2000.
5) K. Sugiyama and F. Takemura: On the Lateral Migration of a Slightly Deformed Bubble Rising Near a Vertical Plane Wall, J. Fluid Mech., 662, pp.209-31, 2010.
6) Y. Yagi, K. Yabushita and H. Suzuki: An Analytic Solution of Navier–Stokes Flow Past a Sphere in the Region of Intermediate Reynolds Number, Fluid Dyn. Res., 55, 045508, 2023.
7) S. Liao: An Analytic Approximation of the Drag Coefficient for the Viscous Flow Past a Sphere, Int. J. Non-Linear Mech., 37, pp.1-18, 2002.
8) I. Proudman and J. R. A. Pearson: Expansions at Small Reynolds Numbers for the Flow Past a Sphere and a Circular Cylinder, J. Fluid Mech., 2, pp.237-62, 1957.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

鉛直線上に列をなすクリーン球形気泡の分散挙動
The dispersion of clean spherical bubbles in a vertical chain

鈴木　里依（静岡大・工）　　真田　俊之（静岡大・工）
Satoi SUZUKI, Shizuoka University
Toshiyuki SANADA, Shizuoka University
E-mail: suzuki.satoi.21@shizuoka.ac.jp

To gain insight into the dispersion mechanism of bubbles rising in chain, we study the clean spherical bubble chain through a combination of the experiment and the model. In the experiments, we observed bubble chains composed of spherical bubbles rising in a clean liquid, thereby neglecting bubble deformation and interfacial contamination. Experimental observation identifies that spherical bubble chain develops a relatively large-scale V-shape dispersion compared with the wake region of spherical bubble at $Re=O(50)$ for a long bubble distance $S>19$. We expected that the formation of a V-shaped bubble-chain requires not only wake-induced lift but also shear-induced lift generated by an upward flow produced by the repeated passage of bubbles. We examined the effects of bubble–bubble interactions and the upward flow using the Lagrangian bubble chain model. The model including only bubble–bubble interactions predicted a U-shaped dispersion due to transient lateral migration. The model incorporating upward flow predicted large-scale V-shaped dispersion and a frequency dependence. These results indicate that wake-induced lift acts as the trigger of dispersion, while the sustained shear-induced lift of upward flow forms the large-scale V-shaped dispersion.

１．緒言

液体中を上昇する気泡列は身近に観察され，様々な挙動を示す．例えば，シャンパン中の気泡は直線的に上昇し，安定した気泡列を形成する [1]．一方で，炭酸水中の気泡は分散しながら上昇し，不安定な気泡列を形成する．

Atasi ら [2]は気泡列の安定性に関して，実験および数値解析により調査した．その結果，気泡列は，気泡発生周波数 f, 気泡径 d, 界面汚染の影響により分散することを示した．また，気泡列の不安定化の原因を気泡発生周波数 f の増加，気泡間距離 S の減少に伴う，気泡間相互作用の増大で説明した．一方で，気泡変形，界面汚染の影響が無視できるクリーン球形気泡において，気泡間相互作用に寄与する後流領域は，幅 $O(Re^{-1/4})$, 長さ $O(Re^{1/2})$と限定的である [3]．そのため，本実験条件 $Re=O(50)$, 気泡間距離 $S>19$ のクリーン球形気泡列において大規模な分散が生じることを気泡間相互作用のみで説明することは難しい．さらに，一般的に用いられる流量による気泡発生制御法では，気泡発生周波数 f と気泡径 d を独立に制御することが難しく，気泡列分散における気泡間相互作用の定量的な評価には至っていない．

本研究では，音波を用いた独自の気泡発生法により，気泡径を固定したクリーン球形気泡列を生成，気泡間相互作用が分散に及ぼす影響について調査した．さらに，気泡間相互作用により分散を生じる気泡列モデルを作成，分散機構について検討した．

２．実験概要

実験装置の概略図を Fig. 1 に示す．本実験では，気泡発生周波数 f と気泡径 d を独立に制御するため，音波を用いて気泡の発生を制御した．まず，気泡発生部となる細孔を設けたナイロンチューブを液体中に設置した．チューブ内の空気はコンプレッサー及び圧力コントローラで加圧される．ファンクションジェネレータで矩形波を生成，アンプにより増幅，スピーカーを介して音波として出力した．音波がチューブ内を伝播し，ナイロンチューブに設けた細孔より気泡を押し出す．音波の周波数及び振幅を調整することで，気泡の発生を制御した．

本実験では，液体に動粘度 $\nu=1$ mm^2/s のシリコーンオイルを使用し，実験条件を気泡発生周波数 $f=4, 8, 12$, および 20 Hz ，気泡径 $d=0.4, 0.5$, および 0.6 mm に設定した．発生開始後十分時間が経過した気泡列を 2 台の高速度カメラで互いに垂直な方向から撮影する．高速度カメラの撮影条件はフレームレートを 250 fps, 解像度 0.058 mm／pixel である．座標系については，気泡発生位置を原点 O として，水平方向に x, y 軸，鉛直方向に z 軸をとる．

また，本実験では，気泡列の分散に注目して議論を進める．分散量を定量的に評価するため，分散角 α を導入する．分散角 α は気泡列の軌跡に対して，分散開始位置と画像上端における軌跡の左端と右端のなす角で定義する．

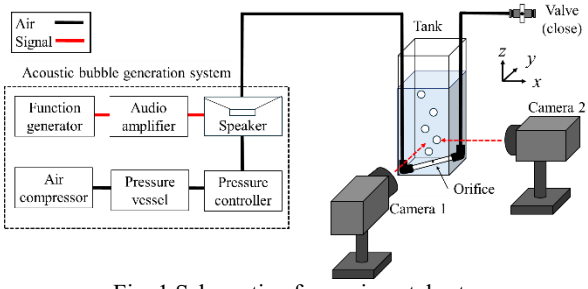


Fig. 1 Schematic of experimental setup.

３．実験結果

次に気泡列の分散の周波数依存性について述べる．Fig. 2 に $\nu=1$ mm^2/s のシリコーンオイル中での気泡径 $d=0.5$ mm の気泡列について，x - z 面から撮影した上昇軌跡を示す．一例として，気泡発生周波数 f が 4, および 20 Hz の気泡列を示す．周波数 f の増加に伴い，気泡列の分散は増大，高周波数において大規模な V 字型分散を示した．Fig. 3 に分散角 α と気泡発生周波数 f の関係を示す．気泡径 d ごとに色分けしてプロットした．いずれの気泡径 d においても，周波数の増加に伴い分散が増大する傾向を示した．

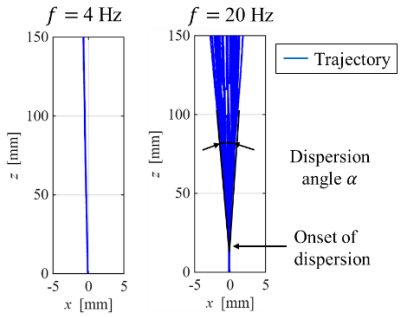


Fig. 2 Experimental trajectories of bubble chains

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

気泡を完全に球形に固定し，気泡同士が S >15 程度離れる条件においても，気泡列は気泡径と比較して大規模な分散構造を形成し，周波数依存性を示した．これは，効果が限定的な後流による揚力のみでは説明できない．気泡間相互作用以外の気泡列分散の原因として，気泡列が形成する上昇流による効果を予想する．気泡列の周囲には，気泡の繰り返しの通過により上昇流が形成される．この上昇流のせん断より気泡は追加の揚力を受け，分散が増大したと考察する．

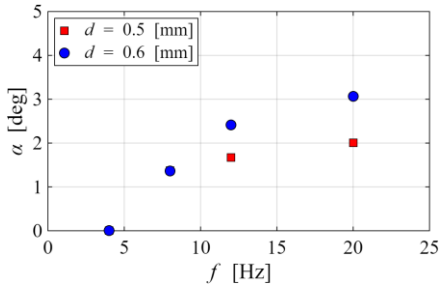


Fig. 3 Relationship between dispersion angle α and generation frequency f.

4．考察

気泡間相互作用，上昇流による気泡列の分散について検証するため，気泡列モデルを作成した．このモデルは各気泡の運動方程式を連立して解くことで，気泡列の分散をラグランジュ的に再現する．追跡する気泡を発生順に，気泡 1, 気泡 2, …, 気泡 i, …と呼ぶとき，気泡 i に関する運動方程式は次式で表わされる [4]．

$$\frac{\pi}{6}\rho_G d^3 \frac{d\boldsymbol{U}_i}{dt} = \boldsymbol{F}_{Bi} + \boldsymbol{F}_{QSi} + \boldsymbol{F}_{AMi} + \boldsymbol{F}_{int\,i,(i-1)} + \boldsymbol{F}_{int\,i,(i+1)} + \boldsymbol{F}_{UFLi}, \quad (1)$$

ここで，ρ_Gは空気の密度，$\boldsymbol{U}_i$は気泡iの速度である．また，$\boldsymbol{F}_{Bi}$, $\boldsymbol{F}_{QSi}$, $\boldsymbol{F}_{AMi}$, $\boldsymbol{F}_{int\,i,j}$, および$\boldsymbol{F}_{UFLi}$は気泡$i$に働く力であり，それぞれ浮力，定常抗力，付加質量力，気泡jとの相互作用力，および上昇流による揚力である．相互作用力$\boldsymbol{F}_{int\,i,j}$については， Hallez & Legendre[5]が提案した半解析解を用いる．この相互作用力により後流による揚力が発生，分散を再現する．本モデルでは，離れた気泡との相互作用は十分小さいと考え，隣り合う気泡との相互作用のみを考慮した．気泡は原点付近から周波数fで発生する．気泡列の分散を誘起するため，各気泡の初期x座標は，$0 \le x \le 0.01$ mm の範囲でランダムに設定した．上昇流のせん断による揚力は次式で表される [6]．

$$\boldsymbol{F}_{LUFi} = C_{LUF}\rho_L \frac{\pi d^3}{6}(\boldsymbol{V}_L - \boldsymbol{U}_i) \times (\nabla \times \boldsymbol{V}_L), \quad (2)$$

ここで，C_{LUF}は揚力係数，$\boldsymbol{V}_L$は上昇流の速度分布である．周波数fごとに，計算領域に最大流速が気泡上昇速度の 1/10 程度の小規模な上昇流を設定した．気泡の位置に応じた$\boldsymbol{F}_{LUFi}$を算出，式(1)に代入することで，上昇流による揚力を導入する．

気泡径 d = 0.5 mm の気泡列モデルの計算結果について述べる．Fig. 4 (a)は上昇流の効果を含まず，気泡間相互作用のみにより分散する気泡列の軌跡，Fig. 4 (b)は，気泡間相互作用と上昇流により分散する気泡列の軌跡である．一例として，f = 20 Hzでの計算結果をそれぞれ示した． 気泡間相互作用のみを含むモデルでは，$f \ge 8$ Hzにおいて，各気泡は発生後，後流より揚力を受け分散，その後は揚力を受けず直線的に上昇，U 字型の気泡列を形成する．また，$f \ge 8$ Hzにおいて分散に明らかな周波数依存性は見られなかった．一方，上昇流の効果を含むモデルでは，$f \ge 8$ Hzにおいて，各気泡が後流により分散後，V 字型に分散領域を拡大する傾向を示した．また，周波数 f ごとに上昇流の速度分布を調整することで，f の増加に伴い分散が拡大する傾向を再現した．

実験において，気泡列が示した大規模な V 字型分散，周波数依存性は，気泡自身が形成する上昇流の効果により生じると考える．気泡間相互作用は不安定化の起点として作用する．

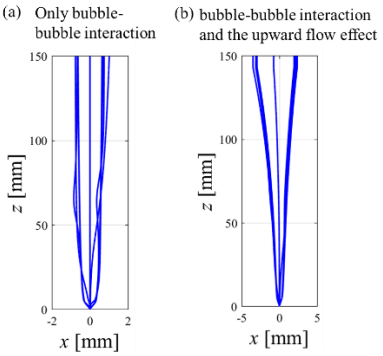


Fig. 4 Bubble chain model dispersed by (a) only wake-induced lift and (b) wake-induced lift and upward flow.

5．結言

本研究では，クリーン球形気泡列について気泡径 d を固定した条件で，分散の周波数依存性を調査した．また，分散機構についてモデルを用いて考察した．気泡列の分散には気泡間相互作用だけでなく，気泡列が形成する上昇流の効果が影響する．気泡間相互作用が分散の起点として作用する一方で，上昇流による揚力が気泡列の大規模分散構造を形成し，周波数依存性を発現させると考える．

6．著作権

講演論文集の著作権は，土木学会が保有します．

参考文献

1) J. F. Harper: Bubbles rising in line: Champagne, lager, cider, Bubbles in Food 2. AACC International Press, pp. 147-152, 2008.
2) O. Atasi, M. Ravisankar, D. Legendre and R. Zenit: Presence of surfactants controls the stability of bubble chains in carbonated drinks, Physical Review Fluids, 8(5), 053601, 2023.
3) D. W. Moore: The boundary layer on a spherical gas bubble, J. Fluid Mech. 16, 161, 1963.
4) K. Maeda, M. Date, K. Sugiyama, S. Takagi and Y. Matsumoto: Viscid–inviscid interactions of pairwise bubbles in a turbulent channel flow and their implications for bubble clustering, Journal of Fluid Mechanics. 919, A30, 2021.
5) Y. Hallez and D. Legendre: Interaction between two spherical bubbles rising in a viscous liquid, J. Fluid Mech. 673, 406, 2011.
6) D. Legendre and J. Magnaudet: The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow, J. Fluid Mech. 368, 81, 1998.

クリーンな球形気泡の列が誘起する流れ場に及ぼす気泡間距離の影響
Bubble spacing effects on the flow field induced by a chain of clean spherical bubbles

鈴木　蓮（静岡大）　　真田　俊之（静岡大）
Ren SUZUKI, Shizuoka University
Toshiyuki SANADA, Shizuoka University
E-mail: suzuki.ren.22@shizuoka.ac.jp

We visualized the flow field induced by a chain of clean spherical bubbles using two-dimensional particle image velocimetry (PIV) and evaluated the mean vertical velocity profile. We confirmed the presence of an upward flow, and observed flattening of the velocity profile far downstream of the bubble generation point. This flattening is attributed to the lateral dispersion of the bubbles rising in a chain and the viscous diffusion of wake velocity. The maximum upward velocity decreases when the bubble spacing exceeds a characteristic wake length estimated from the representative wake velocity of a single bubble.

1．緒　　言

液体中を上昇する気泡列は，微視的な気泡界面の性質から気泡間相互作用，そして流れ場という巨視的なスケールまでが互いに影響し合うマルチスケール構造を有す．そのため，気泡表面の汚染を無視できるクリーンな気泡の場合，気泡間相互作用と流れ場全体の影響を調査する必要がある．Moore[1]は単一球形気泡の境界層を支配する方程式の導出過程で，球形気泡の後流モデルとして，長さ$O(RRe_\mathrm{b}^{1/2})$，幅$O(RRe_\mathrm{b}^{-1/4})$の細長い後流モデルを提案した．Suzuki ら[2]は，気泡間相互作用のスケールに着目し，気泡列の分散現象を調査するため，クリーンな球形気泡列の観察とモデル化をした．観察より，気泡発生周波数が増加すると気泡列が分散するという結果を得た．また，気泡間相互作用のみを考慮したモデルでは実験結果を再現できないことから，気泡列の分散を説明するために考慮すべき現象として，気泡列が誘起した上昇流を挙げた．しかし，クリーンな球形気泡では表面渦度生成は限られており，気泡列が定常的に上昇流を誘起するかは非自明である．

本研究では，気泡列が誘起する流れ場を実験的に調査した．具体的には，粒子画像流速測定法（PIV）を用いて流れ場を可視化し，平均流速分布を算出した．さらに，単一気泡の形成する後流の長さを用いて，平均流速分布に及ぼす気泡間距離の影響を評価した．

2．実験概要

2．1．実験装置及び実験条件

Fig. 1 に実験装置の概略図を示す．アクリルタンクを動粘度$\nu = 1$ cSt のシリコーンオイル（以下，K1）で満たし，その中に，気泡発生部となる細孔を開けたナイロンチューブを設置した．本実験では，音波を用いた微細気泡生成装置を使用した．本装置は，スピーカーでチューブ内の空気を振動させることで，気泡発生周波数fと気泡径$d(=2R)$を独立に制御して気泡の生成が可能である．流れ場の可視化のために，二次元 PIV を用いた．トレーサー粒子として，ローダミン B 蛍光ポリスチレン粒子を使用し，波長 532 nm のレーザーシートを照射した．画像の取得には，高速度カメラを使用し，レーザー光による気泡表面の反射光を遮断するために，カメラの前方にロングパスフィルターを設置した．Fig. 1(b)に高速度カメラの撮影範囲の模式図を示す．気泡発生部を原点Oとし，水平方向にx軸，鉛直方向にz軸をとる．気泡発生部に近い領域を領域 A，気泡発生部から離れた領域を領域 B とし，二つの領域で画像を撮影した．

本実験では，$d =$ 0.5 mm，$f = 4$, 8, 12 及び 20 Hz とした．気泡レイノルズ数$Re_\mathrm{b} = 42$~50，ボンド数$Bo = 0.11$~0.13より，Clift ら[3]の図に基づき球形気泡である．また，K1 は無極性のため，気泡表面の汚染リスクは低いとした．各f，各領域において，高速度カメラのフレームレートを 125 fps，解像度を 2048×2048 pixel とした．

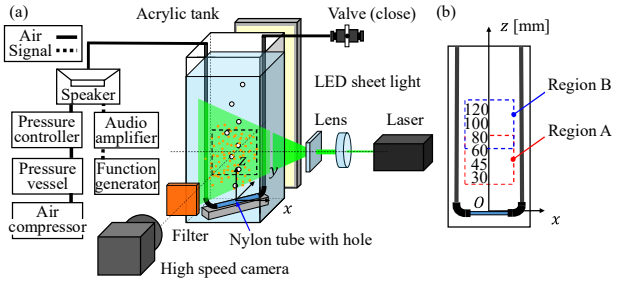


Fig. 1 Schematics of the experimental setup, (a) overview with the two-phase particle image velocimetry setup, (b) camera field of view and definition of field of view.

2．2．二次元 PIV 解析

MATLAB の PIVlab を使用し，液相のみを解析対象として PIV 解析を行った．トレーサー粒子の蛍光のみを抽出するため，生画像に対して，LoG フィルタ，適応的ヒストグラム平坦化，High-pass フィルタを順に適用した．速度ベクトルは，画像 250 枚（1 sec 分）を用いて FFT ウィンドウ変形法（最終検査領域 32×32 pixel，50%オーバーラップ）により算出した．解析の結果生じた外れ値は，標準偏差フィルタ及び局所中央値フィルタを適用し，除外した．高さzごとに速度の鉛直方向成分$\overline{w}_{\mathrm{l,z}}$を算出した．領域 A では$z =$ 30，45，60 mm，領域 B では$z =$ 80，100，120 mm とした．

なお，トレーサー粒子は慣性を有すため，トレーサー粒子の速度と流体の速度は厳密には一致しない．よって，実験結果の妥当性を確認するために不確かさ解析を行った．本実験の合成標準不確かさは 0.62~0.63 mm/s，相対合成標準不確かさは 4.2~11.5 %である．

3．実験結果及び考察

3．1．気泡列の誘起した上昇流の可視化と平均流速分布

Fig. 2 は，気泡列が誘起した流れの速度ベクトル$\vec{u}_\mathrm{l} = (u_{\mathrm{l,x}}, w_{\mathrm{l,z}})$の一例を示す．$\vec{u}_l$の絶対値を$u_\mathrm{l}$とした．気泡は原点付近から発生し，$\vec{u}_l$は主に$z$軸正方向，つまり，気泡の上昇方向を向いている．よって，気泡列が誘起した上昇流を実験的に確認できた．

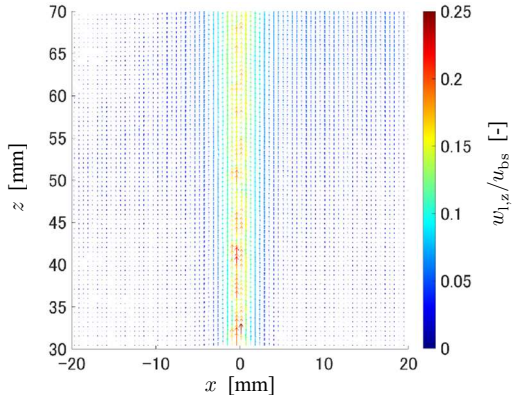


Fig. 2 Velocity field for $f = 20$ Hz in Region A, excluding interpolation vectors. For better visibility, vectors are scaled.

Fig. 3 は，気泡列が誘起した上昇流の平均流速$\overline{w}_{l,z}$の分布を示す．縦軸は単一気泡の速度ベクトル$\vec{u}_{bs}$の絶対値u_{bs}で除した無次元速度$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$とした．

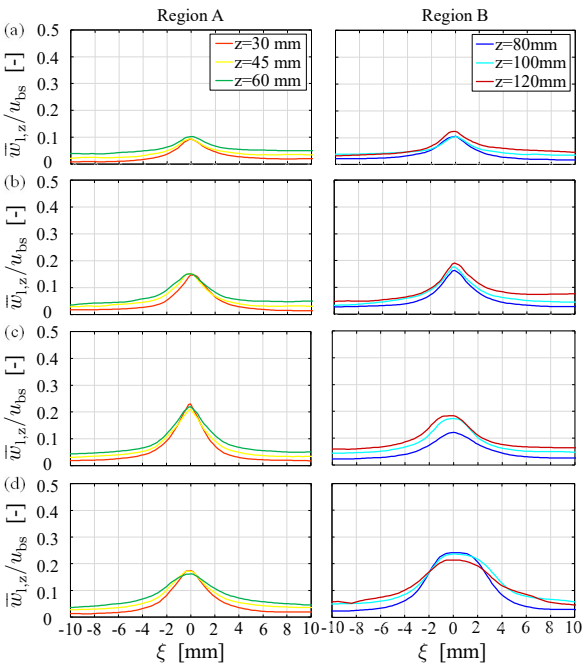


Fig. 3 Mean upward flow vertical velocity profiles, (a) $f = 4$ Hz, (b) 8 Hz, (c) 12 Hz, (d) 20 Hz.

f及び領域 A，B による$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の最大値と分布形状の違いを述べる．画像撮影領域の都合上，横軸はx軸と同一方向で，$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$が最大となる点を$\xi = 0$ mm としたξ軸に変更した．Fig. 3 より，領域 A では，fの増加に伴い$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の最大値は増加し，$f \geq 12$ Hz で，おおよそ一定（約 0.2）に達した．一方，領域 B では，$f = 4$ Hz における$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の最大値は領域 A と同程度（約 0.1）だが，$f \geq 8$ Hz では，最大値が約 0.2 に増加した．さらに，$f \geq 12$ Hz では，領域 B における$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$は領域 A と比べて平坦化した．

3．2．上昇流の平均流速分布の考察

まず，領域 B では，$f > 12$ Hz の場合に$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の分布が平坦化した理由を検討する．Suzuki ら [2]は，本実験の領域において，$f \geq 12$ Hz で気泡列が分散することを報告した．領域 A では，各気泡が同一径路をたどるため流速分布にピークができる．領域 B では気泡列が分散し，気泡は異なる径路を通過し，気泡の後流が特定の径路に集中することが妨げられる．更に，上昇流のレイノルズ数$Re_l = \overline{w}_{l,z\,max} d/\nu$を定義し，$Re_l \cong 8.5$より上昇流は粘性拡散の支配的な流れとなる．以上から，速度分布が平坦化すると予想される．

次に，領域 A において，$f = 4$ Hz の場合に$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の最大値が小さくなることを議論する．気泡列が誘起する上昇流は，各気泡が形成する後流の重ね合わせと考えることができる．Moore[1]は球形気泡の後流の長さを$O(RRe_b^{1/2})$と算出したが，これは，Ramírezら [4) 5)]が near wake という気泡近傍の後流を示し，後流全体の長さを表わすものではない．よって，単一球形気泡の形成する後流全体の長さl_wの算出及び気泡間距離との比較をし，$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$への影響を評価する．

気泡固定座標系(r, s)を定める．気泡中心を原点，r軸はx軸と同一方向を正，s軸はz軸反対方向を正とする．Ramírezら [4) 5)]が far wake という気泡から離れた後流の基準速度$\overline{w}_z^*$に，Ruzicka[6)]が提案した，時間スケールL^{*2}/νより大きい流れに対する粘性補正を組み合わせると次のようになる．

$$\frac{\overline{w}_z^*}{u_{bs}} = \frac{1}{8}\left(\frac{d}{s}\right)^3 + \gamma\frac{C_D}{2}\left[1 - \exp\left(-\frac{Re_b}{16}\frac{d}{s}\right)\right]\exp\left(-\frac{4}{Re_b}\frac{s}{d}\right) \quad (1)$$

ここで，$L^* = R$とし，C_Dには，Moore が算出した抗力係数を用いる．また，γは補正係数である．l_wを$s = RRe_b^{1/2} + R$における$\overline{w}_z^*/u_{bs}$が 1%以下に減衰するまでに要す長さと定義した．本実験条件では，$l_w/R = 64$~74となる．一方，無次元気泡間距離$S(= u_b/(fR))$: u_bは領域 A の各fにおける気泡の速さ)は，$f = 4$ Hz のとき$S = 89$, $f \geq 8$ Hz のとき$S \leq 45$である．よって，$f = 4$ Hz のみ$S > l_w/R$が成立し，後続気泡は前方気泡の形成する後流の有効範囲に入らないため，$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の最大値が他の条件より小さくなると説明できる．

4．結　　言

二次元 PIV を用いて，気泡列が誘起した上昇流を可視化した．領域 A では，fの増加に伴い$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の最大値は増加し，$f \geq 12$ Hz の場合，おおよそ一定となる．$f = 4$ Hz の場合，後続気泡が前方気泡の後流の有効範囲に入らないため，$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の最大値が他の条件と比較して小さくなる．領域Bでは，$f \geq 12$ Hzの場合，$\overline{w}_{l,z}/u_{bs}$の分布は平坦化した．これは，気泡の後流が特定の径路に集中することが妨げられたこと及び上昇流が粘性拡散の支配的な流れであることと予想する．

参考文献

1) D. W. Moore: The boundary layer on a spherical gas bubble, Journal of Fluid Mechanics, 16(2), pp. 161-176, 1963.
2) S. Suzuki and T. Sanada: Generation frequency effects on the stability of a single spherical bubble chain in viscous liquids, ICMF 2025, 2025.
3) R. Clift, J. R. Grace and M. E. Weber: Bubbes, drops and particles, Academic Press, New York, 1978.
4) J. Ramírez-Muñoz, E. Salinas-Rodríguez, A. Solia and A. Gama-Goicochea: Hydrodynamic interaction on large-Reynolds-number aligned bubbles: Drag effects, Nuclear Engineering and Design, 241, pp. 2371-2377, 2011.
5) J. Ramírez-Muñoz, A. Gama-Goicochea and E. Salinas-Rodríguez: Drag force on interacting spherical bubbles rising in-line at large Reynolds number, International Journal of Multiphase Flow, 37, pp. 983-986, 2011.
6) M. C. Ruzicka: On bubbles rising in line, International Journal of Multiphase Flow, 26, pp. 1141-1181, 2000.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

アガロースゲル中でのレーザ誘起気泡成長時の界面不安定性

Surface Instability of a Growing Laser-induced Bubble in Agarose Gels

高比良 裕之（阪公大・工）　　大島 諒也（阪公大・工）
Hiroyuki TAKAHIRA, Osaka Metropolitan University
Ryoya OSHIMA, Osaka Metropolitan University
E-mail: takahira@omu.jp

The instability of a laser-induced bubble in agarose gels during its growth phase was studied using the stability analysis method by Yang et al. (2021). The agarose gel was modeled with the qKV model for viscoelastic fluids. Initially, the gel's shear modulus G and viscosity μ were determined by matching the bubble radius evolution from experiments with simulations based on the Rayleigh-Plesset equation. Using these parameters and experimental data on bubble radius, velocity, and acceleration, two instability parameters were calculated for each surface oscillation mode expanded in spherical harmonics. The analysis predicted instabilities for low-degree modes but was less precise for higher degrees. Results also showed that higher shear modulus and viscosity generally stabilized surface oscillation modes, especially for high-degree modes.

１．はじめに

アガロースゲルのヤング率はアガロース濃度によって変化し，生体軟組織に類似の音響的・機械的特性を持つことから，高強度集束超音波（HIFU）などの医療応用実験において，生体組織を模擬するためによく用いられる [1]. Kishimoto ら [2]は，アガロースゲル内で生成されたレーザ誘起気泡が成長する際に，その界面にしわ状の形状不安定を生じることを示した．また，Yangら[3]は，粘弾性流体中での気泡形状を球面調和関数で摂動展開し，弾性に関するパラメータξと粘性に関するパラメータηを用いて，展開された各振動モードが気泡崩壊に伴い増大する時間域を計算し，界面の不安定性を議論した．水中では，気泡崩壊時に界面不安定が増大し，逆に気泡成長時に気泡界面が安定化することは，理論的に明らかになっているが，アガロース中での気泡成長時の界面不安定の要因は明らかとなっていない．そこで本研究では，まずアガロースゲル中でのレーザ誘起気泡の成長崩壊実験を行い，気泡の界面形状を観察し，気泡半径の時間履歴と qKV モデルを用いた解析結果との比較から，アガロースのせん断弾性係数Gと粘性係数μを推定した．さらに，得られたアガロースの物性値等を用いて，Yangらの粘弾性流体中での界面の安定性理論を用いて，気泡成長時の界面不安定の要因を検討した [4].

２．レーザ誘起気泡の界面不安定性の実験

気泡界面不安定を観測するため，以下の実験を行った．純水で満たした水槽中に濃度 0.5 w/v%のアガロースゲル（30 mm×30 mm×30 mm）を設置した．Q-switched Nd:YAG レーザをゲル中に集光し，レーザ誘起気泡を生成した．気泡生成時を$t = 0$ s とし，気泡が収縮・膨張を繰り返した後，気泡が静止し平衡状態に至るまでの様子を高速度ビデオカメラで撮影した．平衡状態での気泡半径をR_{eq}と定義した．

Fig. 1 は気泡成長時の各時刻におけるアガロースゲル中での気泡の形状である（R_{eq}=0.23 mm）．気泡成長時に表面振動が現れ，それが時間とともに進展している様子が見てとれる．特に Fig. 1 の時刻$t = 90$ μs には，突起状の表面振動が表れている．

Fig. 2 に Fig. 1 の実験における体積等価半径の時間履歴を示す．体積等価半径は画像解析により算出した．なお，時間tを$t^* = t/\left(R_{\mathrm{eq}}/\sqrt{P_\infty/\rho}\right)$，半径$R$を$R^* = R/R_{\mathrm{eq}}$と無次元化している．ここで，$P_\infty$は無限遠方圧力，$\rho$はアガロース密度である．Fig. 2 から気泡は膨張，収縮した後，再膨張する．微小振動を繰り返した後，概ね平衡半径に達していることがわかる．

Fig. 3 は後述する粘弾性流体中での気泡半径の運動方程式(2)において，せん断弾性係数Gと粘度μをフィッティングパラメータとして，実験の半径履歴と比較したものである．図中の実験データは Fig. 2 と同じであり，気泡が最大半径に達した後の収縮・再膨張過程を式(2)を用いて予測した．その結果，濃度 0.5 w/v%アガロースのG，μはそれぞれG=4.986 kPa，μ=1.005 Pa·s と推定された．

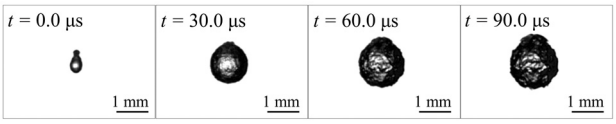


Fig. 1 Successive bubble shapes (R_{eq}=0.23 mm).

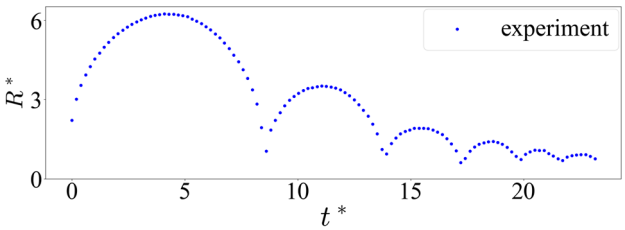


Fig. 2 Time history of the volume equivalent radius of the bubble in Fig. 1 (R_{eq}=0.23 mm).

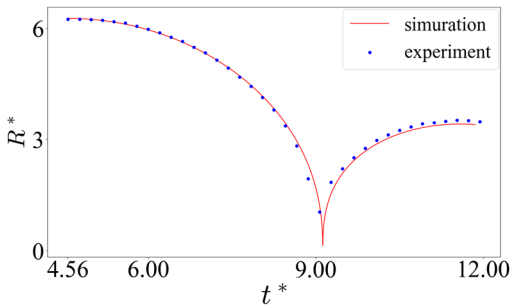


Fig. 3 Comparison of time histories of bubble radius between simulations (red line) and experiments (blue dots).

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

3．界面不安定性の解析

アガロースの物性を表す構成方程式として，以下に示す粘弾性流体のモデル：qKV モデルを用いた [3]．

$$\boldsymbol{\sigma} = G[1+\alpha(I_1-3)]\boldsymbol{B} + 2\mu\boldsymbol{D} - p\boldsymbol{I} \tag{1}$$

ここで，$\boldsymbol{\sigma}$はコーシー応力，Gはせん断弾性係数，μは粘度である．I_1は$\boldsymbol{B}$の第一不変量，$\boldsymbol{B}$は左コーシー・グリーン・ひずみテンソル，αはひずみ硬化のパラメータ，$\boldsymbol{D}$はひずみ速度テンソル，$\boldsymbol{I}$は単位行列であり，pは圧力に相当する量である．qKV モデルによる気泡半径の運動方程式は以下のように与えられる [3]．

$$R^*R^{*\prime\prime} + \frac{3}{2}\{R^{*\prime}\}^2 = \frac{P_b}{P_\infty} - 1 + S^* - \frac{2}{\mathrm{We}\,R^*} \tag{2}$$

$$S^* = \frac{3\alpha-1}{2}\Gamma\left[5 - \frac{1}{R^{*4}} - \frac{4}{R^*}\right] - \frac{4R^{*\prime}}{\mathrm{Re}\,R^*} + 2\alpha\Gamma\left[\frac{27}{40} + \frac{1}{8R^{*8}} + \frac{1}{5R^{*5}} + \frac{1}{R^{*2}} - 2R^*\right]$$

プライムは無次元時間t^*による微分を表している．P_bは気泡内圧力，$\mathrm{We} = P_\infty R_\mathrm{eq}/\gamma$，$\gamma$は水の表面張力係数を表している．$G$，$\mu$の無次元化量として，$\Gamma = G/P_\infty$，$\mathrm{Re} = R_\mathrm{eq}\sqrt{P_\infty\rho}/\mu$ と定義した．

Yang らは，極座標で表現した気泡形状を，球面調和関数を用いて次式のように展開し，

$$r(\theta,\phi,t) = R(t) + \sum_l\sum_m a_{lm}(t)Y_l^m(\theta,\phi) \tag{3}$$

次数 m に依らない l 次の球面調和関数の係数a_lの支配方程式(4)-(6)を導出した．なお，式(4)-(6)は無次元化されており，式(4)における$a_l^{*\prime}$およびa_l^*の係数η^*，ξ^*が界面不安定を示すパラメータである [3]．

$$a_l^{*\prime\prime} + \eta^* a_l^{*\prime} - \xi^* a_l^* = 0 \tag{4}$$

$$\eta^* = \frac{3R^{*\prime}}{R^*} + \frac{4}{\mathrm{Re}\,R^{*2}} + \frac{l(l+1)}{3\mathrm{Re}\,R^{*2}} \tag{5}$$

$$\xi^* = -\frac{R^{*\prime\prime}}{R^*} + \frac{4R^{*\prime}}{\mathrm{Re}\,R^{*3}} - \frac{2l(l+1)R^{*\prime}}{3\mathrm{Re}\,R^{*3}} - \frac{(l+1)(l-2)}{\mathrm{We}\,R^{*3}} + \Gamma\left[-\frac{2}{R^{*3}}\left(1+\frac{1}{R^{*3}}\right) - \frac{l(l+1)}{R^{*2}+R^*+1}\right.$$
$$\left. - \frac{2\alpha(R^*-1)^2}{R^{*3}}\left(1+\frac{1}{R^*}\right)^3\left(2-\frac{2}{R^*}+\frac{3}{R^{*2}}-\frac{1}{R^{*3}}+\frac{1}{R^{*4}}\right) - \frac{\alpha l(l+1)(R^*-1)^2}{5R^*(R^{*2}+R^*+1)}\left(10+\frac{6}{R^*}+\frac{3}{R^{*2}}+\frac{1}{R^{*3}}\right)\right] \tag{6}$$

界面形状の不安定条件は$\eta^* < 0 \cup \xi^* > 0$である．$\eta^* > 0$は本実験条件範囲では成り立つことが確認されたため，界面不安定の条件を$\xi^* > 0$と設定し，この条件を満たす振動モードの次数について調査した．

平衡気泡半径$R_\mathrm{eq} = 0.240 \pm 0.01$ mmの範囲の実験 6 例の体積等価半径の時間履歴を平均して得られた平均気泡半径時間履歴を算出し，得られた平均気泡半径の時間履歴と物性値G，μを用いて，式(4)-(6)から計算された 8 次の振動モードξ_8^*の時間履歴を Fig. 4 に示す．気泡成長時において$\xi^* > 0$となる時間域の長さをT_i^*と定義した（Fig. 4 に色付きで示した無次元時間域）． 図より，8 次振動モードについては，気泡成長時（$t^* = 0$~4.56）に$\xi^* > 0$となっている時間域が存在していることがわかる．このことから，8 次振動モードは気泡成長時に不安定となることがわかる．

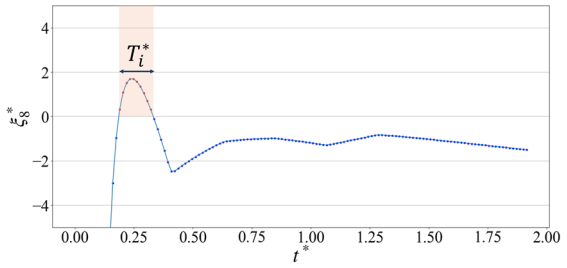


Fig. 4 Time histories of ξ^* for the modes of degree 8. T_i^* indicates a time duration with the instability during bubble growth.

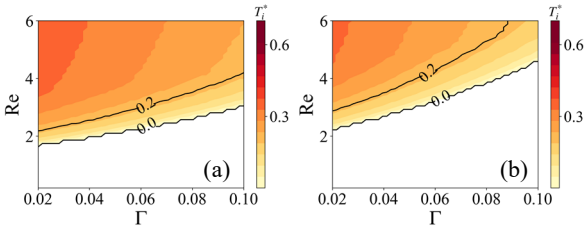


Fig. 5 Instability map for surface oscillations: (a) l = 8 and (b) l = 9.

Γ，Reを変化させたときの各振動モードに対するξ^*およびT_i^*を計算した．Figs. 5(a), (b)にそれぞれ，l = 8, 9 次の振動モードに対するΓ，Re平面上のT_i^*の分布図を示す．このΓ，Re平面上のT_i^*の分布図において，色のついた領域が$T_i^* > 0$となるΓ，Reに対する不安定領域である．実験におけるR_eq，G，μから算出されるΓ，ReはΓ = 0.0492，Re = 2.41 であることから，この実験において 8 次の表面振動が気泡成長時に増大すること，9 次の表面振動は増大しないことがわかる．また，Fig. 5 からわかるように，全般に不安定領域は，Reが大きく，Γが小さい場所に分布している．このことは，気泡径が大きく粘性の影響が小さいほど，また弾性の影響が小さいほど気泡成長時に界面が不安定となる，という傾向を意味する．また高次の振動モードに対して不安定領域が狭くなる傾向がみられる．実験では，気泡の平衡半径が大きいほど，またアガロースの弾性率が大きいほど，気泡表面が不安定になる傾向が見られた．このことから，本安定性理論では，低次の表面振動ならびに気泡径の影響は予測できるが，高次の表面振動ならびに弾性率の影響の予測は困難と考えられる．

4．おわりに

アガロースゲル中に生成したレーザ誘起気泡の時間履歴と球形気泡の運動方程式の解との比較から，ゲルのせん断弾性係数と粘度を算出するとともに，Yang らの安定性理論を用いて，気泡成長時の界面形状の安定性解析を行った．

謝　辞

本研究は科学研究費補助金（No. 24K07327）による援助の下に行われた． ここに深く謝意を示す．

参考文献

1) Hall, T. J. et al.: IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, 44, pp. 1355-1365, 1997.
2) Kishimoto, K. et al.: Multiphase Sci. Tech., 35, pp. 1-17, 2023.
3) Yang, J. et al.: Phys. Rev. E., 104, 045108, 2021.
4) 大島・他 2 名: 混相流, 2026, 掲載決定.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-06：混相流のダイナミクス）

2026年5月17日(日) 10:35 ~ 11:35 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-06 (2)

座長:真田 俊之(静岡大学)

10:35 ~ 10:50

[26005] 非等温環境における気流剪断液膜の界面不安定性：実験と理論

*井上 智博[1] (1. 九州大学)

10:50 ~ 11:05

[26006] テイラー気泡の動的メニスカスにおける速度境界層と液膜厚さの関係

*常岡 大修[1]、岡島 淳之介[2] (1. 東北大学、2. 東北大学 流体科学研究所)

11:05 ~ 11:20

[26007] 液体を封入したフラスコへの単発打撃によって生じる微粒化現象

*渡部 裕也[1]、田川 義之[1] (1. 東京農工大学)

11:20 ~ 11:35

[26008] 短時間加速を受ける液体柱内の圧力変動

*田川 義之[1]、栗原 千尋[1]、木山 景仁[2] (1. 東京農工大学、2. 埼玉大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

非等温環境における気流剪断液膜の界面不安定性：実験と理論
Interfacial Instabilities of Gas-Sheared Liquid Films under Non-Isothermal Conditions: Experiments and Theory

井上　智博（九州大・工）
Chihiro INOUE, Kyushu University
E-mail: inoue.chihiro@aero.kyushu-u.ac.jp

We show experimental results that a thin liquid wall film destabilizes sheared by a fast gas stream under non-isothermal conditions. Convective heat transfer between the hot gas and cold film leads to the formation of cooled thermal boundary layer inside the gas phase. As a result, the gaseous velocity boundary layer thins, which enhances destabilization of liquid film. We successfully formulate the promoted shear instabilities, well reproducing the experimental results of wavelengths.

１．緒言

気流にさらされた壁面上の薄い液膜は，剪断不安定によって三次元的に波立つ．平滑な液膜と比べて，波状液膜では，気液の接触面積が格段に増加するため，圧力損失や伝熱特性が促進されることが知られている．しかし，従来の液膜不安定理論は，気液が等温の条件で構築されており [1-3]，気液が非等温で熱伝達を無視できない条件において，波状液膜の波長や位相速度を記述できない問題があった．そこで本研究では，まず，同一の流れ条件において，気液が等温の場合と非等温の場合で，液膜形状が大きく変化することを実験的に示す．次に，非等温環境における液膜不安的理論を構築し，実験結果を良好に記述できることを示す．

２．実験装置

図 1 に示す実験装置において，ヒーターで加熱した空気を十分に発達させてアクリル円管でできたテストセクション部に導く．テストセクション入口の速度分布が 1/7 乗則に従うことを確認している．他方，常温の液膜は，円管内壁に均一な厚さで流入し，中央を流れる気流から剪断力を受ける．同実験装置は，気流と液膜の速度および温度の境界条件を明確に管理できる優れた特徴を有する．初期の気流温度 T_g と液膜温度 T_l の差を$\Delta T=T_g-T_l$ と定義し，T_g を変化させることでΔT =0~150K の範囲で実験を行った．

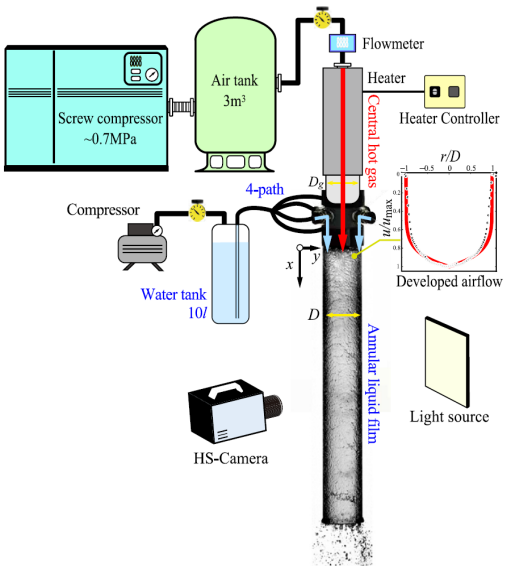


図 1　実験装置 [4]

３．結果と考察

等温条件のΔT=0K において，気液の速度差に起因する軸方向の不安定波長λは，気流の渦度境界層厚さδと気液のバルク密度比ρ_l/ρ_g を用いて次式で表せる [1,2]．

$$\lambda \approx \delta\sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \qquad (1)$$

同一のλの条件下で，ΔT=0~150K における可視化結果を図 2 に示す．ΔT が増加するほど，波長が短く，明らかに不安定化が促進されている．しかし，従来理論の式(1)によれば，ΔT によらず波長は等しいはずで，図 2 の実験結果を説明できない．

本研究では，熱容量の小さい高温気流が，低温液膜によって冷却される効果を新たに考える．気相側に発達する温度境界層内部は，ほぼ液温にまで冷却され，速度境界層が薄くなる．この時の渦度境界層厚さをδ^c で表す．同時に，気流の温度境界層内部の密度がρ_g^c に増加する．これらを用いて，非等温場での軸方向波長λ^c を次式で表す [3]．

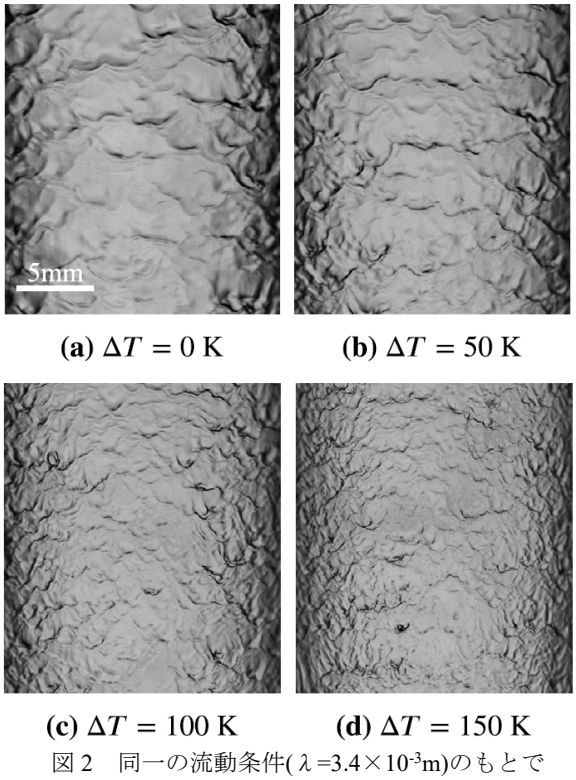
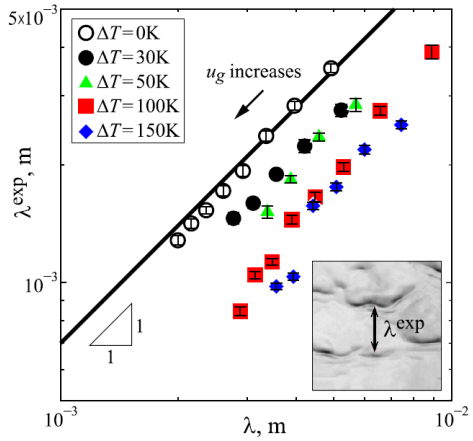


図 2　同一の流動条件(λ=3.4×10^{-3}m)のもとで気液温度差が液膜の波状特性与える影響

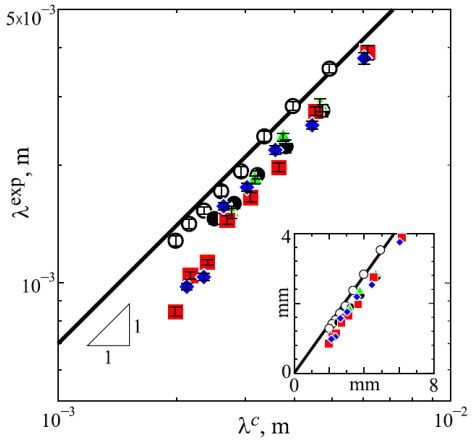
©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

$$\lambda^c \approx \delta^c \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g{}^c}} \qquad (2)$$

液膜の軸方向波長の実験結果λ^{exp}と式(1)の計算結果の関係を図 3(a)に，実験結果と式(2)の結果を図 3(b)に示す．従来の等温モデルは$\Delta T > 0$K の実験結果を再現できない(図 3(a))のに対して，気流の冷却効果を考慮した非等温モデルは，全てのΔT 条件における実験結果を統一的に再現する(図 3(b))．従って，式(2)が妥当であることを確認した．すなわち，気流が高温の場合，液膜によって気流が冷やされる結果，気流の速度境界層が薄くなることが，液膜不安定化促進の本質的な機構であると明らかになった．



(a) 従来モデル(熱伝達未考慮)



(b) 本モデル(熱伝達考慮)

図 3　軸方向波長の実験結果λ^{exp}と理論解析結果の関係

4．結言

高温の乱流気流によって液膜の不安定化が促進されることを実験的に明らかにした．その機構は，液膜によって気相が冷やされ，気流の速度境界層が薄くなることであることを明らかにした．逆に，液膜温度が高い場合には，液膜の不安定性は抑制される．気液間の熱伝達の効果を考慮した数理モデルを新たに定式化し，実験結果を再現することに成功した．

参考文献

1) L. Rayleigh, “On the stability, or instability, of certain fluid motions”, Proc. London Mathematical Society, 11(1), 57-72 (1880).
2) P. Marmottant, E. Villermaux, “On spray formation”, Journal of Fluid Mechanics, 498, 73-111 (2004).
3) Y. Kamada, Z. Wang, C. Inoue, “Dynamics of gas-liquid annular flow: from wall-film instability to fragmentation”, Journal of Fluid Mechanics, 1023, A43 (2025).
4) K. Murakami, Y. Kamada, Z. Wang, C. Inoue, “Hot shear flows promote instabilities of liquid wall films”, International Journal of Heat and Mass Transfer, 255, 127783 (2026).

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

テイラー気泡の動的メニスカスにおける速度境界層と液膜厚さの関係
On the Relationship Between the Velocity Boundary Layer and the Liquid Film Thickness in the Dynamic Meniscus of a Taylor Bubble

常岡　大修（東北大・工）　　岡島　淳之介（東北大・流体研）
Daisuke TSUNEOKA, Mechanical Engineering Division, Tohoku University
Junnosuke OKAJIMA, Institute of Fluid Science, Tohoku University
E-mail: tsuneoka.daisuke.s1@dc.tohoku.ac.jp

The liquid film thickness around a Taylor bubble flowing in a microchannel at high Reynolds numbers is investigated using direct numerical simulations (DNS). The averaged liquid film thickness decreases with the bulk Reynolds number and agrees with the experimental results of Han and Shikazono. A scaling analysis suggests that the film thickness follows a $Re_m^{-1/2}$law governed by the turbulent velocity boundary layer.

１．緒言

マイクロチャネル内を移動するテイラー気泡の周囲には，壁面と気泡界面の間に薄い液膜が形成される．この液膜厚さは圧力損失や熱・物質移動を支配し，気液二相デバイスの設計において重要なパラメータである．慣性力が無視できる条件では Landau-Levich-Derjaguin 理論 [1]を基礎として Bretherton により液膜厚さの理論式が提案されており [2]，表面張力と粘性力の比であるキャピラリー数Ca_bで液膜厚さh_0が整理できることが示されている．

$$h_0 \sim 1.34 {Ca_b}^{2/3}, \quad Ca_b = \frac{\mu_l U_b}{\sigma} \tag{1}$$

ここでμ_lは液体の粘性係数，U_bは気泡先端の移動速度，σは表面張力である．一方，慣性力の影響が無視できない流動条件では，Han と Shikazono [3]や Tsuneoka と Okajima[4] による慣性力を考慮した相関式が提案されている．これらの提案式では，気泡先端の移動速度で定義した気泡レイノルズを用いて液膜厚さを整理している．

$$Re_b = \frac{2\rho_l U_b R}{\mu_l} \tag{2}$$

ここでρ_lは液体の密度，Rは管内半径である．気泡がさらに高速で移動するとバルク液の流れは乱流へ遷移するため，速度境界層の厚さが液膜厚さに影響を及ぼす可能性が指摘されているが [5]，乱流が液膜厚さに及ぼす影響については体系的に整理されておらず，その物理的理解は十分ではない．近年，低粘性流体を用いる流体デバイスでは高レイノルズ数条件のテイラー気泡流がよく見られ，二相冷却，化学反応器，医療機器表面の洗浄，汚染物質輸送など多くの応用との関連から，その流動機構の理解が求められている．そこで本研究では，マイクロチャネル内を高速で流れるテイラー気泡流を対象とし，三次元直接数値計算（DNS）を用いて乱流を直接解像することで，乱流に伴う速度境界層が液膜厚さに及ぼす影響を調べることを目的とする．

２．計算方法

支配方程式には非圧縮性流体の連続の式および運動量保存式，界面追跡には VOF 関数の輸送方程式を用いた．

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu \nabla^2 \boldsymbol{u} + \frac{\sigma \kappa \nabla F}{\rho} \tag{4}$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)F + \nabla \cdot \big(\boldsymbol{u}_r F(1-F)\big) = 0 \tag{5}$$

表面張力は CSF モデルにより体積力として導入し，気液界面は VOF 法により追跡した．数値計算には OpenFOAM 2.1.1 を用い，時間積分には二次精度後退差分法，移流項には二次精度中心差分スキーム，VOF 輸送には van Leer スキームを適用した．

計算モデルの概略図を Fig. 1 に示す．本研究では半径$R = 0.5,\ 0.65$ mm の円形マイクロチャネルを対象とし，入口と出口を周期境界条件で接続し，両端に一定圧力差を与えることでテイラー気泡流を駆動した．格子解像度の影響を評価するため，長さ $4\pi R$の円管において単相乱流計算を行い，周期境界条件のもとで流れを十分時間発展させ完全発達乱流状態を得た．格子解像度は Table 1 に示す Coarse, Medium, Fine の三種類を用いた．Fig. 2 に示す平均速度分布 U_z^+と壁座標 y^+の関係は Patel らの実験結果 [6]と良好に一致しており，一次統計量が適切に再現されていることを確認した．さらに Fine 格子で得られた平均速度分布および乱流せん断応力分布を円管乱流 DNS（Durst ら [7]，Eggels ら [8]）と比較したところ，レイノルズ数条件は異なるものの分布形状および値の範囲は良好に一致し，二次統計量も適切に再現されていることを確認した．

３．計算結果

Fig. 3 に一例として，$R = 0.65$ mmのマイクロチャネル内を流れるエタノール気泡の形状と速度分布を示す．気泡後端付近では乱流が発生しており，気泡はその乱流構造の中を進行していることが分かる．液膜厚さは乱流の影響により局所的に変動し分布を持つため，本研究では乱流が十分

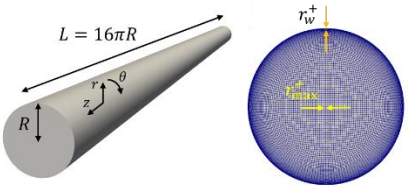


Fig. 1 Schematic diagram of the calculation model

Table 1 Details of mesh size and spacing for each condition

Mesh Resolution	Coarse	Medium	Fine
Number of cells (million)	1.7	3.1	4.6
$r_w^+, r_{max}^+, (r\theta)^+$ and z^+	0.50, 4.0, 5.7, 6.4	0.45, 3.7, 5.2, 4.3	0.37, 3.0, 4.3, 4.1

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

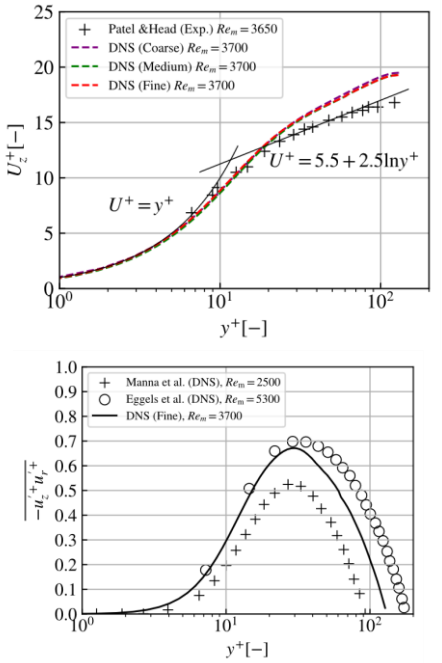


Fig. 2 The mean velocity profiles and Reynolds shear stress calculated for different resolutions (see Table 1).

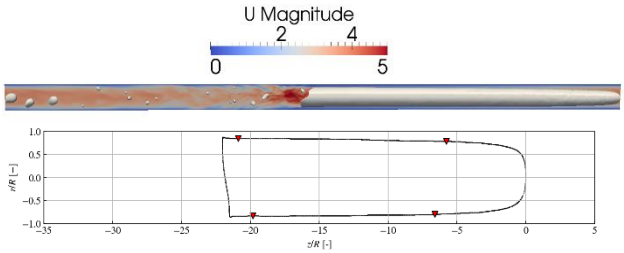


Fig. 3 Bubble shape, velocity field of ethanol (D = 1.3 mm) and definition of the flat film region.

発達した領域において液膜厚さの時空間平均を評価した．具体的には 準定常状態で平坦液膜 に相当する領域を対象とし，その開始点および終点は Fig. 3 に示す方法により判定した．すなわち，気泡先端側から液膜厚さの傾きが 0.01 に達する位置を開始点とし，気泡後端側から同様に傾きが 0.01 に達する位置を終点とした．

4．考察

従来の研究では，液膜厚さは気泡速度を代表速度とするレイノルズ数により整理されてきた．しかし本研究では，バルク液に発達する乱流のせん断が液膜形成に影響を与えると考え，バルク平均流速で定義したレイノルズ数 Re_m により液膜厚さを整理した．その結果，Fig. 4 に示すように，管内半径で無次元化した液膜厚さの時空間平均値は Re_m の増加に伴い減少し，Han& Shikazono の実験結果とも一致したこれは Re_m の増加に伴い速度境界層厚さが減少し，そのせん断応力が気泡先端の動的メニスカスに作用するラプラス圧と釣り合うことで液膜厚さが決定されるためと考えられる．この傾向を説明するため，スケーリング解析を行う．バルク液体では慣性力と粘性力の釣り合いが支配的であると考え，流れの発達距離を気泡間距離 L_m とすると，

$$\frac{\rho_l U_{\mathrm{m}}^2}{L_{\mathrm{m}}} \sim \frac{\mu_l U_{\mathrm{m}}}{\delta^2} \tag{6}$$

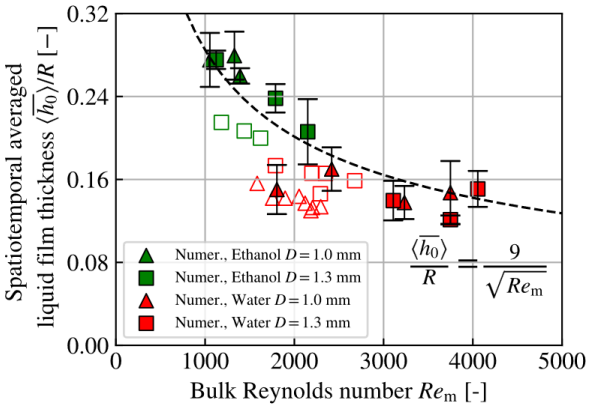


Fig. 4 Comparison of the averaged liquid film thickness with the proposed $1/\sqrt{Re_{\mathrm{m}}}$ scaling. The open symbols indicate the experimental data of Han& Shikazono[3].

と表される．ここで，δは乱流速度境界層厚さである．この関係から，

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\mu_l L_{\mathrm{m}}}{\rho_l U_{\mathrm{m}}}} \tag{7}$$

が得られる．さらに，時空間平均を取った液膜厚さ$\langle\overline{h_0}\rangle$が速度境界層厚さに比例すると仮定すると，

$$\frac{\langle\overline{h_0}\rangle}{R} \sim C\sqrt{\frac{L_{\mathrm{m}}}{R}\frac{1}{Re_{\mathrm{m}}}} \tag{8}$$

で整理される．本研究では気泡間距離がおよそ $L_m/R \approx 7\pi$ であり，C は定数であるため，平均液膜厚さが $Re_m^{-1/2}$ に比例するスケーリングで整理できる．数値解析結果を用いて係数を決定すると，$C\sqrt{L_m/R} \approx 9$ となった Fig. 4 にはこのスケーリングと数値計算により得られた液膜厚さの時空間平均値を併せて示している．式(8)は液膜厚さの減少傾向を適切に説明できており，平均液膜厚さが速度境界層厚さでスケーリングできることを示唆している．

4．結言

本研究では，マイクロチャネル内を高速で流れるテイラー気泡周囲の流れを三次元 DNS により解析し，高レイノルズ数条件における液膜厚さの特性を調べた．その結果，液膜厚さはバルク液の平均流速で定義したレイノルズ数 Re_m に対して減少し，乱流速度境界層厚さに基づくスケーリングにより液膜厚さが $Re_m^{-1/2}$ で整理できることを示した．以上の結果は，高レイノルズ数条件では液膜厚さがキャピラリー数ではなく，乱流速度境界層厚さによって支配される可能性を示唆している．今後は気泡間距離を変化させた計算を行い，その影響を詳細に検討する予定である．

参考文献

1) L. Landau, B. Levich, *Acta Physicochim USSR*, 17, 1942.
2) F. P. Bretherton, *J. Fluid Mech*., 10, 1961.
3) Y. Han, N. Shikazono, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 30, 2009.
4) D. Tsuneoka. J. Okajima, *J. Fluid Sci. Technol.*, 18, 2023.
5) P. Aussillous, D. Quere, *Phys. Fluids*, 12, 2000.
6) V.C. Patel, M.R. Head, *J. Fluid Mech.*, 38, 1969.
7) F. Durst, J. Jovanovic, J. Sender., *J. Fluid Mech.*, 295, 1995.
8) J.G.M Eggels et al., *J. Fluid Mech.*, 268, 1994.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

液体を封入したフラスコへの単発打撃によって生じる微粒化現象
Atomization triggered by a single impact on a liquid-filled flask

渡部　裕也（農工大・工）　　田川　義之（農工大・工）
Hiroya WATANABE, Tokyo University of Agriculture and Technology
Yoshiyuki TAGAWA, Tokyo University of Agriculture and Technology
E-mail: 246847t@st.go.tuat.ac.jp

We investigate atomization induced by a single mechanical impact on a liquid-filled flask. Upon collision with a rigid substrate, vertical oscillations of the liquid column are excited without continuous forcing, leading to the generation of surface waves and droplet formation. High-speed imaging reveals that atomization occurs through the elongation and breakup of surface waves, whose intensity depends non-monotonically on the liquid column height. Direct numerical simulations show that the surface oscillations occur at half the excitation frequency, indicating Faraday wave excitation. A simple mechanical model based on impact-induced pressure variations successfully predicts the observed oscillation frequency.

１．緒言

微粒化現象は液体の総表面積を増大させ，熱輸送や化学反応を促進させるため，乾燥粉末の製造，液体燃料の蒸発，噴霧冷却など多分野で用いられる．微粒化を促進するために，気液界面に擾乱を与え流体力学的不安定性を誘起する手法が広く知られている．一例として，液体を鉛直方向に加振し，ファラデー波と呼ばれる表面波を誘起・破砕して微粒化する手法がある．具体的には，液体を入れた容器[1]，液滴を静置した板[2]あるいはノズルを強制振動させることで液面に周期的な表面波（ファラデー波）が生成する．加振周波数や振幅が十分に大きく，与えられる加振加速度が閾値を超えると，ファラデー波の波頭部が伸長して液糸を生成し，そのピンチオフにより微小液滴が生成する．

本研究では，液体を封入したフラスコを金属床材に落下させ打撃を与えた際にも，表面波の生成，波頭部の伸長，および微粒化が起こり得ることを発見した．液体に触れる容器や板を連続で強制振動させた従来の研究に対し，本研究では容器に単発の打撃のみを与えている．それにもかかわらず，打撃後に気液界面の鉛直方向振動が観測され，打撃によって容器内の液体振動が励起されたと考えられる．

本稿では，液体を封入したフラスコへの打撃によって生じる微粒化現象を報告し，容器への単発打撃，気液界面の振動，および微粒化の三者の関係を明らかにする．まず，気液界面の振動と微粒化について実験結果を報告する．次に，観察された微粒化現象が液体振動により誘起されたファラデー波の破砕に起因することを数値計算を用いて示す．さらに，容器への単発の打撃から誘起される首部の液柱振動を記述する簡単なモデルを提示し実験結果と比較する．

２．実験：液体を封入したフラスコの打撃に伴う現象

図 1(a)に示すようにケルダールフラスコに封入するエタノール量を変え中間部の液柱高さ l_{neck} を 0-100 mm と変化させ，容器を自由落下させて打撃を与えた際の気液界面を観察した．図 1(b)に各首部液柱高さ条件における容器衝突後 30 ms 時点の気液界面挙動を示す．液柱高さによらず，容器衝突後に気液界面中心から先端の集束した液体ジェットが生成した．一方，微粒化強度は首部液柱高さに依存し非単調な変化を示した．l_{neck} = 0 mm では微粒化は観察されず，l_{neck} = 5 mm で最も激しい微粒化が生じた．液柱高さの増加に伴い微粒化強度は低下し，l_{neck} = 60 mm では液滴生成は確認されないが，さらに l_{neck} を増加させた l_{neck} > 80 mm では再び微粒化が観察された．特に激しい微粒化が観察された l_{neck} = 5 mm の条件における気液界面挙動を図 2(a)に示す．容器衝突の 3.3 ms 後には，容器壁近傍で同心円状の波が形成され，ジェット根元では円周方向にも窪みが現れた．その後，窪みから液糸が伸長し千切れ微粒化が生じた．

さらに，ジェット伸長時には気液界面底部の鉛直振動が観測され，容器に対する打撃により少なくとも気液界面付近の液体が鉛直方向に振動したと言える．気液界面底部位置の時間変化を FFT 周波数解析することで，気液界面の振動周波数および振幅を評価した．図 4 に示すように，振動周波数および振幅はいずれも液柱高さに依存して変化した．ファラデー波の波長や振幅は，加振周波数・振幅により変化する．首部液柱高さによって変化する振動周波数や振幅が微粒化強度の変化を誘起している可能性がある．

３．数値計算：液柱の鉛直振動と微粒化

3.1. BLUE[3]を用いた三次元直接数値計算

表面波の生成メカニズムや構造を明らかにするため，三次元多相流を対象とした大規模並列計算ソルバ BLUE[3]を用い，非圧縮流れの直接数値計算を行った．BLUE の流体界面ソルバではハイブリッド型フロントトラッキング/レベルセット法（LCRM）が用いられている．Navier-Stokes ソルバでは一様なオイラー格子上で Chorin の射影法を用い速度と圧力を計算する．時間積分には GEAR 法（2 次精度，陰解法）を，空間離散化には MAC 法を用いた．

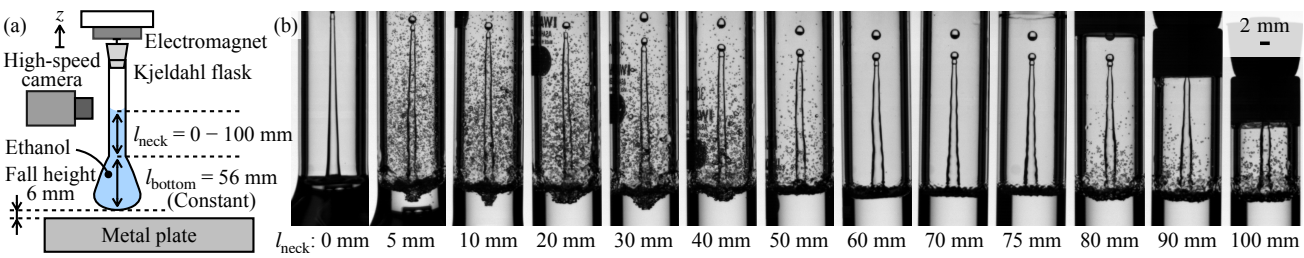


Fig.1 (a) Experimental setup. (b) Gas–liquid interface 30 ms after container impact for different liquid column heights.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

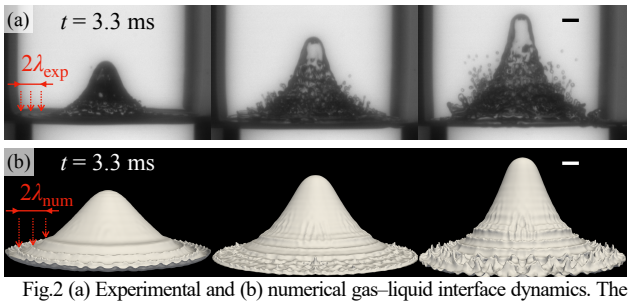


Fig.2 (a) Experimental and (b) numerical gas–liquid interface dynamics. The time interval between images is 0.7 ms, and the scale bar indicates 1 mm.

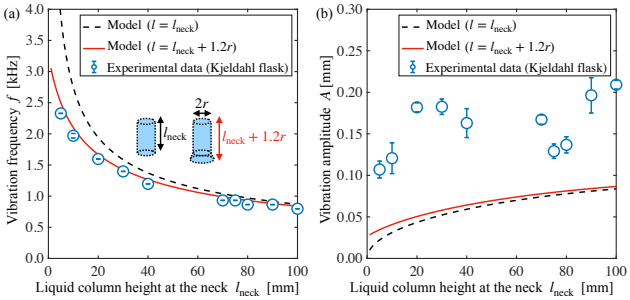


Fig.3 Comparison of the (a) frequency and (b) amplitude of gas–liquid interface oscillations observed in the experiments for different liquid column heights with the model predictions.

数値計算上で，気液界面付近の流体を鉛直方向に振動させ，表面波や微小液滴が生成するか確かめた．計算領域は気液界面付近の 13.4 ×13.4 ×31 mm（首部内径 12.4 mm）に限定した（空間解像度は，x: 0.070, y: 0.070, z: 0.069 mm/cell）．空気とエタノールの密度，粘度はそれぞれ，1.2041 kg/m^3 と 790 kg/m^3，1.813×10^{-5} kg/(m･s)と 1.2×10^{-2} kg/(m･s)，表面張力は 0.0224 kg/s^2 と設定した．加速度を定めることで外力を与え計算領域全体の流体を駆動する．まず，容器の衝突時に与えられる速度変化を模擬するため，鉛直下向きに振幅 10,000 m/s^2，周波数 5 kHz の正弦波加速度を半周期分(0.1 ms)与えた．0.1 ms 以降は，周波数を 2 kHz にした同振幅の正弦波加速度を与え続け液柱を鉛直方向に振動させた．この周波数は実験の l_{neck} =5 mm で計測された気液界面振動の周波数(2.3 kHz)を参考に設定した．

3.2. 数値計算結果

数値計算で得られた気液界面挙動を図 2(b)に示す．t = 3.3 ms では，実験と同様に容器壁付近で同心円状の波の生成が確認された．この時，波長は λ_{num}= 0.83 mm で，実験から観察された波長は λ_{exp} = 0.61 mm と同オーダーである．さらに図 2(b)より，数値計算においてもジェット根元における円周方向の山と谷の生成，窪みから生成する液糸，微小液滴が確認され，複雑な構造を有する三次元気液界面現象が概ね再現された．表面波の周波数を評価するため，気液界面上の一点（気液界面中心を原点にとった時の x = -4.84 mm，y = 0.00 mm）における気液界面位置の時間変化（t =11-18 ms）を解析した．気液界面は，強制振動周波数(2 kHz)の半分である 1kHz（周期 1.0 ms）で振動し，これは典型的なファラデー波 [4]の特徴である．以上より，打撃後のフラスコでは液柱の振動により気液界面にファラデー波が誘起され，その破砕によって微粒化が起こったと結論づける．

4. モデル：首部の液柱の鉛直方向振動

4.1. 首部の液柱の運動方程式

フラスコ衝突後の液柱運動をモデル化する．簡単のため，首部の液柱を剛体とみなし壁面との摩擦は無視できるものとする．フラスコが自由落下し衝突すると，首部の液柱は慣性によってフラスコ球状部に沈む．この時，球状部の液体は圧縮され，衝突前より高い圧力状態となる．球状部における圧力上昇は復元力として首部の液柱下面に働く．鉛直上向きを z 軸とし，液柱の運動方程式は次式で表す．

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = S\Delta p \tag{1}$$

ここで m は液柱の質量，S は液柱下面の断面積，Δp はフラスコ球状部での圧力増分である．この時のフラスコ球状部での液体の体積変化は球状部の液体および，容器球状部のコンプライアンス（圧力増分に対する体積変化のしやすさ）C を用いて以下のように表せる．

$$-Sz = C_{\mathrm{liquid}}\,\Delta p + C_{\mathrm{container}}\,\Delta p \tag{2}$$

なお，球状部の初期体積を V_0，液柱の音速を c とすると C_{liquid}=$V_0/\rho c^2$ である．また，球状部を閉じた薄肉球殻と仮定すると，$C_{container}$=$3V_0R(1\text{-}\nu)/2tY$ となる．R は球状容器の半径，ν，t，Y はそれぞれ容器壁のポアソン比，厚さ，ヤング率である．式(1)(2)からΔp を消去し，首部の液柱高さ l を用いて m=ρSl と変形すれば次式が得られる．

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{S}{\rho_l\,(C_{\mathrm{liquid}} + C_{\mathrm{container}})}z \tag{3}$$

4.2. 実験結果との比較（液柱の振動周波数・振幅）

式(3)より液柱の固有振動周波数は$f = \sqrt{S/\rho_l\,(C_{\mathrm{liquid}} + C_{\mathrm{container}})}/2\pi$ と表される．図 3(a)にこのモデルから得られた周波数と実験で観察された気液界面の振動周波数とを比較した．振動液柱の高さ l に有効液柱高さ l_{neck}+1.2r（r:首部半径）を用いたモデルは実験値との良い一致を示した．フラスコ球状部の液体の圧力増分が復元力となり，液柱振動が誘起されたと結論づける．

式(3)に初期条件(t = 0 で，z = 0，dz/dt = -(V_{impact}+$V_{rebound}$))を与えると液柱振動の振幅のモデル式が得られる．V_{impact}，$V_{rebound}$ はそれぞれ容器の衝突および跳ね返り速度である．図 3(b)にモデル式と実験値との比較を示す．実験値はモデル予測より高い振幅を示した．差異の要因として撮影空間解像度（0.09 mm/pixel）による測定誤差が考えられる．また，振動周波数が一致していることから，同一周波数において首部の液柱振動を増幅させる機構の存在も示唆された．

5．結論および今後の予定

本稿では，液体を封入したフラスコの衝突によって生じる微粒化現象について，観察結果を報告した．容器への打撃によって首部の液柱が慣性により球状部へ沈み込み，球状部で生じる圧力増分を復元力として液柱が振動するモデルは，実験で観察された気液界面の振動周波数を良好に説明できる．また，数値計算により，首部液柱の振動によって気液界面にファラデー波が生成され，その破砕を通じて微粒化が生じることを確認した．

今後は，より高い空間解像度で気液界面振動を撮影・解析し，振動振幅がモデルによって説明可能かを検証する．また，微粒化の発生条件について，先行研究で示された加振加速度の閾値との比較を行う．さらに，数値計算で得られた気液界面形状に対してモード解析を行い，液柱高さによる界面モードの変化や，集束液体ジェットの有無によるモード構造の違いを調査する．

参考文献

1) Hashimoto, H., Sudo, S., AIAA Journal, Vol.25, No.5, pp.727-732, 1987.
2) James, A. J. et al., J. Fluid Mech., Vol. 476, pp.1-28, 2003.
3) Shin, S. et al., J., Mech. Sci. Technol., Vol. 31, pp.1739-1751, 2017.
4) Faraday, M. Phil. Trans. R. Soc. Lond. Vol. 121, pp.299–340, 1831.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

短時間加速を受ける液体柱内の圧力変動
Pressure development of liquids under short-time acceleration

田川　義之（農工大・工）　栗原　千尋（農工大・工）　木山　景仁（埼玉大・工）
Yoshiyuki TAGAWA, Tokyo University of Agriculture and Technology
Chihiro KURIHARA, Tokyo University of Agriculture and Technology
Akihito KIYAMA, Saitama University
E-mail: tagawayo@cc.tuat.ac.jp

Short-time acceleration of liquids generates pressure fluctuations that strongly influence phenomena such as jet formation and cavitation. While classical incompressible models predict negligible pressure change and water hammer theory predicts a pressure jump proportional to the acoustic impedance, the intermediate regime between these limits has not been systematically investigated. In this study, we experimentally investigate pressure fluctuations in a liquid column subjected to short-time acceleration. By varying the liquid depth, acceleration duration, and fluid properties, we demonstrate that the pressure fluctuation is governed by the Strouhal number defined as $St=L/(c\,\Delta t)$, where L is the liquid column length, c is the speed of sound, and Δt is the acceleration duration. The experimental results collapse onto a single curve when expressed in terms of this parameter. Furthermore, the onset of cavitation is observed around St≈0.2. A simple one-dimensional model considering a finite pressure-wavefront thickness reproduces the observed trend. These results indicate that the Strouhal number provides a useful scaling parameter for pressure fluctuations in rapidly accelerated liquid systems.

１．はじめに

液体が急激な加速を受けると，液体内部には圧力変動が生じ，ジェット形成やキャビテーションなどの複雑な流動現象を引き起こす．例えば液体を満たした容器が落下後に床へ衝突する場合，液体柱内部には圧力波が発生し，液面近傍において高速ジェットやキャビテーションが発生することが知られている [1]．このような現象は衝突流れ，キャビテーション，医療応用など多くの分野に関連しており，その力学的理解は重要である．

従来，この問題は二つの極限的な理論により説明されてきた．一つは非圧縮流体仮定に基づく圧力力積理論であり，この理論では圧力場は瞬時に形成され，圧力変動はほぼ無視できる [2]．もう一つは水撃理論であり，圧力上昇は

$$P \sim \rho c U$$

で与えられる [3]．ただし ρ は流体の密度，c は流体中の音速，U は流体の速度である．

しかし実際の衝突現象では，加速時間は有限であり，上記二つの極限の中間領域が存在する．この領域では液体の圧縮性の影響が部分的に現れると考えられるが，その体系的理解は十分ではない．

本研究では，短時間加速を受ける液体柱内の圧力変動に注目し，そのスケーリング則を明らかにする．特に，加速時間と音波伝播時間の比として定義される無次元数 Strouhal 数に着目し，圧力変動の統一的記述を試みる．

２．実験方法

図 1 に実験装置の概略を示す．液体を部分的に満たしたガラス管を自由落下させ床面に衝突させることで短時間加速を与える．容器上部には加速度計を取り付け，衝突時の加速度履歴を測定した．

主要な制御パラメータは液柱長さ L，衝突速度 u_0，加速時間 Δt，液体物性である．加速時間 Δt は床材料を変更することで制御し，約 0.1–2 ms の範囲で変化させた．また水，シリコーンオイル，エタノールなど複数の液体を用いることで音速および密度の異なる条件を実現した．

図 2 に衝突時の加速度履歴の例を示す．床材料を変えることで加速時間が変化する一方，ピーク加速度はほぼ同程度である．このように加速時間のみを独立に変化させることで，圧力発達過程に対する影響を調べることができる．

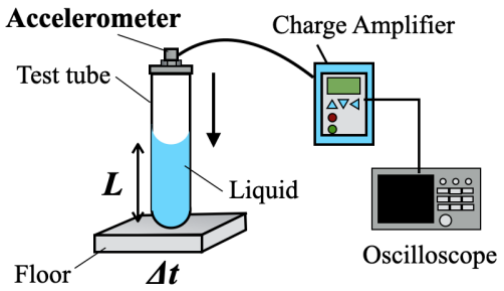


Fig. 1 Experimental setup for measuring pressure fluctuations in a liquid column subjected to short-time acceleration. A test tube partially filled with liquid is dropped onto a rigid floor. The acceleration of the container is measured using an accelerometer attached to the tube top. The acceleration signal is recorded via a charge amplifier and an oscilloscope. The liquid column height is denoted by L, and the acceleration duration by Δt.

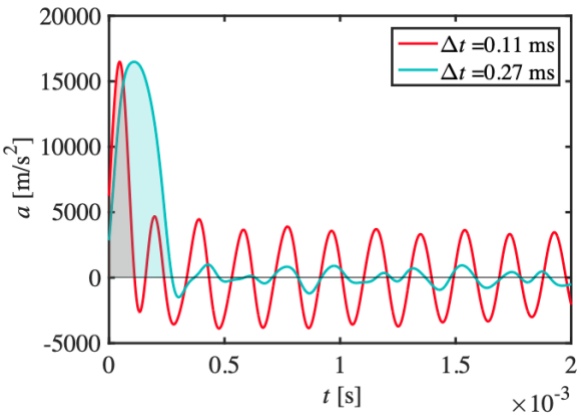


Fig. 2 Typical acceleration histories measured during impact for two different acceleration durations. Although the peak acceleration is comparable in both cases, the duration of the acceleration pulse differs depending on the floor material. This difference in Δt leads to distinct pressure development in the liquid column.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

３．結果及び考察

短時間加速問題において重要な無次元数として

$St = L/(c\,\Delta t)$

で定義される Strouhal 数を導入する．ここで L は液柱長さ，c は液中の音速，Δt は加速時間を表す．この無次元数は，加速時間中に音波が伝播する距離 $c\,\Delta t$ と液柱長さ L の比を表しており，液体内部における圧力波の発達過程を特徴付ける指標となる．すなわち St は，加速時間が音波伝播時間に対して十分長いか，あるいは短いかを示す物理量として解釈できる．

図 3 に無次元化した圧力変動 $P/\rho c u_0$ を Strouhal 数の関数として整理した結果を示す．ここで ρ は液体密度，u_0 は衝突によって生じる代表速度である．異なる液体（水，シリコーンオイル，エタノールなど）や異なる加速条件で得られたデータを同一の座標系にプロットすると，それらは Strouhal 数によって良く整理されることが分かる．すなわち，圧力変動の大きさは個々の実験条件ではなく，無次元数 St によって支配されていることが示唆される．

非常に小さな Strouhal 数（$St \ll 1$）では，音波が液体柱全体に伝播する時間に比べて加速時間が十分長く，液体内部の圧力場はほぼ瞬時に平衡状態へ到達する．この場合，液体は非圧縮流体として振る舞い，圧力変動はほとんど観測されない．一方 Strouhal 数が増加すると，加速時間が音波伝播時間と同程度となり，液体内部では圧力波の伝播が支配的になる．その結果，圧力変動は急激に増大する傾向を示す．特に St~O(1) の領域では，圧力変動はウォーターハンマー圧力 $\rho c u_0$ に近づくことが確認された．

図 3 に示される実験結果の特徴は，異なる液体や実験条件にもかかわらず，圧力変動が Strouhal 数によって単一のトレンドに収束する点である．この結果は，短時間加速を受ける液体の圧力発達過程が Strouhal 数によって統一的にスケーリングされることを示している．

さらにキャビテーション発生条件を調べた結果，$St \approx 0.2$ 付近でキャビテーションが発生し始めることが確認された．この結果は Strouhal 数が増加するにつれて液体内部の負圧が増大し，蒸気圧以下に達する条件が形成されることを示唆している．したがって Strouhal 数は，圧力変動だけでなくキャビテーション発生の指標としても有効であると考えられる．

これらの結果を説明するため，本研究では圧力波面の有限厚さを考慮した一次元波動モデルを導入した．このモデルでは，加速時間に対応する厚さを持つ圧力波が液体柱内を伝播すると仮定する．圧力波は液柱の境界で反射を繰り返しながら圧力場を形成するため，圧力発達過程は Strouhal 数に依存して変化する．モデル計算の結果，Strouhal 数の増加に伴い圧力変動が増大する傾向が再現され，実験結果の全体的な挙動を良好に説明できることが確認された．すなわち，本研究で導入した Strouhal 数は，非圧縮流体仮定と水撃理論の間を連続的に結びつける支配パラメータとして機能する．

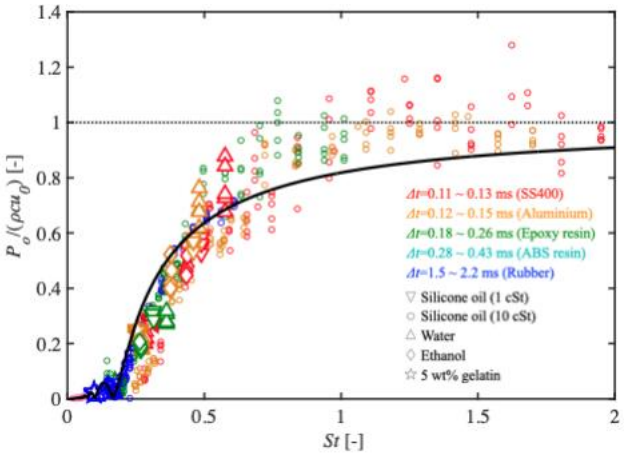


Fig. 3 Dimensionless pressure fluctuation $P/(\rho c u_0)$ as a function of the Strouhal number $St=L/(c\Delta t)$. Experimental data obtained for various liquids and impact conditions collapse onto a single scaling curve when expressed using the Strouhal number, indicating that St governs the pressure development in rapidly accelerated liquid columns.

４．結言

短時間加速を受ける液体柱内の圧力変動を実験的に調べ，Strouhal 数 $St=L/(ct)$によって整理できることを示した．

実験結果は広い条件範囲において単一のスケーリング曲線に従い，液体の圧縮性の影響が Strouhal 数によって特徴づけられることが明らかとなった．またキャビテーション発生の閾値は $St\approx0.2$ 付近に存在することが示された．本研究は，短時間加速を受ける液体の圧力発達過程を記述する統一的スケーリングを提示するものであり，衝突流れやキャビテーション現象の理解に新たな視点を与えるものである．

参考文献

1) Antkowiak, A., Bremond, N., Le Dizès, S., and Villermaux, E., Short-term dynamics of a density interface following an impact, J. Fluid Mech., 577, pp.241–250, 2007.
2) Pan, Z., Kiyama, A., Tagawa, Y., Daily, J., Thomson, S., Hurd, R., and Truscott, T., Cavitation onset caused by acceleration, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 114, pp.8470–8474, 2017.
3) Ghidaoui, M. S., Zhao, M., McInnis, D., and Axworthy, D., A review of water hammer theory and practice, Appl. Mech. Rev., 58, pp.49–76, 2005.
4) Reijers, S. A., Snoeijer, J. H., and Gelderblom, H., Droplet deformation by short laser-induced pressure pulses, J. Fluid Mech., 828, pp.374–394, 2017.
5) Batchelor, G. K., An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press, 1967.
6) Kurihara, C., Kiyama, A., and Tagawa, Y., Pressure fluctuations of liquids under short-time acceleration, J. Fluid Mech., 1003, A20, 2025.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-06：混相流のダイナミクス）

2026年5月17日(日) 13:20 ~ 14:20 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-06 (3)

座長:井上 智博(九州大学)

13:20 ~ 13:35

[26009] 単純流体の液槽に水平または垂直に浸したナノスケールの円柱の濡れに関する解析

多田 翔太[1]、*山口 康隆[1] (1. 大阪大学)

13:35 ~ 13:50

[26010] O(2)対称性を有する熱対流場中を運動する低St数粒子群のコヒーレント構造形成

*野口 信[1] (1. 東京理科大学　創域理工学部　機械航空宇宙工学科)

13:50 ~ 14:05

[26011] 極低温流体を想定した均質気泡核生成のエネルギー障壁に関する一考察

*津田 伸一[1]、森 隆典[1] (1. 九州大学)

14:05 ~ 14:20

[26012] せん断流れにおけるキャビテーションの発生条件に関する一考察

*伊賀 由佳[1]、芳川 雄飛[1]、原田 颯大[1]、守谷 修一[1]、石原 知明[2]、奈倉 悠人[2]、田村 悠太[2]、震明 克眞[2] (1. 東北大学、2. 日立三菱水力（株）)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

単純流体の液槽に水平または垂直に浸したナノスケールの円柱の濡れに関する解析
Wetting of nanoscale pillar parallelly or vertically immersed in a liquid pool of a simple fluid

多田　翔太（大阪大・工）　　山口　康隆（大阪大・工）
Shota TADA, The University of Osaka
Yasutaka YAMAGUCHI, The University of Osaka
E-mail: yamaguchi@mech.eng.osaka-u.ac.jp

In this study, wetting on a nanoscale solid cylinder with a diameter up to about 3 nm was investigated by using molecular dynamics (MD), where the cylinder was immersed in a liquid pool of a simple Lennard-Jones liquid. The contact angle in MD depended on the radius of the cylinder. In addition, through the evaluation of the interfacial tensions based on the stress anisotropy around the solid, we theoretically derived Young's equation as the torque balance exerted on a control volume surrounding the contact line, and showed that Young's equation indeed held in the present MD systems.

１．はじめに

近年のナノテクノロジーの発展に伴い，微小な固体の濡れ現象の解明が重要となっている．マクロな濡れは Young の式によってモデル化されているが，界面の幅が無視できないナノスケールとの接続には課題が残されている．そこで本研究では，分子動力学法(MD)を用い，ナノスケールの濡れを解析する．著者らの先行研究において，今泉ら [1]は固体平板を用いて界面張力の算出手法を確立し，渡部ら [2]はこれを円筒形状に拡張することで，界面張力が固体の曲率に依存することを示した．これを踏まえ，本研究では固体円筒を液面に対して水平に浸す系を対象とする．円筒を水平に浸す場合，先行研究と同様に曲率の影響を受ける可能性に加え，固気および固液界面張力が接線方向に作用するため，これらを同一平面上の力の釣り合いとして単純に定義できないことに留意して解析する．

２．計算系と理論系

２．１．計算系

解析に用いたシミュレーション系を図 1 に示す．流体分子には，アルゴンの物性値を有する単原子分子を用いた．また，炭素の物性値を有する原子を，カーボンナノチューブ(CNT)の幾何学構造を模すように空間に固定することで，固体円筒を再現した．流体分子間と流体-固体原子間のポテンシャル関数には，Lennard-Jones (LJ) ポテンシャルを用いた．流体-固体原子間のポテンシャルに，濡れ性パラメータηを挿入し，この値をη = 0.06, 0.09, 0.12 と変化させることで，濡れ性を操作した．

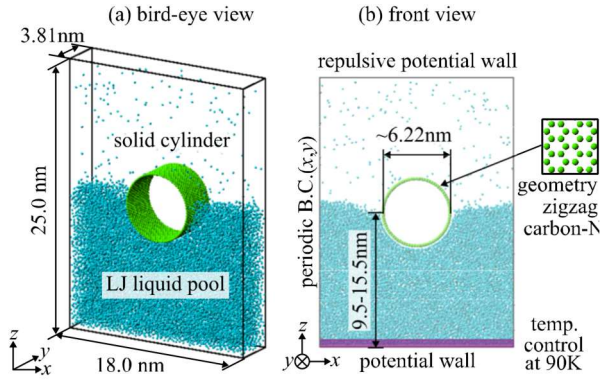


Fig. 1 Equilibrium molecular dynamics (MD) simulation system of quasi-2D meniscus formed on a hollow solid cylinder (CNT) immersed into a liquid pool of a simple Lennard-Jones (LJ) fluid.

固体円筒は y 軸に平行とし，その中心位置 z_S は 0, ±1, ± 2, ± 3 の 7 通り，半径 R_S は 0.777, 1.55, 3.11 nm の 3 通りの系を扱った．境界条件として x, y 方向に周期境界，上下面に壁面ポテンシャルを課すことで，液槽に固体円筒を浸した準 2 次元系を構築した．運動方程式の数値積分には速度 Verlet 法を用い，時間刻みは 5 fs とした．

温度制御は，系の下面近傍の流体分子の速度の水平成分に対し，速度スケーリング法により 90 K に設定した．平衡状態に至るまで 5 ns 以上の十分な緩和を行った後，60 ns の時間平均により物理量を求めた．系の中心断面 $x = 0$ で，円筒の上側と下側に検査面を設定し，Method of Plane によって応力分布を取得した．

２．２．液面と水平な固体円筒に対する Bakker の式

界面付近の応力分布をもとに界面張力を求める際，拡張した Bakker の式が使用されるが，本研究では固体円筒を液面に水平に配置するため，曲率を考慮した式の拡張が必要となる．図 2 において，等温準静的にピストン(piston)N を押し下げ，同時にピストンθを界面の接線方向に$\Delta\theta$ だけ移動させる過程を考える．この操作による Helmholtz の自由エネルギー変化ΔF は，系に加えられた仕事ΔW に等しく，次式で表される．

$$\Delta F = \Delta W = p_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}} \Delta V + l \int_{r_{SF}}^{r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}} \tau_{\theta\theta}(r) r \, \Delta\theta \mathrm{d}r$$
$$= l \Delta\theta \int_{r_{\mathrm{SF}}}^{r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}} \left(\tau_{\theta\theta}(r) + p_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}\right) r \mathrm{d}r \qquad (1)$$

ここで，l は系の奥行き長さ，r_{SF} は固液界面の位置，$r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}$は液体バルクの位置である．この自由エネルギー変化と固液界面の増加に伴う界面エネルギー変化が等しいため，固液界面張力をγ_{SL}, 真空に対する固体の界面張力をγ_{S0} とすると，

$$\Delta F = (\gamma_{\mathrm{SL}} - \gamma_{\mathrm{S0}}) l r_{\mathrm{SF}} \Delta\theta \qquad (2)$$

となる．式(1), (2)より，液面と水平な固体円筒に対する固液界面の Bakker の式は次のように導出される．

$$\gamma_{\mathrm{SL}} - \gamma_{\mathrm{S0}} = \int_{r_{\mathrm{SF}}}^{r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}} \frac{r}{r_{\mathrm{SF}}} \left(\tau_{\theta\theta}(r) + p_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}\right) \mathrm{d}r \qquad (3)$$

固気界面張力も同様に求められる．

２．３．液面と水平な固体円筒に対する Young の式

前項で拡張した Bakker の式と，固体円筒周りのモーメントのつり合いを用いることで，本系における接触角と界面

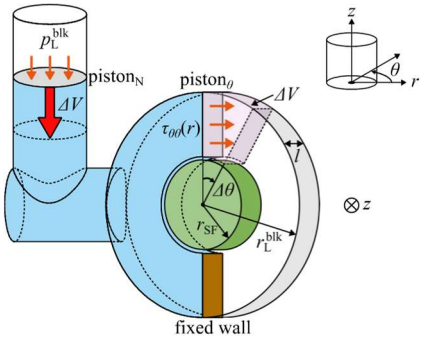


Fig. 2 Thought experiment of the extended Bakker's equation for a cylindrical solid-liquid interface regarding the angular direction.

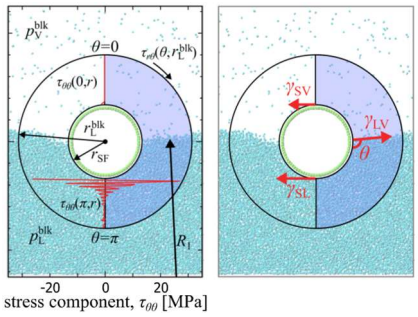


Fig. 3 Schematic illustration used for the derivation of Young's equation on a cylindrical surface.

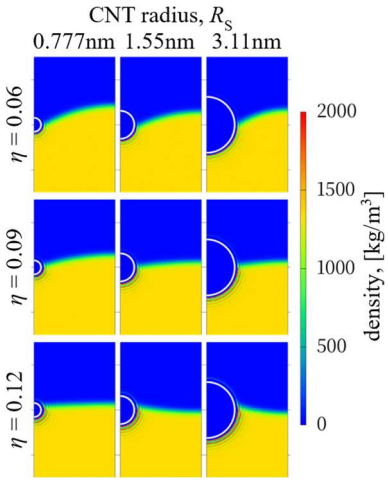


Fig. 4 Equilibrium density distributions of fluid around solid cylinders of radius r_S = 0.777, 1.55, 3.11 nm with various fluid-solid interaction coefficient η.

張力の関係式を導出する．図 3 に示すように，固体円筒の右側に検査体積を設定する．この検査体積に対し，円筒中心周りのモーメントのつり合いを考えると次式が成立する．

$$\int_0^{\pi} \tau_{r\theta}\left(\theta, r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}\right)\left(r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}\right)^2 \mathrm{d}\theta - \int_{r_{\mathrm{SF}}}^{r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}} \tau_{\theta\theta}(0,r) r \,\mathrm{d}r + \int_{r_{\mathrm{SF}}}^{r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}} \tau_{\theta\theta}(\pi,r) r \,\mathrm{d}r = 0 \quad (4)$$

ただし，本来は流体分子が固体壁から受ける外力によるモーメントが加わるが，本研究で扱う平滑な固体では流体分子がθ方向に受ける外力はゼロとなることを用いた[1,2]．まず第 1 項は，検査体積の外周面に作用するせん断応力の寄与である．この面においてせん断応力が作用するのは気液界面近傍のみであり，その大きさは気液界面張力γ_{LV}と，外周面における接触角θ^{blk}を用いて次式のように表せる．

$$\int_0^{\pi} \tau_{r\theta}\left(\theta, r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}\right)\left(r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}\right)^2 \mathrm{d}\theta = r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}} \gamma_{\mathrm{LV}} \cos\theta^{\mathrm{blk}} \quad (5)$$

ここで，幾何学的関係を用いてθ^{blk}を接触角θ_{SF}に関連付け，さらに Young-Laplace の式を使用して変形すると，

$$r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}} \gamma_{\mathrm{LV}} \cos\theta^{\mathrm{blk}} = \gamma_{\mathrm{SF}} \cos\theta_{\mathrm{SF}} + \left(p_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}} - p_{\mathrm{V}}^{\mathrm{blk}}\right) \int_{r_{\mathrm{SF}}}^{r_{\mathrm{L}}^{\mathrm{blk}}} r \,\mathrm{d}r \quad (6)$$

となる．式(4)を，式(3), (5) ,(6)を用いて整理すると，次式の Young の式に帰着する．

$$\gamma_{\mathrm{SL}} - \gamma_{\mathrm{SV}} + \gamma_{\mathrm{LV}} \cos\theta = 0 \quad (7)$$

3．計算結果

固体円筒の半径と濡れ性パラメータを変化させた際の流体分子の密度分布を図 4 に示す．このうち，気液界面付近で，密度 1100 kg/m^3 の等高線を抽出し，円弧でフィッティングした．これを気液界面とし，固体と流体の界面を示す円弧との交点における接線同士のなす角を接触角とした．また，固体円筒の上部と下部で応力分布を取得し，式(3)によって界面張力を求めた．

図 5 に，式(4)の左辺と各項の，円筒の半径による変化を示す．固液界面張力は，円筒の半径が大きいほど小さく，接触角の余弦は円筒の半径が大きいほど大きくなる傾向が見られた．また，いずれの系でも，Young の式(7)が満たされた．円筒の鉛直方向位置 z_S を変えた場合も Young の式が満たされたが，界面張力と接触角は，キャピラリが不安定になる限界など極端な場合を除いてz_Sに依存しないことが分かった．

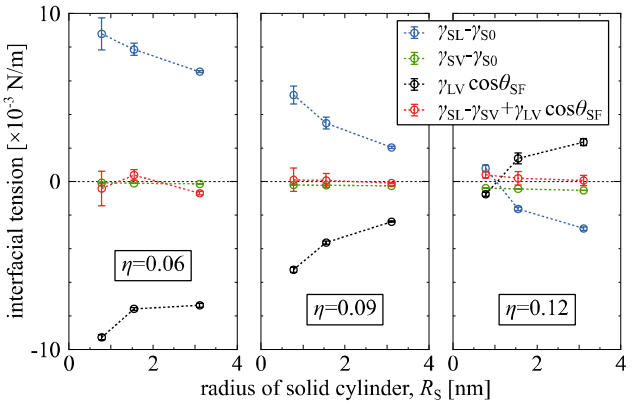


Fig. 5 Comparison of interfacial tension terms in Young's equation for cylinders with various radius and fluid-solid interaction parameters η.

4．結言

本研究では，液面に水平に浸したナノスケールの固体円筒の濡れ現象および界面張力について，分子動力学法を用いた数値解析を行った．まず理論的検討として，液面と水平な固体円筒およびその周囲の液膜を対象とし，Helmholtz の自由エネルギー変化およびモーメントのつり合いを考慮することで，本系における Bakker の式および Young の式を導出した．次に，固体円筒の半径および濡れ性パラメータを変化させて分子動力学シミュレーションを行った．その結果，いずれの条件においても，Young の式が成立することを確認した．また，円筒の半径が大きいほど固液界面張力γ_{SL}は小さくなり，接触角の余弦 $\cos\theta_{\mathrm{SF}}$ は大きくなることが明らかとなった．さらに，固体円筒の鉛直方向位置 z_S を変化させた場合においても Young の式は満たされ，かつ界面張力と接触角は z_S に依存しないことが確認された．

参考文献

1) Y. Imaizumi, et al., J. Chem. Phys., 153, 034701, 2020.
2) K. Watanabe, et al., J. Chem. Phys., 156, 054701, 2022.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

O(2)対称性を有する熱対流場中を運動する低 St 数粒子群のコヒーレント構造形成

Formation of Coherent Structures by Low Stokes Number Particles in Thermal Convection Fields with O(2) Symmetry

野口　信（東京理科大・創域理工）　　上野　一郎（東京理科大・創域理工）
Shin NOGUCHI, Tokyo University of Science
Ichiro UENO, Tokyo University of Science
E-mail: shin@rs.tus.ac.jp

Microscopic particles often exhibit inhomogeneous spatial distributions in confined convective flows such as lid-driven cavities, rotating drums, and—of particular interest here—thermocapillary liquid bridges. In liquid bridges, low-Stokes-number particles can form a particle accumulation structure (PAS), yet most prior studies have considered only a single particle type. Here, we experimentally examine PAS control in liquid bridges containing a binary mixture of 15 μm and 30 μm particles. By independently controlling (i) the free-surface shape via the volume ratio and (ii) the thermocapillary forcing via an imposed temperature difference, we show how the particle composition within the coherent structure can be manipulated. These findings provide insights into size-selective particle organization in closed-space convection and offer design guidelines for separation and sorting based on flow-induced coherent structures.

1．　はじめに

閉空間における流れは，多層的な時空間構造を持つことが報告されている．Cavity 系 [1,2]や Rotating drum 系 [3]では，カオティックな振る舞いに加えて，KAM（Kolmogorov-Arnold-Moser）構造と呼ばれる秩序だった流れの領域が共存することが知られている．さらに，この KAM 構造上に粒子が自発的に集合し，コヒーレントな構造を形成する現象が確認されている．この種の粒子集積は産業プロセスとも密接に関係している．例えば，スプレー缶内部におけるコーティング剤の分布や，ワクチン製剤中における抗体凝集体の除去といった課題は，いずれも閉空間内の微視的な流れの構造に依存している．

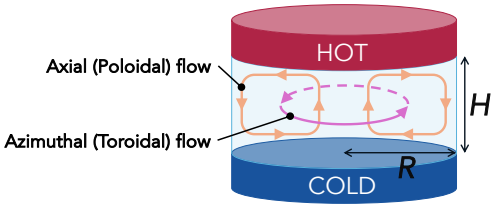


Fig. 1. Schematic of a half-zone liquid bridge.

我々が注目する「液柱」系（図 1 参照）は，cavity や rotating drum のような一方向に主流な流れを持つ系とは異なり，軸方向および周方向の二つの主流成分を併せ持つため，自由度が高い流れ場を形成する．両者が直交することで，内部により多様な運動と秩序が生まれる．このような流れを安定して実現するには，対象とする系が O(2) 対称性（回転対称性と鏡面対称性）を有していることが望ましい．本研究では，この条件を満たす円筒形状の対流場である「液柱」を選定した．液柱における「軸方向の流れ」は，自由表面に沿う上下ロッド間の温度差に起因するマランゴニ対流により駆動される．上下ロッドの各温度を$T_{\mathrm{H}}, T_{\mathrm{C}}$として温度差を設定した．

$$\mathrm{Ma} = \frac{|\sigma_{\mathrm{T}}|\Delta T L}{\rho_{\mathrm{f}} \nu \kappa} \qquad (1)$$

液柱において対流による熱輸送と熱伝導による熱輸送の比を表す無次元数として，マランゴニ数：Ma があり式（1）で定義される．ここで，$\sigma_{\mathrm{T}}(\equiv \partial\sigma/\partial T)$は表面張力温度係数，$\Delta T\ (= T_{\mathrm{H}} - T_{\mathrm{C}})$ は上下ロッドの温度差，代表長さ：Lは上下ロッド間の距離：H，ρ, f, ν, κ はそれぞれ液柱を形成する試験流体の密度，動粘度，温度拡散係数である．Ma は，液柱における対流の強さを特徴づけ，さらに Ma 数はレイノルズ数：Re とプラントル数：Pr の積で表すことができる．また，本実験では高 Pr 数流体を採用しており，ロッド間の温度差：ΔTがある閾値（臨界マランゴニ数：Ma_{c}）を超えると Hopf 分岐が生じる．これは Hydrothermal wave (HTW)[4]不安定性と呼ばれ，回転振動流と呼ばれる「周方向の流れ」を形成する．液柱内部では，この「軸方向の流れ」と「周方向の流れ」の作用により，形成される KAM 構造は複雑化し，その時空間構造は多層的な性質を示す．一方で，複合的流れ場における KAM 構造の体系的理解は十分に進んでおらず，知見の蓄積は依然として乏しい．

2．　粒子集合現象

通常，系内対流の可視化にはトレーサー粒子が用いられる．トレーサーは流体運動に十分追従するように設計されており，圧力・速度・せん断などの“場”の情報を可視化する手段として広く利用されている．しかし本研究では，回転振動流の条件下において，トレーサー粒子が期待される追従挙動から逸脱し，流体の運動とは異なる特異なパターンを示すことが確認された．時間の経過とともに粒子は特定の軌道に沿って自己組織化し，最終的には紐状のコヒーレントな構造を形成する [5]．Schwabe et al.[6]は，この現象を粒子集合現象（Particle Accumulation Structure, PAS）と名付けた．しかし，この現象は，結果的に粒子が空間的に不均一な分布を示す事で，可視化ツールとしては適さない状況が生じた．一方で我々は，この現象自体が，閉空間対流に内在する秩序構造を反映した現象であり，学術的関心に加えて工学的意義（粒子の分離・集積制御）を有すると捉え，本研究の主対象とする．

3．　実験概要

図 2 に実験装置の概略を示す．液柱は，同径・同軸上に配置された上下ロッド間へ，シリンジポンプにより試験流体を注入することで形成する．上部ロッドは透明人工サファイア，下部ロッドは黒アルマイト加工を施したアルミニウム製である．上部ロッドは温度コントローラによりフィードバック制御し，下部ロッドは恒温槽により温度を一定

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

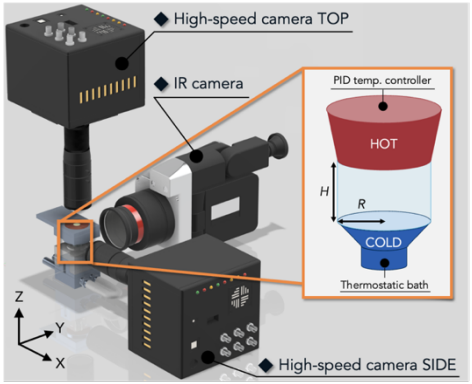


Fig. 2. Schematic diagram of the experimental apparatus.

に保持した．観測系は，上部に高速度カメラを，側部に高速度カメラおよび赤外線カメラを設置し，光源にはLEDライトを用いた．試験流体には高Pr数流体である2-cStのシリコンオイルを用いた．トレーサー粒子には金コーティングアクリル粒子（粒径：15, 30 μm）を用いた．本研究の主眼は，異種条件粒子の混合系における PAS の発現にある．そこで，15 μmの粒子のみを用いる実験1と，15 μmおよび30 μmの粒子を混合する実験2を実施した．上下のロッドはいずれも直径0.75 mmとし，ロッド間距離：Hを可変とすることで，液柱のアスペクト比を任意に設定可能とした．また，液柱内の対流に大きな影響を与えるパラメータとして，液柱の体積比：V/V_0を導入する．ここでVは実際に形成された液柱の体積，V_0はロッド間距離とロッド径に基づく直円筒形状の体積を表す．体積比は，液柱形状が理想形からの乖離度を表し，自由表面の湾曲や変形の程度を特徴づける指標である．粒子運動の再構築には，Particle Tracking Velocimetry (PTV)法を用い，追跡粒子は任意に選択した．なお，自由表面変形が大きい条件では光学的屈折による観測誤作が無視できない．そのため，スネルの法則に基づく補正処理を行い，再構築精度を担保している．

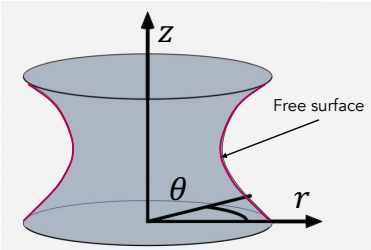


Fig. 3. Schematic of concave liquid bridge used in this study.

図3に本実験で対象とした液柱形状を示す．$V/V_0 < 1$の条件であり，側面から見ると大きくくびれた三日月形の輪郭を呈している．これを“concave liquid bridge”と定義する．

4． 結果および考察

図4に(a)実験1および(b)実験2で得られた粒子集合構造の画像と，各構造から4粒子ずつ選定して追跡した軌道を重ね合わせた可視化結果を示す．実験1および実験2では，条件の異なる粒子群の軌道の色を2種類（緑，オレンジ）に分けて表示した．注目すべき点は，実験1では本来15 μmの粒子のみを添加しているにもかかわらず，液柱内を運動する過程で，一部の粒子が二両体を形成し，単一粒子とは異なるコヒーレント構造を構成する挙動が観測されたことである．そこで，二両体粒子を個別に追跡対象として扱い，単一粒子とは色を区別して可視化した．実験1・2共通して，オレンジ色の構造は，15 μm単一粒子によって構成され，緑の構造は30 μm，および15 μmが形成する二量体によって構成される．各条件粒子の構成比率を図5に示す．以上より，本研究で観測された粒子集合構造は粒子が単一粒子か二量体かといった形状の違いよりも，実効的な粒径に応じて異なる空間位置へ集積していることが示唆される．この結果は，Noguchi and Ueno[7]にて発表済みである．

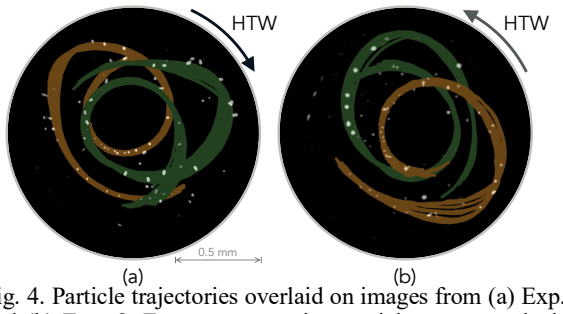


Fig. 4. Particle trajectories overlaid on images from (a) Exp. 1 and (b) Exp. 2. Four representative particles were tracked in each case to illustrate the characteristic motion of the structure.

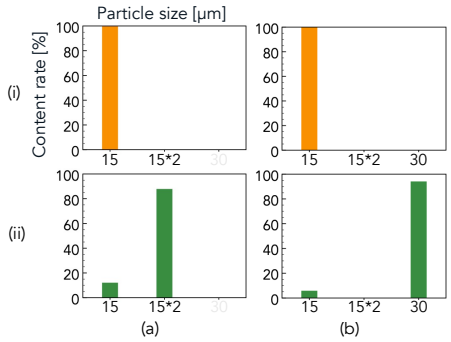


Fig. 5. Composition ratios of particles forming coherent structures in (a) Exp. 1 and (b) Exp. 2. The color scheme corresponds to the structures shown in Fig. 4.

5． まとめ

本研究では，液柱内に形成される KAM 構造が，混合粒子系に対して粒子集積位置の選択性を示すことを実験的に確認した．その結果，粒子の集積挙動は単一粒子か二量体かといった形状差よりも，実効的な粒径に強く支配され，粒径に応じて異なる空間位置へ分類されることが示唆された．今後は，粒子の選択性がどのような条件の変化に応答するのか，より詳細な KAM 構造の持つ能力を解明するため，実験に加えて，高精度な数値解析を行う必要がある．

参考文献

1) H. Wu, F. Romanò, H. C. Kuhlmann, PAMM 17 (2017) 669–670.
2) H. Wu, F. Romanò, H. C. Kuhlmann, J. Fluid Mech., 955 (2023) A16.
3) F. Romanò, A. Hajisharifi, H. C. Kuhlmann, J. Fluid Mech., 825 (2017) 631 – 650.
4) M. K. Smith and S. H. Davis, J. Fluid Mech., 132(1–2):119–144, 1983.
5) S. Tanaka, H. Kawamura, I. Ueno, D. Schwabe, Phys. Fluids 18 (2006) 067103.
6) D. Schwabe, P. Hintz, and S. Frank, Microgravity sci. technol., 9(1–2):163–168, 1996.
7) S. Noguchi and I. Ueno, J. Colloid Interface Sci, 8:114002, 684:29-42, 2025.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

極低温流体を想定した均質気泡核生成のエネルギー障壁に関する一考察
A Discussion on the Energy Barrier of Homogeneous Bubble Nucleation in Cryogenic Fluids

津田　伸一（九州大・工），森　隆典（九州大院・工）
Shin-ichi TSUDA, Kyushu University
Takanori Mori, Graduate School of Kyushu University
E-mail: tsudashin@mech.kyushu-u.ac.jp

This study compared previous experimental results with a representative theoretical analysis of expected energy barriers for bubble nucleation in multiple cryogenic fluids. To our knowledge, such a systematic comparison has not been conducted. The comparison suggests that, under higher superheat conditions where homogeneous nucleation can realistically occur, we should consider the influence of thermodynamic effects that may manifest in cryogenic fluids.

1．緒言

気泡の初生は，沸騰やキャビテーションに代表される気液相変化を伴う混相流のダイナミクスの議論において，その最初期を担う素過程である．また，気泡初生を扱ううえで重要となる微小な気泡核の生成過程については，バルク液相中から気泡核が形成される均質核生成や（主として）固液界面から気泡核が生じる不均質核生成を中心に，実験・理論の両面から研究が進められてきた経緯がある．しかしながら，自発核生成については特に 21 世紀以降，実験データとの比較を十分に議論せず，理論解析や分子シミュレーションが独立して進められてきた面は否定できない．以上の背景を踏まえ，本研究では密度汎関数理論（Density Functional Theory，略して DFT）による解析 [1]と，既往の実験結果の比較を整理した．これにより，今後の理論・実験の双方に対して，あるべき研究の方向性を模索するのが本整理の狙いである．

2．手法

核生成を対象とする DFT[1]においては，球形の気泡核を想定したうえで，指定された周囲液相の温度および化学ポテンシャルのもとで気泡核の生成に必要な最小仕事（エネルギー障壁）が最大化する密度分布を求める手法となっている．本研究では，均質核生成が生じ得る代表例の一つとして複数の極低温流体を取り上げ，これらのエネルギー障壁を DFT により評価した．一方，比較対象とする実験データについては，Avedesian が纏めた文献値 [2]を参照した．

理論および実験の比較においては，推定される各エネルギー障壁 W_c を臨界サイズ r_c と表面張力 γ により無次元化したうえで，その過熱度 S に対する依存性に注目することとした [1]．ここで，過熱度 S は液圧が飽和蒸気圧に相当する（気泡核生成が生じない）条件にて S=0，スピノーダルと呼ばれる核生成が速やかに生じる液圧条件にて S=1 となるように規格化されている．

3．結果および考察

図 1 に，既往の実験と本 DFT 解析の比較結果を示す．なお，DFT については窒素のみの結果を 3 つの温度（T は温度，T_c は臨界温度）に対して示す一方，図中の Scaling Form は，十分低温において成り立つと考えられる DFT 結果の推定式 [1]となっている．なお，古典核生成理論（Classical Nucleation Theory，略して CNT）の数値（4π/3）も水色の破線にて示す．さて，S<0.2 の条件では，実験値に対応する無次元エネルギー障壁 $W_c/(\gamma r_c^2)$ が CNT や DFT の結果に比べて小さくなっていることがわかる．これは実験において，低過熱度になるほど実は均質核生成ではなく，既存気泡核からの初生が生じていることを示唆していると考えられる．一方，0.2<S<0.3 の範囲では実験と各理論が比較的良い一致を示すのに対し，S>0.4 になると，実験については水素しかプロットがないものの，実験的に推定される無次元エネルギー障壁の方が CNT や DFT よりも大きくなる傾向にあることがわかる．この最たる理由としては，特に水素の場合に顕在化する現象としてよく知られている“熱力学的効果”による気泡成長抑制の影響が考えられる．つまり，高過熱度条件における実験の初生判定は，臨界サイズに相当する気泡核ではなく，気泡核よりも大きな気泡の成長速度により推定されており，熱力学的効果による成長抑制のために見かけ上，実験に対応するエネルギー障壁が大きくなっているのではないかと考えられる．

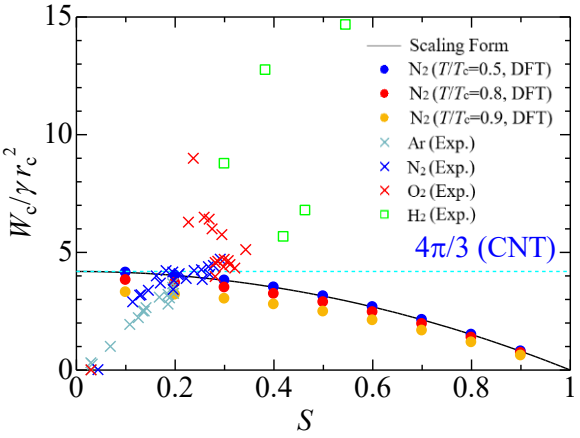


Fig. 1 Comparison of the non-dimensional energy barrier between previous experiments[2] and DFT analysis.

4．結言

本研究では，複数の極低温流体を想定したうえで，既往の実験結果と代表的な理論解析との比較を実施した．その結果，特に均質核生成が現実的に生じ得る高過熱度条件においては，極低温流体で顕在化し得る熱力学的効果の影響を踏まえた比較が必要なことが示唆された．

なお，本研究の一部は JSPS 科研費 23K26300 の助成を受けて実施したものである．

参考文献

1) T. Mori, H. Nagashima, T. Tokumasu, S. Watanabe, S. Tsuda, Proc. 9th Micro and Nano Flows Conference, 2025.
2) C. T. Avedesian, J. Phys. Chem. Ref. Data, 14, pp. 695-729, 1985.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

せん断流れにおけるキャビテーションの発生条件に関する一考察
A Consideration on the Occurrence Conditions for Cavitation in Shear Flows

伊賀　由佳（東北大・流体研）芳川　雄飛（東北大・院）原田　颯大（東北大・院）守谷　修一（東北大・流体研）
石原　知明(日立三菱水力(株)) 奈倉　悠人(日立三菱水力(株)) 田村　悠太(日立三菱水力(株))
震明　克眞（日立三菱水力(株)）

Yuka IGA, Yuhi YOSHIKAWA, Sota HARADA, Syuichi MORIYA, Tohoku University
TomoakiI SHIHARA, Yuto NAKURA, Yuta TAMURA, Katsumasa SHINMEI, Hitachi Mitsubishi Hydro Corporation
E-mail: yuka.iga.b4@tohoku.ac.jp

In this study, we use hydraulic oil, which has a sufficiently low saturated vapor pressure and a large amount of dissolved gas, so the cavitation that occurs is thought to be gaseous cavitation, and water, which has a relatively large amount of dissolved gas, so it is thought that gaseous cavitation and vapor cavitation coexist. The cavitation onset pressure in the Taylor-Couette flow between concentric rotating cylinders for each were experimentally measured, and compare the changes in flow pattern due to changes in the rotation speed of the inner cylinder and the changes in onset pressure relative to the amount of dissolved oxygen in water. We formulate the characteristics of the onset pressure of cavitation in water for use in a cavitation numerical analysis model, and attempt to numerically reproduce the scale effect of underwater cavitation.

１．緒言

均質モデルの概念に基づくキャビテーションの数値解析手法のほぼ全てでは，圧力が飽和蒸気圧まで低下すると蒸発が起こるようにモデリングされている．しかし，飽和蒸気圧は，蒸発が終了し，液相と気相が相平衡となった際の圧力であり，キャビテーションが発生する際の圧力の閾値ではない．実際の水の流れでは，飽和蒸気圧以上でキャビテーションが発生し，またその条件は流れの形態に応じて変化することが知られている [1]．また，水中の発達したキャビテーションでは，キャビテーションの発生のし易さを表すキャビテーション数が同じでも，レイノルズ数が大きいとキャビティも大きくなることが知られている．これらは，キャビテーションの寸法効果と呼ばれている．キャビテーションの寸法効果とは，水中に溶存する不凝縮気体や残留気泡核，物体の表面粗度（表面気泡核），流れの乱れ度（溶存気体の拡散係数）などの，キャビテーション数に含まれない要素の影響によって，キャビテーション数と流れの幾何形状がそれぞれ等しい 2 つの流れ場でも，発生するキャビティの大きさが等しくならない状況のことを指す．また言い換えると，キャビテーションの寸効効果は溶存気体の析出の影響を受けて引き起こされると言える．この溶存気体の析出によるキャビテーションは気体性キャビテーション，一方，液体の蒸発によるキャビテーションは蒸気性キャビテーションと呼ばれている．

本研究では，飽和蒸気圧が十分低く，溶存気体量が大きいため，発生するキャビテーションは気体性キャビテーションであると考えられる油圧作動油と，飽和蒸気圧が比較的高く，溶存気体量も比較的多い，気体性キャビテーションと蒸気性キャビテーションが混在すると考えられる水を用い，同心二重回転円筒間のテイラークエット流れにおけるキャビテーションの発生圧力をそれぞれで求め，内筒回転速度の変化による流れの形態の変化や溶存酸素量に対する発生圧力の変化について比較する．水におけるキャビテーションの発生圧力の特性を，キャビテーション数値解析モデル用に定式化し，水中キャビテーションの寸法効果の数値的再現を試みる．

２．実験装置

実験装置を図 1 に示す．試験部は 2 つの回転する同心円筒からなる．外側の円筒はキャビティの発生を可視化できるようにアクリル製で，内側の回転円筒は真鍮製で、直径 110 mm，長さ 120 mm である．モータとインバータは内側の円筒の回転軸に接続されており，回転速度は可変であり実験パラメータとした．2 つの円筒間の圧力は、真空ポンプによって徐々に低下する．温度は、回転軸の支持板外側の水冷板によって 23 ° C の一定値に固定される．2 つの円筒間のクリアランスは 5 mm で，作動油 （出光興産株式会社、ダフニー油圧作動油 46)）または水道水が充填されている．作動油の密度は 862.1 kg/m3，動粘度は 23 °C で 1.082 × 10⁻4 m2/s であり，実験開始時の作動油中の溶存酸素は 30 %飽和度とした．一方，水道水の実験開始時の溶存酸素量は，25 %, 60%, 98 %と変化させ，実験パラメータとした．

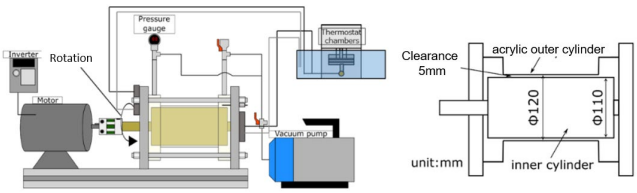


Fig.1 Experimental apparatus; rotating concentric two cylinders with hydraulic oil between the clearance

３．結果と考察

本実験では，気泡径が 100 μm になった瞬間の円筒間の流体圧力をキャビティの発生圧力とした．この 100 μm はキャビティの真の初生ではなく，あくまで 1 つの指標である．気泡の撮影条件は，内筒回転速度 100～900 rpm，減圧速度-0.2～-30 kPa/min，実験回数は同一条件で 3 回，気泡発生の観察はホームビデオカメラ（Sony，FDR-AX100）で行い，フレームレート 30 fps，露光時間：1/10,000 s とした．

まず，溶存気体の析出によりキャビティが発生すると考えられる作動油の実験結果を示す．図 2 に内筒回転数 300, 600, 900 rpm での各減圧速度における気泡発生圧力の変化を示す．回転数と減圧速度によって，発生圧力が変化していることがわかる．このうち 300 rpm の結果を取り出し，図 3 に示す．ここでは横軸が時間，縦軸が圧力であり，直線が減圧履歴，直線上の赤丸がキャビティの発生した瞬間

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

である．このように，減圧速度が低いときは発生圧力は一定値を取るが，減圧速度が-2.5 kPa/min 以上になると減圧速度の上昇に伴い発生圧力が低下していくことが見て取れ，これは他の回転速度でも同様の傾向があった．

一方，発生圧力が一定となる低い減圧条件-0.2 kPa/min において，回転数を変化させた際の発生圧力の変化を図 4 に示す．ここでは横軸の内筒回転数をテイラー数 Ta に変換している．このように，回転数の増加に伴い，キャビティ発生圧力は不連続的に上昇することがわかる．この際の Ta と円筒間のテイラークエット流れの形態の変化を図に色分けして示す．このように，層流クエット，テイラー渦，波状テイラー渦と流れの形態が遷移する際に発生圧力が不連続的に変化していることがわかる．

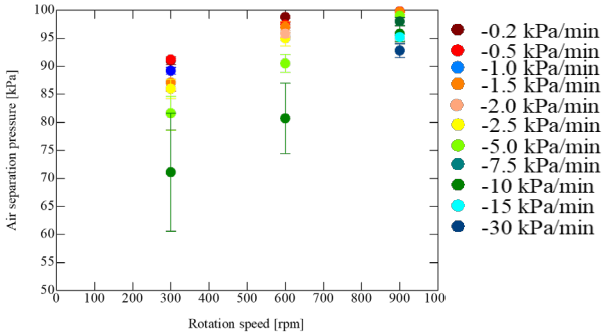


Fig. 2 Occurrence pressures of bubble in each decompression speed in 300, 600, 900 rpm in hydraulic oil.

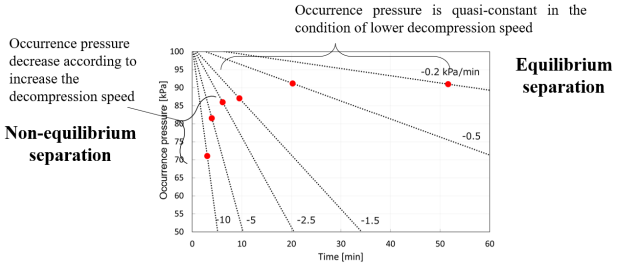


Fig. 3 Pressure history and the occurrence pressure at constant rotating speed 300 rpm in hydraulic oil.

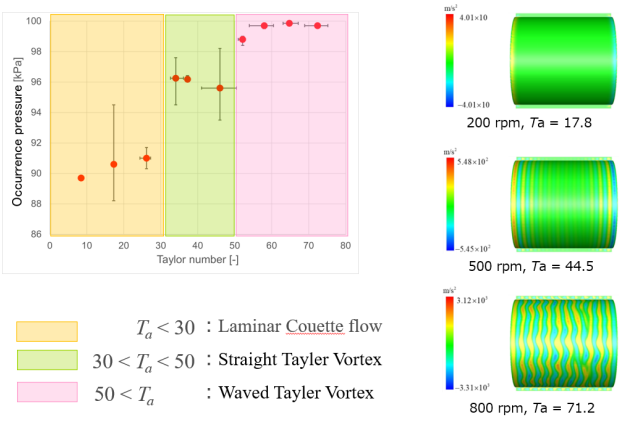


Fig.4 Relation between occurrence pressure and rotating speed in equilibrium separation at constant decompression speed -0.2 kPa/min in hydraulic oil

次に，飽和蒸気圧が比較的高く，溶存気体量も比較的多い，気体性キャビテーションと蒸気性キャビテーションが混在すると考えられる水での実験結果を示す．図 5 には，回転数 120 rpm, 210 rpm, 300 rpm において溶存酸素量 DO を 25 %, 60 %, 98 % と変化させた際のキャビティ発生圧力を示す．この回転数ではそれぞれテイラー数は Ta = 1167～2917 となり，円筒間の流れは乱流状態となっている．作動油と同じ Ta の領域で実験できてはいないため，直接的な比較はできなかった．しかし，本実験からは，溶存酸素量の増加に伴い，キャビティ発生圧力は高くなり，また，溶存酸素量に対するキャビティ発生圧力の増加率は，回転数が高いほど大きくなることが示された．この発生圧力の増加率と，同心回転円筒間の流れを数値解析した結果から得られた円筒間の平均乱流エネルギとの関係を調べると，そこには比例関係があることがわかった．この関係を A とし，キャビティの発生圧力を定式化すると，式 (1) のようになる．

$$p_i = [(1 - \alpha_{local}) A\, DO_{inf} + p_v)] \qquad (1)$$
$$A = B\, k + C$$

ここで，DO_{inf} [%], p_v, α_{local}, k はそれぞれ，溶存酸素量，飽和蒸気圧，局所ボイド率，乱流エネルギである．この式は局所ボイド率が 1 すなわち，蒸発が完了した際には圧力は飽和蒸気圧に帰着し，十分発達したキャビティ内部圧力が飽和蒸気圧で一定となるという事実に一致している．さらにこの式は，キャビテーションの数値解析モデルのキャビティ発生の閾値として用いることができる．

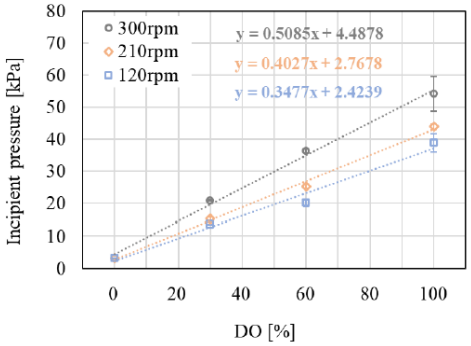


Fig. 5 Occurrence pressures of bubble in tap water.

4．結言

本研究では，作動油と水道水をそれぞれ充填した 2 つの回転同心円筒を用いた減圧実験を行い，キャビティの発生特性について考察した．得られた結果は以下のように要約される．

・気体キャビテーションの発生特性は、ある体積の気泡が発生する瞬間の圧力である発生圧力が減圧速度に対して一定となる平衡析出領域と，減圧速度の増加に伴い発生圧力が低下していく非平衡析出領域の 2 つの領域に分けられることが分かった．

・平衡析出圧力は、テイラークエット流れの形態変化に応じて不連続的に変化することが示された．

・一方，水のキャビテーションでは，溶存酸素量の増加に伴いキャビティ発生圧力は高くなり，また，溶存酸素量に対するキャビティ発生圧力の増加率は，回転数が高いほど大きくなることが示された．

・以上の水の結果を用い，溶存酸素量と局所の乱流エネルギに対するキャビティの発生圧力の変化を定式化した．

参考文献

1) Arndt, R. E. A, “Pressure Fields and Cavitation,” Proc. 7th IAHR Symp. Vienna (1974), pp.1-20.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-11：熱物質輸送の機能形態学）

2026年5月17日(日) 14:45 ~ 15:30 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-11 (1)

座長:巽 和也(京都工芸繊維大学)

14:45 ~ 15:00

[26013] 霜層初期における霜結晶

*松本 亮介[1]、小田 豊[1] (1. 関西大学)

15:00 ~ 15:15

[26014] 冷却面の温度変化が霜層微細構造に与える影響のX線CT可視化と数値解析

*勝永 恭平[1]、前原 諒太[1]、荒木 拓人[1]、松本 亮介[2]、大久保 英敏[3] (1. 横浜国立大学、2. 関西大学、3. 玉川大学)

15:15 ~ 15:30

[26015] ナノ構造の形態が固液界面における熱伝導に与える影響

*芝原 正彦[1]、安保 遼平[1]、藤原 邦夫[1] (1. 大阪大学)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

霜層初期における霜結晶
Frost Crystal in the Early Stage of Frost Layer

松本　亮介（関西大・シス理）　　小田　豊（関西大・シス理）
Ryosuke MATSUMOTO, Kansai University
Yutaka ODA, Kansai University
E-mail: matumoto@kansai-u.ac.jp

In the early stage of frost formation, supercooled droplets formed by dropwise condensation freeze and generate frost crystals. In this study, the microstructure of frost crystals in the early stage of a frost layer was investigated using X-ray micro-computed tomography (μCT). Three-dimensional CT images of the frost layer were obtained during the frosting process. The results show that a small crystal initially forms on a frozen droplet and then grows into either columnar or plate-type crystals.

１．はじめに

熱交換器に発生する霜層は，冷却面温度が-20℃程度であれば，滴状凝縮により過冷却液滴を冷却面に形成し，その後過冷却状態を解消して凍結して微小氷滴となり，氷滴頂点から霜結晶が成長することが知られている[1]．近年，X 線 μCT 撮影を用いた霜層の 3 次元微細構造の測定が著者ら[1]により実施された．本報では，X 線μCT による霜結晶の分析結果を報告する．

２．実験装置と方法

着霜部はアルミニウム板であり，上面中央に直径 6 mm，高さ 3 mm の凸部を設け，着霜面とした．凸部以外を厚さ 2 mm の発泡スチロール板で覆うことにより，着霜面以外での着霜を防止する．着霜部は空気ダクト内に設置した．アルミニウム板の温度およびダクト内空気温度は，K 型シース熱電対により測定した．バブリング式加湿器と熱交換器により調節された湿り空気は，50 L/min の流量でダクト上部から供給される．空気温度と湿度は 14.0 °C，0.0043 kg/kg’である．ペルチェ設定温度を 17.0 °C から-15.0 °C へ変更し，実験を開始する．

X 線 CT 撮影は SPring-8 の BL20B2 ビームラインで実施した．着霜は 90 分間行い，2 分毎に霜層の CT 撮影を繰り返し行った．ポリイミドフィルム及び霜層を透過した X 線はシンチレータにより可視光線へ変換された後，CMOS カメラで記録される．X 線のエネルギーは 15 keV である．回転ステージが 180 度回転する間に 600 枚の X 線透過画像を撮影する．要した時間は約 45 秒である．撮影範囲は 5.6 mm × 5.6 mm × 5.6 mm，空間分解能は 2.74 μm/pixel である．

３．結果と考察

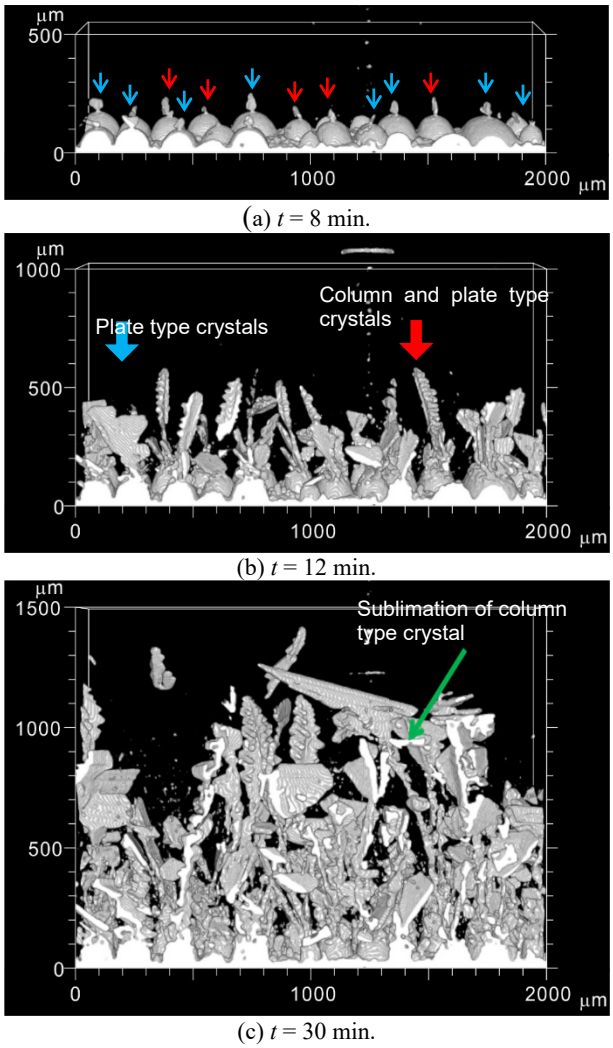
ペルチェ素子による冷却開始後 t = 8 min，12 min，30 min での，着霜面中央の 2000μm×241μm の領域の霜層の微細構造を Fig. 1 に示す．冷却開始後，滴状凝縮が発生し，過冷却を解消後，氷滴頂部から霜結晶が成長した．Fig.1(a) t = 8min では氷滴から単一の微小な結晶が発生しており，(b) t = 12min での柱状結晶と板状結晶の 2 種類の結晶のみに成長することが確認できる．結晶形状を比較すると，t = 8min の時点の最初に発生する微小な結晶で，すでに板状もしくは柱状結晶の形状を示している．

雪の結晶においては[2]，大気中の微小六角柱を氷核として，成長速度の速い結晶方位に成長する．成長速度は温度と水蒸気の過飽和度に支配されることより，雪の結晶形状は大気の状態に依存する．

霜の場合においては，凝縮液滴が冷却面から凍結が伝播し，凍結完了する氷滴頂点で体積膨張のため突起が生成され，その突起を核として空気中の水蒸気が集まり霜結晶が成長する．空気中にさらされる突起の氷結晶の方位が，成長する結晶の形状を支配している可能性がある．

参考文献

1) Ryosuke Matsumoto, et al., Three-dimensional Microstructure of Frost Layer Measured by Using X-ray μCT, JTST, 13(1), (2018), p.JTST0014.
2) Ukichiro Nakaya, "Snow Crystals: Natural and Artificial", Harvard University Press, (1954).



(a) t = 8 min.
(b) t = 12 min.
(c) t = 30 min.
Fig.5 Three dimensional frost structure

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

冷却面の温度変化が霜層微細構造に与える影響の X 線 CT 可視化と数値解析

X-ray CT Visualization and Numerical Analysis of the Influence of Cooling Surface Temperature on Frost Microstructure

勝永　恭平（横国大・理工）　　前原　諒太（横国大・理工）　　荒木　拓人（横国大・工）
松本　亮介（関西大・システム理工）　　大久保　英敏（玉川大・工）
Kyohei KATSUNAGA, Yokohama National University
Ryota MAEHARA, Yokohama National University
Takuto ARAKI, Yokohama National University
Ryosuke Matsumoto, Kansai University
Hidetoshi Okubo, Tamagawa University
E-mail: katsunaga-kyohei-tg@ynu.jp

This study investigates the influence of cooling surface temperature on frost microstructure using X-ray CT and numerical modeling. A 1-D non-homogeneous model was improved by introducing a temperature-dependent tip density function based on 3-D visualization results. The proposed model effectively reproduced the high-density layer near the substrate and the spatial density distribution. While initial growth stages require further refinement, the model shows better agreement with experimental data than conventional fixed-density models.

１．はじめに

熱交換器表面への着霜は熱抵抗の増大や流路閉塞を引き起こし，システム性能を著しく低下させる深刻な問題である．機器の最適設計や除霜制御の効率化には，様々な環境条件下での霜成長を理解し高精度に予測することが必要である．これまで，霜層の可視光による観察や高さ測定，総重量・密度の推移などからの検討はされてきたが，成長中の内部構造については不明な点が多かった．

そこで本研究では，X 線 CT スキャンを用い，特に今回は基板温度の違いに着目し非破壊かつ非定常に霜層内部の微視的構造とその成長を測定した．その知見に基づいて，１次元非均質を仮定した数値解析モデルの改良とその妥当性確認を実施したので報告する．

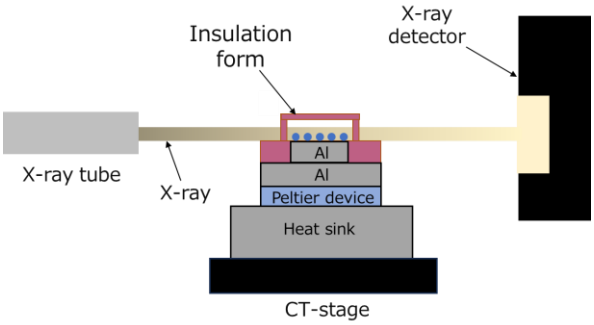


Fig. 1 Schematic of the measurement and visualization setup for X-ray CT imaging

２．霜 CT 可視化実験装置の概要と撮影結果

図 1 に装置の概要を示す．ペルチェ素子によって冷却面であるアルミ板を－5℃に冷却し，露点約 15℃の加湿空気を 500 mL/min 供給することでまず冷却面上に凝縮液滴を 10 分間成長させた．その後，冷却面温度を－6～－18℃に下げることで液滴を凍結させ，その上に成長した霜層の内部状態・構造の変化を X 線マイクロ CT 装置（ヤマト科学 DM1000H-II（2K））によって可視化した．測定の際には霜が成長しないようカバーをしながら CT ステージを回転させ，約 7 分間撮影した画像から 1 枚の 3 次元構造を PC 上で再構成した．撮影された 3 次元画像の各ボクセルサイズはおよそ各辺 6.4 um である．

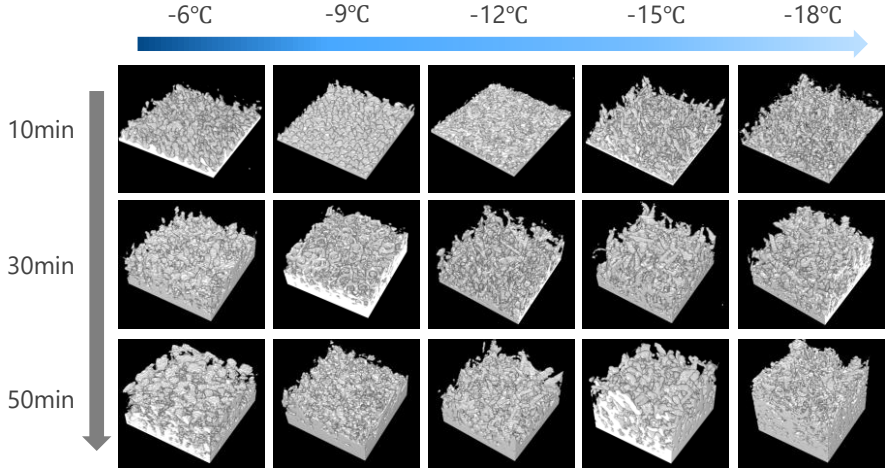


Fig. 2 Comparison of frost formation at substrate temperatures of －6, －9, －12, －15, and －18°C at 10, 30 and 50 min after the start of growth

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

図 2 に X 線マイクロ CT 装置で撮影した霜層の画像を凍結開始後の時間と冷却面温度ごとに示した．特に冷却面温度が−15℃近辺では，冷却時間が短い場合には針状の構造が目立ち，冷却時間が長くなることで板状の結晶が見受けられるようになった．これは水蒸気飽和度が高い場合に先端温度が−4～−10℃程度で針状結晶が優位になるとの結晶論的な報告 [1]や中谷ダイアグラム [2]的な観察と概ね整合している．また，図 3 に例として冷却面温度−12℃の場合の霜層の平均密度分布の時間変化を示した．これを見ると，20 分までの初期段階では特に先端が鋭く成長している様子が見て取れる．

3．数値解析手法と結果

霜層表面の水蒸気が過飽和状態にあると仮定し，図 4 のように霜層を氷結晶骨格と湿り空気からなる多孔質媒体とみなし，熱伝導方程式および水蒸気の拡散方程式を連立するモデル [3]をベースとした数値解析を実施した．前節の CT 観察等に基づき，先端生成霜密度ρ_{tip}が霜層表面温度T_{surf}の関数として動的に決定した．

$$\rho_{\mathrm{tip}}(T_{\mathrm{surf}}) = \rho_{\mathrm{min}} + (\rho_{\mathrm{f},0} - \rho_{\mathrm{min}}) \exp\left(-\frac{T_{\mathrm{surf}} - T_p}{T_{\mathrm{decay}}}\right) \quad (1)$$

ここで，$\rho_{\mathrm{f},0}$は初期霜密度（550 kg/m³），ρ_{min}は十分に成長した針状霜の密度（50 kg/m³）とした．具体的には，霜層先端の温度が$T_p = -10$℃以下の場合には高密度な平板状結晶を想定した高い密度の霜が生成され，表面温度の上昇に伴って低密度な針状結晶へと連続的に遷移するプロセスを簡易的に表現している．

このモデルの妥当性を確認するために，基板温度-12℃，着霜開始 40 分後における霜層内部の密度・分率分布の比較を図 5 に示す．ρ_{tip}を 50 kg/m³ 固定としたモデル（青点線）では，壁面直上から急激に密度が低下し壁面から 0.1 mm 付近で下に凸な形状となり CT によって測定された滑らかな分布（白丸）と大きく乖離している．一方，提案モデル（緑線）では，壁面近傍の高密度層が維持され，表面に向かって緩やかに減少する実験の傾向を良好に再現している．これは，壁面温度に近い領域での高密度な結晶生成を適切に考慮できたためである．

また図 6 に今回提案したモデルによる霜密度の時間変化を示した．これを測定された図 3 と比較すると，図 6 では成長初期の先端の成長と壁面から 0.5 mm 以内の高密度層の再現はできているものの，整合しない部分も多く他の温度帯を含め，今後のさらなる検討が必要である．

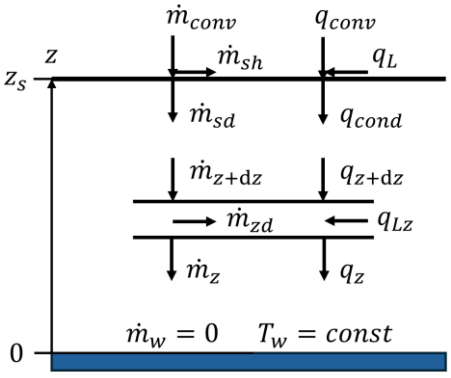


Fig. 4 Control volume for energy and mass balances in the 1-D non-homogeneous model

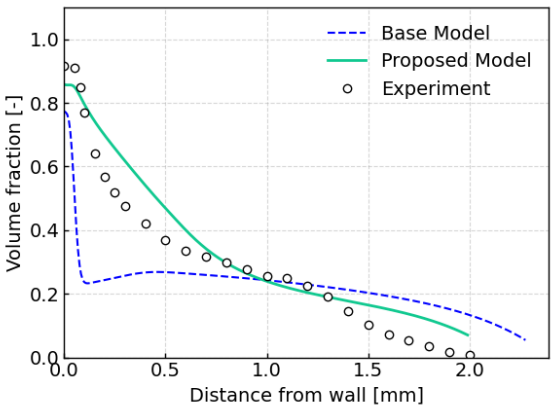


Fig. 5 Comparison of volume fraction distribution between experiment and simulations (t = 40 min).

参考文献

1) T. Kuroda, R. Lacmann: Growth kinetics of ice from the vapour phase and its growth forms, J. Crystal Growth, 56(1), 99. 189-205, 1982.
2) Y. Furukawa and John S. Wettlaufer: Snow and ice crystals, Physics Today, 60, pp. 70-71, 2007.
3) A. E. Cheikh and A. M. Jacobi: A mathematical model for frost growth and densification on flat surfaces, Int. J. Heat and Mass Transfer, 77, pp. 604-611, 2014.

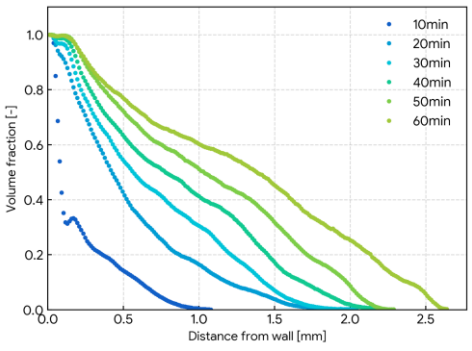


Fig. 3 Measured time evolution of the spatial distribution of frost volume fraction at T = -15℃

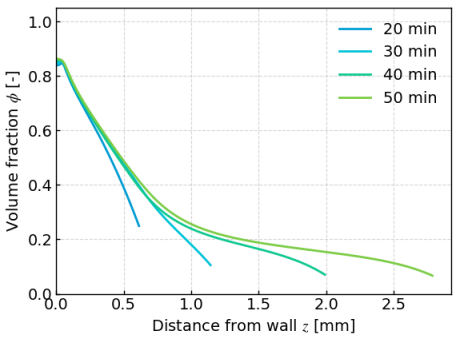


Fig. 6 Simulated time evolution of the spatial distribution of frost volume fraction at T = -15℃

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

ナノ構造の形態が固液界面における熱伝導に与える影響
Influences of Nanostructure Morphology on Heat Conduction over Solid-Liquid Interfaces

芝原　正彦（大阪大・工）　安保　遼平（大阪大・工）　藤原　邦夫（大阪大・工）
Masahiko SHIBAHARA, The University of Osaka
Ryohei ABO, The University of Osaka
Kunio FUJIWARA, The University of Osaka
E-mail: siba@mech.eng.osaka-u.ac.jp

Heat transfer over solid–liquid interfaces is essential in various engineering fields, such as liquid cooling and thermal interface materials. The significance of interfacial thermal resistance (ITR) increases in overall heat transfer generally when we manage heat transfer at small scales. We aim to systematically understand the influences of nanostructure morphology on the ITR over solid-liquid interfaces in the present study. Non-equilibrium molecular dynamics simulations were performed employing platinum surfaces with particle-like and slit-like nanostructures. We employed the solvent accessible surface area to quantify the solid–liquid contact area. The predictions of overall ITRs via the parallel thermal circuit model with local ITRs showed agreement with those calculated using molecular dynamics simulations. The present results revealed that the reduction of the overall solid-liquid ITR was primarily caused by the magnification contact area in addition to lower local ITR of nanostructures.

１．序論

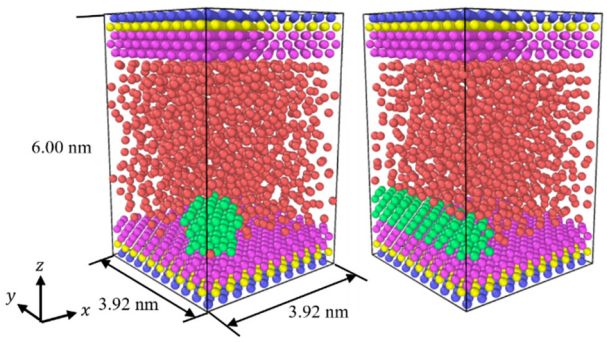
コンピュータを含む電子機器の発熱密度の増加に伴い，液体や相変化を利用したさまざまな冷却方法が開発されている．また，半導体デバイスの小型化や高集積化により，多様で複雑な界面が形成されることから，界面における熱抵抗（ITR: interfacial thermal resistance）の予測や制御が重要となっている．このような背景から，固液界面熱抵抗に関するさまざまな研究が実施されてきているが，近年では，分子シミュレーションを利用して固液界面熱抵抗の予測が行われるようになってきた．適用範囲は，基礎的な現象理解を目的としたモデル系から TIM のような実用的な系までさまざまである．さらに，固液界面熱輸送の詳細な理解を目的として，局所界面熱抵抗を求める試み[1,2,3]や単原子スケールの熱流の描像[4,5]などが分子動力学解析によって明らかにされている．また，界面熱輸送の工学的制御を目的として，矩形ナノ構造の影響[1,2,3]や原子の幾何配置による界面熱輸送の変化[6]も明らかにされている．これらの先行研究は，固液界面におけるナノ構造の形態，すなわち，形状や特性長さによって，固液界面における熱輸送を制御できる可能性を強く示唆しているが，系統的な理解はなされていない．

以上より，本研究では，任意のナノ構造の形態が，固液界面の熱伝導，すなわち，固液界面熱抵抗に与える影響を理解すること目的とした．そのためには，任意のナノ構造の固液界面を設定して表面積を評価する必要があるが，本研究では溶媒接触可能表面積 (SASA: solvent-accessible surface area)[7]を用いて規定することを試みた．本稿では，SASA で規定したナノ構造界面とナノ構造を構成する原子と液体分子間で輸送される熱流束を用いて，ナノ構造だけに起因する局所界面熱抵抗を抽出し，ナノ構造の形態に依存した固液界面全体の熱抵抗変化の主要因について議論する．

２．計算方法

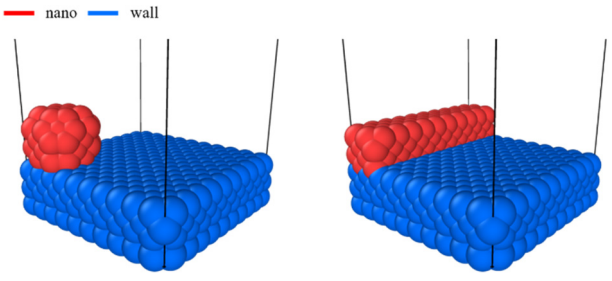
図 1 に示す平行な完全結晶面(100)の下面に任意のナノ構造が付着した計算モデルを用いた．壁面は Pt 原子，液体は Ar 分子を用いるとし，相互作用は 12-6Lennard-Jones ポテンシャルで計算した．本研究ではさまざまな形態のナノ構造について調査を行ったが，本稿では図 1 に示す粒子状またはスリット状構造の場合の結果についてのみ説明する．計算手順や計算方法は先行研究[1,2]とほぼ同様であるが，上下壁面を Langevin 法によってそれぞれ 130K, 80K に温度制御することで，系内に温度勾配を形成し，定常状態における固液界面における温度差，熱流束から界面熱抵抗を計算した．なお，Lennard-Jones ポテンシャルで表現される単純な液体分子では一般的な議論はできないが，Ar-Pt 界面[1,2]で観察された構造による局所的な熱輸送の変化が，H_2O-Pt 界面[3]や H_2O-Si 界面[6]でも観察されている．

次に下面をナノ構造とそれ以外の壁面に分離して，それぞれの局所熱抵抗を計算する方法とナノ構造を含む下壁面全体の熱抵抗の計算方法を説明する．本研究では複雑な



(a) Particle　　(b) Slit

Fig. 1 Calculation systems for nanostructured surfaces : (a) Particle and (b) Slit.



(a) Particle　　(b) Slit

Fig. 2 Schematic illustrations of SASA for nanostructured surfaces: (a) Particle and (b) Slit.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

形態をもつナノ構造によって形成される固液接触面積を統一的に計測するために，SASA を用いた．Ar 分子と Pt 原子の van der Waals 半径の和を用いて SASA を図 2 のように定義し，そのうち液体領域に露呈された領域を固液界面と定義した．本研究では，ナノ構造またはそれ以外の壁面を構成する固体原子が形成する界面をそれぞれ nano，wall の添え字で表現することした．このような方法で求めたナノ構造ならびにそれ以外の壁面の局所界面積をそれぞれ A_{nano}, A_{wall} と表現する．次に，２つの局所界面を通過する単位時間あたりのエネルギーは，ナノ構造を構成する原子とそれ以外の壁面を構成する原子にはたらく液体分子からの作用力と原子速度の内積の和から近似的に求めることができる．これらのエネルギー流束を局所界面積で除することで局所熱流束を求め，各局所界面近傍の固体原子と液体領域の温度差を局所熱流束で割ることで，局所界面熱抵抗 r_{nano}，r_{wall} をそれぞれ求めた．

ナノ構造を含む下面全体の有効界面熱抵抗の計算方法はいくつか提案されている．本研究では先行研究[1,2]を参考にして，ナノ構造を除く下壁面の最上部の固体原子位置に xy 平面に平行な検査面を設定し，ナノ構造を除いた液体領域の一次元温度分布を線形的に外挿して交点を求めることで液体界面温度を求めた．この液体界面温度と検査面における固体原子層との温度差を，系の xy 断面を定常的に通過する熱流束で除することで，固液界面全体の有効熱抵抗（R_{overall}: overall ITR）を求めた．また，熱工学で用いられている熱回路網法を用いて，局所界面熱抵抗 r_{nano}，r_{wall} が並列熱回路を形成していることを仮定すると，次式により界面全体の有効熱抵抗の予測値（R_{TCM}）を見積もることができるため，本研究ではそれを求めて R_{overall} と比較した．ここで，A_{overall} は計算領域の xy 断面積である．

$$R_{\mathrm{TCM}} = \frac{A_{\mathrm{overall}}}{A_{\mathrm{nano}}/r_{\mathrm{nano}} + A_{\mathrm{wall}}/r_{\mathrm{wall}}} \qquad (1)$$

３．計算結果と考察

図 1 に示す粒子状構造系とスリット状構造系における局所界面熱抵抗の分子動力学シミュレーションによる計算値を表 1 に示す．ナノ構造の形状によって，局所 ITR に差異があること，ならびに，ナノ構造部以外の下壁面と比べてナノ構造の局所 ITR が有意に低下していることが分かる．これは先行研究[1,2,3]において，矩形スリット構造の上角部で有意に局所 ITR が低下することが報告されており，同様の現象が生じていると考えられる．このような局所 ITR の低下は，ナノ構造を構成する固体原子の幾何学的拘束条件が完全結晶面とは異なり，その振動特性が低周波側にシフトすることで説明されているが，図 1 に示す２つの付与構造でも同様の現象が生じていると考えられる．

次に，界面全体の有効熱抵抗について，分子動力学シミュレーションによる計算値 R_{overall} と熱回路網法による予測値 R_{TCM} を表 2 に示す．ナノ構造の形態によらず，R_{overall} と R_{TCM} は 4%以下の誤差で一致することが分かる．式(1)において，任意形態のナノ構造付与の影響は右辺の分母の第 1 項のみに集約されることから，界面全体熱抵抗の低減は，ナノ構造の形態によらず，より低い局所 ITR を有するナノ構造の付与と界面積の増大に起因すると考えられる．

４．結論

任意のナノ構造の形態が, 固液界面の熱伝導, すなわち, 固液界面熱抵抗に与える影響を理解すること目的とし，簡易なポテンシャルで表現された固液界面系において，任意のナノ構造を付与した場合の界面熱輸送の変化を調べた．本研究では任意のナノ構造の固液界面を溶媒接触可能表面積 (SASA)を用いて規定し，ナノ構造界面積と構造を構成する原子から輸送される熱流束を用いて，ナノ構造のみの局所界面熱抵抗を抽出した．その結果と並列熱回路モデルから算出された固液界面全体の有効熱抵抗は分子動力学シミュレーションによる計算値とよく一致することから，ナノ構造が固液界面熱抵抗に与える影響は，ナノ構造近傍の局所 ITR の変化とその付与による界面積の増大に起因すると考えられる．

SASA を用いた場合の局所熱流束の厳密な算出方法の検討やナノ構造の形態によって近傍の固体原子や液体分子の振動特性がどのように変化するか，さらに最適なナノ構造の形態はどのようなものかについては，今後，詳細に検討する必要がある．

Table 1 Local interfacial thermal resistances for various nanostructured surfaces.

	r_{nano} (10^{-7}Km^2/W)	r_{wall} (10^{-7}Km^2/W)
(a) Particle	2.09	2.65
(b) Slit	1.99	2.58

Table 2 Overall interfacial thermal resistances for various nanostructured surfaces.

	R_{overall} (10^{-7}Km^2/W)	R_{TCM} (10^{-7}Km^2/W)
(a) Particle	1.56	1.62
(b) Slit	1.40	1.45

謝辞

本研究は, 科学研究費補助金(No.23K26050)の助成を受けた. ここに記し, 謝意を表する.

参考文献

1) T. Omori, M. Shibahara, “Molecular dynamics study on the effects of cuboid nanostructure on the distribution of local thermal resistance at a solid‑liquid interface”, *Int. J. Therm. Sci.*, 215, 110019, (2025).
2) Y. Oki, K. Fujiwara, M. Shibahara, “Molecular dynamics study of the distribution of local thermal resistances at a nanostructured solid-liquid interface”, *J. Therm. Sci. Technol.*, 19 (1) (2024).
3) Y. Ueki, S. Matsuo, M. Shibahara, “Molecular dynamic study of local interfacial thermal resistance of solid-liquid and solid-solid interfaces: water and nanotextured surface”, *Int. Commun. Heat Mass Transfer,* 137 (2022) 106232.
4) K. Fujiwara, M. Shibahara, “Atomic–scale thermal manipulation with adsorbed atoms on a solid surface at a liquid–solid interface”, *Sci. Rep.*, 9 (2019) 13202.
5) K. Fujiwara, M. Shibahara, “Detection of heat flux at single-atom scale in a liquid-solid interfacial region based on classical molecular dynamics”, *Appl. Phys. Lett.*, 114, (2019) 011601.
6) Y. Motokawa, K. Fujiwara, M. Shibahara, “Thermal transport across liquid-solid interface with a single atomic structure based on the radial density depletion length at a surface solid atom”, *J. Phys. Chem.* C, 128 (20) (2024) 8440–8448.
7) A. Shrake and J. A. Rupley, “Environment and exposure to solvent of protein atoms. Lysozyme and Insulin”, *J. Mol. Biol.*, 79(2), (1973) 351–371.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

特別セッション | 特別セッション（OS-11：熱物質輸送の機能形態学）

2026年5月17日(日) 16:10 ~ 16:55 | F会場(環境棟：7階講義室)

OS-11 (2)

座長:松本 亮介(関西大学)

16:10 ~ 16:25

[26016] 上皮組織の形態形成におけるパターン選択と熱対流との数理的対応

*井上 康博[1] (1. 京都大学)

16:25 ~ 16:40

[26017] 銀ナノワイヤネットワークの接続形態に基づく電気伝導特性

* 博文[1]、若松 勇希[2]、巽 和也[1] (1. 京都工芸繊維大学、2. 京都大学)

16:40 ~ 16:55

[26018] マイクロ流路における血栓形成時のフィブリン形成形態

*巽 和也[1]、太田 茂[1]、平方 秀男[2]、杉田 尚子[3] (1. 京都工芸繊維大学、2. 京都大学、3. 京都医療センター)

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

上皮組織の形態形成におけるパターン選択と熱対流との数理的対応

Mathematical analogy between pattern selection in epithelial morphogenesis and thermal convection

井上　康博（京都大・工）
Yasuhiro INOUE, Kyoto University
E-mail: inoue.yasuhiro.4n@kyoto-u.ac.jp

Epithelial folding is a morphogenetic phenomenon that underpins biological function, observed in contexts such as cortical gyrification, intestinal villi, and developing organ primordia. In this talk, we demonstrate how asymmetry in the environmental constraints surrounding a tissue influences buckling-pattern selection in an epithelial sheet and show that the governing equation obtained from variation with respect to the out-of-plane displacement has the same algebraic structure as the Swift–Hohenberg equation. Noting that this equation was originally introduced to describe Rayleigh–Bénard convection, we discuss the relationship between the two systems in terms of shared mathematical structures underlying critical phenomena.

１．はじめに

上皮組織は，体表面や内臓表面を覆う単層あるいは多層のシート状細胞集団であり，発生過程において複雑な折りたたみ構造を形成する[1,2,3,4]．上皮は周囲の物理環境による拘束を受け，一般に，上皮の apical 側と basal 側で拘束条件は非対称である．この非対称性が折りたたみパターンの選択に本質的な役割を果たす可能性がある．一方で人工物に目を向けると，球面上の弾性二層膜における皺形成では，内層厚と薄膜厚の比が labyrinth パターンと六角パターンの遷移を決定することが実験的に示されており，その理論解析には Swift-Hohenberg（SH）型方程式が用いられている[5]．SH 方程式は元来，Rayleigh-Bénard（RB）対流の近臨界表現として提案されたものであり[6]，有限波数不安定性に基づくパターン選択の数理モデルとして広く知られている[7]．

本講演では，環境拘束の非対称性が上皮折りたたみパターンに与える影響を，3 次元バーテックスモデルによるシミュレーションおよびエネルギー汎関数に基づく連続体力学モデルにより明らかにした研究成果を紹介する．とくにエネルギー汎関数の変分から得られる方程式は SH 方程式と同様の代数構造をしており，これをもとに RB 対流との数理的対応について議論する．

２．多細胞力学の数理モデル

上皮組織を構成する上皮細胞を多面体として表現し，上皮シートを多面体の頂点・辺ネットワークとしてモデル化する[8,9]．これら多面体に対して，細胞のエネルギーを定義し，頂点におけるエネルギー勾配を駆動力として頂点位置を更新する．これにより，多細胞スケールの変形を表すことができ，この手法を 3 次元バーテックスモデルと呼ぶ．詳細は参考文献[8,9]を参照されたい．次に，3 次元バーテックスモデルの結果をエネルギーの観点から議論するため，上皮シートの連続体エネルギー汎関数を構成した．細胞増殖による面内圧縮を受けるシートの無次元面外変位 $\tilde{w}(t,x,y)$ に対し，変分原理から過減衰緩和方程式を導くと，

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \tilde{t}} = -\tilde{\Delta}^2\tilde{w} - \tilde{\Delta}\tilde{w} - N(\tilde{w}) \qquad (1)$$

ここで $\tilde{\Delta}$ は無次元ラプラシアンであり，非線形項は

$$N(\tilde{w}) = \alpha\{R(\tilde{w} - (1-\Lambda)) - R(-\tilde{w} - \Lambda)\} \qquad (2)$$

で与えられる．$R(x)$ はランプ関数（$R(x) = x$ for $x \geq 0$, $R(x) = 0$ for $x < 0$）であり，上下壁との接触拘束を表す．

３．結果

まず，上皮組織を挟む環境拘束の影響を調べるため，その拘束がどの程度 apical/basal 側に偏っているかを表す非対称度 Λを導入した．3 次元バーテックスモデルによる多細胞力学シミュレーションで，Λを 0 から 1 まで変化させると，折りたたみパターンは系統的に遷移した．$\Lambda = 0$（basal 側が壁に近い）では apical 側に突出する点状隆起(dot)が形成され，Λの増加とともに隆起が伸長して迷路状パターン(labyrinth)へ遷移し，$\Lambda = 0.5$で最も長い畝状の折りたたみとなった．さらにΛが増加すると，basal 側への陥没が卓越する穴状パターン(hole)へ移行した．連続体モデル（式(1)）を周期境界条件下で数値積分したところ，Λ の変化に伴う dot→labyrinth→hole の遷移が再現された．

４．考察・まとめ

連続体モデルの線形部 $-\tilde{\Delta}^2\tilde{w} - \tilde{\Delta}\tilde{w}$ は，平面波 e^{ikx} に対して成長率$\sigma(k) = -k^4 + k^2$を与え，$0 < k < 1$ の帯域で不安定化する有限波数不安定性を示す．これは，SH 方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -a\Delta^2 u - b\Delta u - ru + N(u) \qquad (3)$$

と同じ代数構造を持つ．SH 方程式は元来，RB 対流の近臨界表現として導入されたものであり[6]，有限波数不安定性に基づくパターン選択のモデルとして広く知られている[7]．

上皮組織の座屈パターン選択を表す本モデルの非線形項は，壁接触拘束に由来するランプ関数型であり，SH 方程式で一般に用いられる多項式型（例：$-cu^3$）とは異なる．ただし，拘束体をコラーゲンなどの細胞外マトリクスを非線形弾性体として記述する場合には，エネルギーを面外変位の偶数次（$u^2, u^4, \ldots$）で展開でき，その変分から多項式型の非線形項が現れるため，標準 SH 型に帰着する．したがって，本研究で得られた上皮座屈のパターン選択は，有限波数不安定性という普遍的な数理構造のもとで理解でき，熱対流との関係は，機構臨界現象における数理構造の共通性として位置づけられる．

参考文献

1) T. Tallinen et al., Nat. Phys., 12, 588–593 (2016).
2) A.E. Shyer et al., Science, 342, 212–218 (2013).
3) M.J. Milnor et al., Wilehm Roux Arch. Dev. Biol., 193, 180–186 (1984).
4) K. Matsuda et al., Sci. Rep., 7, 13939 (2017).
5) N. Stoop et al., Nat. Mater., 14, 337–342 (2015).
6) J. Swift and P.C. Hohenberg, Phys. Rev. A, 15, 319–328 (1977).
7) M.C. Cross and P.C. Hohenberg, Rev. Mod. Phys., 65, 851–1112 (1993).
8) Y. Inoue et al., Biomech. Model. Mechanobiol., 15, 1733–1746 (2016).
9) K. Morikawa, D. Kuroda, and Y. Inoue, Sci. Rep. (2022). DOI:10.1038/s41598-022-15343-y.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

銀ナノワイヤネットワークの接続形態に基づく電気伝導特性
Electrical Transport in Silver Nanowire Networks Based on Network Morphology and Connectivity

Gu Bowen（京都工繊大・工）　　若松　勇希（京都大・工）
巽　和也（京都工繊大・工）
Bowen GU, Kyoto Institute of Technology
Yuki WAKAMATSU, Kyoto University
Kazuya TATSUMI, Kyoto Institute of Technology
E-mail: ktatsumi@kit.ac.jp

Silver nanowire (Ag-NW) network films are promising materials for transparent electronic devices owing to their high conductivity and mechanical flexibility. We investigated how nanowire orientation and number density affect current distribution, contact resistance, sheet resistance, and Joule heating. The two-dimensional temperature field under current flow was visualized by thermoreflectance imaging, and inverse analysis combined with numerical simulations was used to estimate current distribution and junction resistance. The results show that sheet resistance and the number of current paths exhibit a minimum and a maximum, respectively, with orientation. This behavior arises from a trade-off between reduced junction-numbers per path and changes in network connectivity. Aligned networks concentrate current into fewer paths, enhancing Joule heating and hot-spot formation. A stochastic model reproducing these dependencies was also developed.

１．はじめに

線径約 100 nm, 長さ 10～100 μm の銀ナノワイヤ（Ag-NW）を数層の厚みで散布して形成したネットワーク薄膜は，高い電気伝導性，光学的透明性，および機械的柔軟性を兼ね備えた多機能材料として広く研究されている[1,2]．その Ag-NW 膜の電気的性能の向上には，電気抵抗の低減が不可欠であり，一方で電気的・熱的特性のばらつきが小さく温度分布が均一であることが，高い信頼性の実現に重要である[3]．このような高性能かつ高信頼な Ag-NW 膜を実現するためには，電流分布，Ag-NW 同士の接点の接触電気抵抗，発熱と温度分布を含む電気的・熱的特性を明らかにすることが求められる．そして，Ag-NW 膜のマクロな電気的・機械的・熱的特性は，微視的な物性に加え[4]，Ag-NW の散布様式や接点抵抗分布などのネットワーク接続形態に強く支配される[5,6]．

本研究では，サーモリフレクタンスイメージング（TRI）により Ag-NW ネットワークの温度分布を計測し，数値計算および逆解析を組み合わせることで電流分布および接点抵抗を推定する[7]．さらに，シート抵抗を測定する．これらの結果に基づき，Ag-NW の数密度，配向，接点抵抗などの接続形態がシート抵抗および電流・発熱分布に及ぼす影響を明らかにし，接続形態が電流経路形成およびシート抵抗に与える影響を明示的に組み込んだ確率モデル（コンパクトモデル）を構築することを目的とする．

２．実験および計算手法

試料は，平行配置 Au 電極を形成したガラス基板上に，直径約 120 nm, 長さ 10～30 μm の Ag-NW を真空ろ過法により転写し，電極間に数層厚で堆積させたネットワーク薄膜である．サーモリフレクタンスイメージング（TRI），数値計算，逆問題解析，およびシート抵抗測定を実施した．TRI は，温度依存反射率変化を利用して表面の二次元温度分布を取得する手法であり，Ag-NW への通電により生じるジュール発熱に起因する温度分布を，1 μs の時間分解能で計測した．数値計算では，ナノワイヤを接点で離散化し，オームの法則およびキルヒホッフの法則に基づく行列方程式を解いて電流分布を求め，エネルギー保存式から温度分布を算出した．得られた温度分布と計算結果が一致するよう逆解析を行い，Ag-NW の接点抵抗および Ag-NW と基板の熱コンダクタンスを同定した．さらに，電極間抵抗を測定し，試料寸法からシート抵抗を算出した．

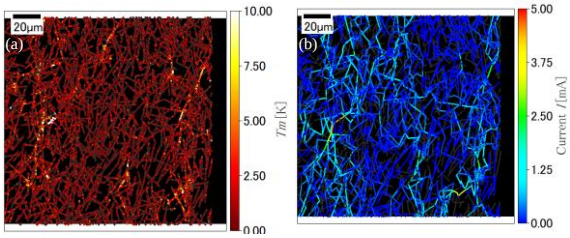


Fig. 1 (a) Temperature distribution of oriented Ag-NW network obtained by TRI measurement, and (b) Current distribution of the Ag-NW network obtained by inverse analysis.

３．数理モデル

Ag-NW ネットワークのシート抵抗および配向の影響を表現するため，数理モデルを構築した．本モデルでは，配向度が電流経路形成確率に与える影響を考慮した．電極間抵抗 R_{E} は，ナノワイヤ内部抵抗と接点抵抗の寄与を含めて次式で表される．

$$R_{\mathrm{E}} = \left(R_{\mathrm{nw}} \frac{L_{\mathrm{E}}}{\sin\theta_{\mathrm{nw}}} + R_j\left(n_{\mathrm{edge}} - 1\right) \right) \frac{1}{n_{\mathrm{path}}} \qquad (1)$$

ここで，R_{nw} は単位長さ当たりのナノワイヤ抵抗，R_{j} は接点抵抗，L_{E} は電極間距離，θ_{nw} は Ag-NW の配向角である．n_{path} は電極間を結ぶ電流経路数であり，配向および数密度に依存し，次式で表される．

$$n_{\mathrm{path}} = \tilde{n} P_{\mathrm{edge}}^{n_{\mathrm{edge}}} \qquad (2)$$

P_{edge} は Ag-NW がエッジ（接続要素）を有する確率を表し，ポアソン分布に基づいて求められる．$\tilde{n}$ は Ag-NW の断面線，すなわち電極に平行な線を横切る Ag-NW の本数を示す．

４．結果と考察

図 1 に TRI 計測により得られた Ag-NW の温度分布を示す．温度は一様ではなく，ネットワーク内には高温領域や顕著に高温なホットスポットが生成された．図 3(b)は，計算による温度分

布が測定結果と一致するように逆解析によって求めた電流分布を示す．電流はネットワーク全体に均一に流れるのではなく，高い電流密度領域を含む特定の経路を形成していた．そのパターンは温度分布で観察されたものと一致している．Ag-NWの昇温はジュール発熱に起因するが，ワイヤとガラス基板との間の熱伝達は Ag-NW に沿う熱伝導と比較して大きいため，Ag-NW の温度変化においてジュール発熱の分布の影響が支配的であり，電流密度分布と強い相関を示す．

図 2 は，散布密度 n' = 1.6, 3, 5 における Ag-NW ネットワークについて，数値計算によって得られた電流経路数 n_{path} を示している．また，式(2)を用いたモデルによって得られた対応する結果を合わせて図中に示す．本モデルは，すべての n' の値において数値計算結果と良好に再現している．配向度の増加に伴う n_{path} の初期的な増加と，より高い配向度におけるその後の減少の双方を正確に予測している．また，最小値は数値計算から得られた値に近い値で生じている．以上から Ag-NW ネットワークにおける電流経路数を適切に表現できることがわかる．

図 3 は，接点抵抗 R_j=100 Ωにおける数値計算から得られた散布密度 n'とシート抵抗 R_{sh} の関係を両対数グラフとして示す．同図に式(1)を用いたモデルによって求めたシート抵抗も示す（parallel-path (p.p)モデル）．加えて，Kumar ら[9], Sugihara らの long-edge および all-contact モデル[8], Forro ら[10]のモデルも合わせて示す．計算における R_{sh} は n'に対して n'=1.5 あたりを境に二つの傾きを示すが，本モデル（p.p.モデル）は n'が小さい領域でも計算とよく一致する．

他のモデルと比較して本モデルが計算と良好に一致した理由は，経路数を考慮したためである．他のモデルでは，通電方向の断面方向を横切る Ag-NW すべてに電流が流れると仮定している．特に，Ag-NW の散布密度が小さい条件および Ag-NW の配向を考える場合において，経路数を考慮することが重要であるといえる．

これらの結果は，ランダムな状態から Ag-NW の配向度を高めると，導電経路を形成するために必要なナノワイヤの本数が減少することにより，初期的には電流経路数が増加することを示している．その結果，電流経路数の増加によりシート抵抗は低下する．しかしながら，配向度がさらに増加すると，Ag-NW 同士の交差確率が低下するため，電流経路数は減少する．この効果が最終的に支配的となり，シート抵抗の大幅な増加を引き起こす．

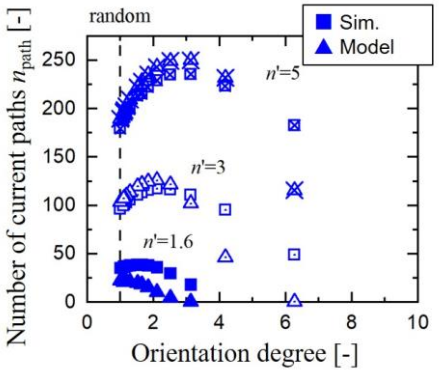


Fig. 2 Schematic illustrations of (a) primary and (b) secondary hemostatic thrombus formation in an injured blood vessel, and (c) fibrin fiber generation from activated platelets adhered to the microchannel wall.

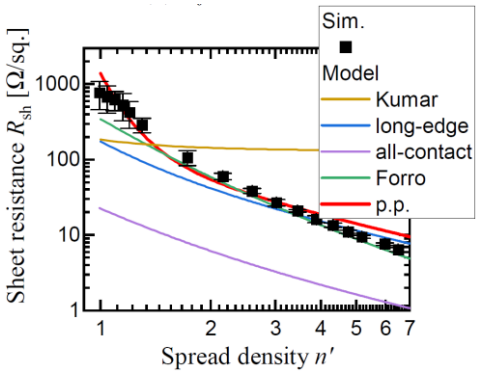


Fig. 3 Relationship between spread density n' and sheet resistance: comparison between simulation and models.

５．結言

本研究では，Ag-NW ネットワークにおける電流分布および温度分布，ならびにシート抵抗の測定と解析を行い，Ag-NW ネットワークの散布密度，配向度，および接点抵抗といった接続形態の違いがこれらの特性に与える影響について検討した．その結果，配向度の増加は初期的に電流経路数を増加させ，シート抵抗を低減させるが，過度な配向はナノワイヤ間の交差確率を低下させることで抵抗を増大させることを示した．さらに，電流経路を考慮した本モデルは，経路数と配向度，およびシート抵抗と散布密度の関係について，他のモデルと比較して数値解析結果と良好に一致した．

参考文献

1) J. Y. Lee, S. T. Connor, Y. Cui, P. Peumans, P., Solution-processed metal nanowire mesh transparent electrodes, Nano Lett., 8(2), pp. 689–692, 2008.
2) S. De, T. M. Higgins, P. E. Lyons, E. M. Doherty, P. N. Nirmalraj, W. J. Blau, J. J. Boland, J. N. Coleman, Silver nanowire networks as flexible, transparent, conducting films: Extremely high DC to optical conductivity ratios, ACS Nano, 3(7), pp. 1767–1774, 2009.
3) H. H. Khaligh, I. A. Goldthorpe, Failure of silver nanowire transparent electrodes under current flow, Nanoscale Res. Lett. 8, 235, 2013.
4) A. T. Bellew, H. G. Manning, C. Gomes da Rocha, M. S. Ferreira, J. J. Boland, Resistance of single Ag nanowire junctions and their role in the conductivity of nanowire networks, ACS Nano, 9(11), pp. 11422–11429, 2015.
5) J. W. Borchert, I. E. Stewart, S. Ye, A. R. Rathmell, B. J. Wiley, K. I. Winey, Effects of length dispersity and film fabrication on the sheet resistance of copper nanowire transparent conductors, Nanoscale 7, 14496–14504, 2015.
7) M. Jagota, N. Tansu, Conductivity of nanowire arrays under random and ordered orientation configurations, Sci. Rep., 5, 10219, 2015.
8) Y. Sugihara, K. Tamai, Y. Wakamatsu, R. Kuriyama, K. Tatsumi, Investigation of joule heating, current, and junction resistance in silver-nanowire network using thermoreflectance imaging, Int. J. Heat Mass Trans., 260(1), 128426, 2026.
9) A. Kumar, N. S. Vidhyadhiraja, G. U. Kulkarni, Current distribution in conducting nanowire networks, J. Appl. Phys. 122(4), 045101, 2017.
10) C. Forró, L. Demkó, S. Weydert, J. Vörös, K. Tybrandt, Predictive model for the electrical transport within nanowire networks, ACS Nano, 12(11), 11080–11087, 2018.

マイクロ流路における血栓形成時のフィブリン形成形態
Fibrin Structural Morphology during Thrombus Formation in Microchannels

巽　和也（京都工繊大・工）　　太田　茂（京都工繊大・工）
平方　秀男（京都大・医）　　杉田　尚子（京都医療センター・医）
Kazuya TATSUMI, Kyoto Institute of Technology
Shigeru OHTA, Kyoto Institute of Technology
Hideo HIRAKATA, Kyoto University
Naoko SUGITA, Kyoto Medical Center
E-mail: ktatsumi@kit.ac.jp

In this study, venous thrombus formation and mass diffusion were investigated using a microchannel designed to replicate physiological conditions. Mass diffusion was found to be greater in blood than in water, likely due to the presence of red blood cells. The initial spatial distribution of the fibrin network and the activation of the platelets adhered to the wall was quantified by fluorescence imaging. Correlations among platelet activation at the channel wall, flow direction, and both the growth direction and area of the fibrin network were revealed. The results indicate that fibrin network formation was strongly influenced by the flow and suggested that mass diffusion from platelets played an important role in determining its structural pattern.

１．はじめに

静脈内に血栓が形成され，それが剥離して下流へ移動することで，深部静脈血栓症（DVT）や肺塞栓症（PE）などの静脈血栓塞栓症（VTE）と総称される致死的疾患を引き起こすことが知られており，本疾患による死亡者数は多い[(1)]．これらは血流のうっ滞を契機として発症することが多く，入院患者においても高頻度に認められることから，医療現場では先制的予防指針の確立が求められている．しかしながら，流れ場における静脈血栓の形成過程および物質拡散の影響に関する知見は依然として十分ではない．

血栓形成は，主に血管内皮細胞が何らかの要因により損傷を受けることから始まる．内皮損傷により，コラーゲンを主成分とする血管内皮下組織が露出すると，血流中の血小板がその受容体を介してコラーゲンと結合し，粘着する．続いて，図 1(a)に示すように，血小板は ADP などの活性化因子を放出するとともに，フィブリノゲンを介して他の血小板と結合し，損傷部位に凝集することで一次血栓を形成する．さらに，図 1(b)に示すように，血小板活性化に伴ってフィブリン繊維網が形成され，これが他の血球細胞を取り込みながら血栓を安定化させ，二次血栓へと進展する．

そこで本研究では，静脈内血栓形成の主要構成要素であるフィブリン繊維網構造の成長に着目し，図 1(c)の模式図に示すような血栓形成過程における，活性化血小板ならびに流れおよび物質拡散がその形成過程に及ぼす影響を明らかにすることを目的とした．そのために，マイクロ流路を用いて活性化血小板およびフィブリン繊維網パターンの可視化計測を行った．さらに，フィブリンの生成形状に着目し，物質輸送現象に基づく形態学的解析を行うことで，流れ場におけるフィブリン繊維網構造の形成メカニズムの解明を目指した．

２．実験手法

マイクロ流路は，カバーガラスおよび PDMS から構成される直線流路とした．血小板の非特異的活性化（内因系凝固）の抑制を目的として，流路全体にシグマコートを塗布した後，血管損傷を模擬するために一定区間にコラーゲンを成膜した．また，静止流体中での測定のため，直径 5 mm の開口部を有する PDMS とカバーガラスからなるウェルも併用した．流路への送液では，圧力一定条件下で流量 0.6～1.2 μL/min にて健常者由来のヒト全血を送液した．本条件は静脈内の壁面せん断応力に相当する．流路およびウェルの温度は，熱電対により測定し，温度制御ステージを用いて 37 ℃に保持した．

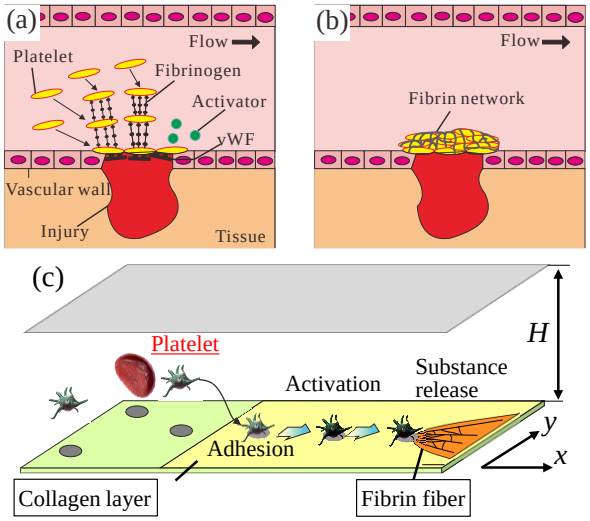


Fig. 1 Schematic illustrations of (a) primary and (b) secondary hemostatic thrombus formation in an injured blood vessel, and (c) fibrin fiber generation from activated platelets adhered to the microchannel wall.

フィブリン繊維網および血小板内 Ca^{2+}の可視化には，それぞれ Fibrinogen-Alexa Fluor R546（Thermo Fisher Scientific, F13192）および Fluo-4 AM（Dojindo, F312）を用いて蛍光標識を行った．蛍光観察には倒立顕微鏡および高感度カメラを用い，取得画像からフィブリン繊維網の配向角度および面積，ならびに血小板の蛍光強度を算出した．測定領域は，流路内のコラーゲン成膜領域上流端から下流 1 mm の位置における 262 × 262 μm²とした．

さらに，高速度カメラを用いてマイクロ蛍光粒子（粒径 1 μm，Thermo Fisher Scientific, CA94303）の水中および血液中における運動を撮影し，粒子のスパン方向拡散範囲を評価するとともに，その挙動に基づいて拡散係数を算出した．

３．結果と考察

図 2(a)および(b)に，それぞれマイクロ流路内の流れ場お

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会

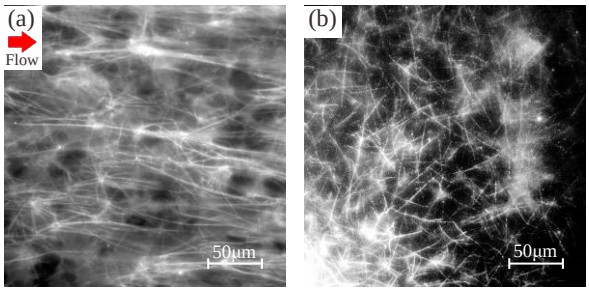


Fig. 2 Visualization of the fibrin network at the developed stage formed (a) in the microchannel under flow conditions and (b) in the well under static conditions.

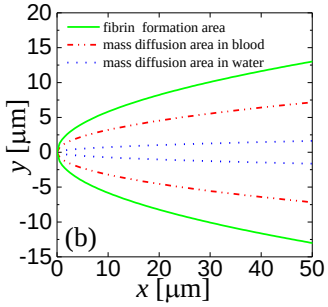


Fig. 3 The distributed area of fibrin fibers formed from a single platelet located at the coordinate origin, and mass diffusion region from a source at the coordinate origin, evaluated from particle tracking in water and blood flow.

よびウェル内の静止流体中で測定した発達段階のフィブリン繊維網の可視化画像を示す．図 2(a)は t =18 min，図 2(b)は t=48 min に撮影したものである．両者を比較すると，ウェル内ではフィブリン繊維網が等方的に成長するのに対し，流路内では流れの影響を強く受け，主流方向に沿って優先的に成長する異方的構造を示すことが分かる．

そこで，血小板から放出される活性化因子の拡散がフィブリン繊維網の成長に影響を及ぼすと仮定し，流れ場における物質拡散範囲とフィブリン繊維網形成領域との関係を検討した．

まず，流路下壁に付着した血小板を起点として，下流方向に $10 \le t \le 13$ min の間に形成された個々のフィブリン繊維（サンプル数 33）の形成開始位置および成長過程を重ね合わせた分布を基にフィブリン繊維網の見かけの拡散係数 D_{fibrin} を求め，フィブリン繊維網の見かけの形成範囲を求めた．この範囲を図 3 に 2 点鎖線として示す．

D_{fibrin} は以下の手順で算出した．まず，画像解析により，各フィブリン繊維が主流方向となす角度 θ の確率密度分布を求めた．このとき，各繊維を微小要素に分割し，各要素の角度から確率密度 n_θ を算出した．次に，$\Delta y_{\mathrm{fibrin}}=l\sin\theta$の関係式を用いて$\theta$ を $\Delta y_{\mathrm{fibrin}}$ に変換し，その確率密度分布を求めた．ここで，l は時間間隔 Δt における繊維成長距離の平均値である．さらに，$\Delta y_{\mathrm{fibrin}}$ の確率密度分布を曲線回帰することで標準偏差σを求め，これより D_{fibrin} を導出した．

なお，本手法では繊維長に応じた重み付けがなされるため，得られる D_{fibrin} は各繊維を分割せずに算出した真の拡散係数 D_{true} より大きくなる．しかし，D_{fibrin} に基づく形成領域は D_{true} による領域を包含すると考えられるため，フィブリン繊維網形成領域の評価として妥当であると判断した．

図 3 の破線は，マイクロ蛍光粒子の流路内スパン方向運

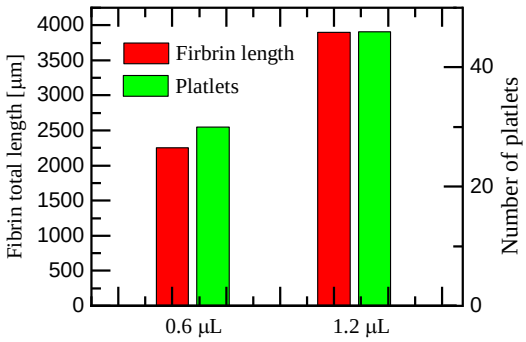


Fig. 4 Visualization of the fibrin network at the developed stage formed (a) in the microchannel under flow conditions and (b) in the well under static conditions.

動を測定して得た水および血液中の物質拡散係数に基づき算出した拡散範囲を示す．図ではフィブリン繊維網の見かけの形成範囲（実線）は血液中の物質拡散範囲は水中よりも大きいことが分かる．これは，血液中では血球の存在により流れ場が変化するためである[2]．さらに，フィブリン繊維網の形成範囲は血流中の物質拡散範囲と近い分布を示しており，両者に相関が存在する可能性が示唆された．フィブリン繊維網形成範囲が拡散範囲よりやや大きくなる要因としては，下壁に付着した赤血球を含む血球の影響により，局所的な流れ場および濃度場が変化したことが考えられる．

最後に，流速による影響を検討する．図 4 にフィブリン繊維の総長さと壁面に粘着した血小板数に与える流量（流速）の影響を示す．流速の増加に伴いフィブリン繊維網総長さおよび血小板数が共に増加する．まず，流速増加に伴う血小板数の増加については，流れにおける赤血球と血小板の衝突相互作用により血小板が壁面方向へ輸送されるが，流速が増加し，せん断速度が増加することで両者の衝突頻度が増加する．これに加えて，単位時間あたり流れる血小板数が増加することで，粘着数が増大したと考える．

次に，フィブリン繊維網総長さの増加要因として，壁面に粘着した血小板数の増加，および流速の増加に基づく壁面せん断応力の増加により，血小板の活性化と顆粒放出が促進され，フィブリン形成反応および隣接する血小板の活性化が促進したと考えられる．

4．結言

本研究では，マイクロ流路を用いて流れ場における血小板およびフィブリン繊維網構造の形成を可視化した結果，流れ場ではフィブリン繊維網が主流方向に異方的に成長し，その形成領域は血流中の物質拡散範囲と対応することが示された．また，流速増加に伴う血小板集積および凝固因子輸送の増加がフィブリン繊維網成長を促進することが示唆された．

参考文献

1) A. T. Cohen et al, Thrombus hemostasis, 98 (2007), pp. 756-764.
2) M. Saadatmand et al, Journal of Biomechanics, 44 (2011), pp. 170-175.

©公益社団法人土木学会 応用力学委員会