

## 高速気流中における液滴微粒化挙動の可視化画像を用いた 微粒化開始時間の評価

### Evaluation of Breakup Initiation Time by Visualized Image of Liquid Drop Breakup in High Velocity Gas Flow

神谷 朋宏 (Tomohiro KAMIYA) 朝原 誠\* (Makoto ASAHARA) 服部 晏明 (Yasuaki HATTORI) 宮坂 武志 (Takeshi MIYASAKA) 安里 勝雄 (Katsuo ASATO)  
岐阜大学 (Gifu Univ.) 岐阜大学 (Gifu Univ.) 岐阜大学 (Gifu Univ.) 岐阜大学 (Gifu Univ.) 岐阜大学 (Gifu Univ.)

We clarified behavior of liquid drop breakup and proposed a simple measuring method of initiation time of liquid drop breakup for various Weber number. Using a laser rupture method which is high precision shock wave generation timing, a liquid drop breakup can be visualized with high resolution owing to narrow angle of view. An upstream interface of the liquid drop is corrugated for high Weber number, subsequently, relatively large fragments are generated because the liquid drop is divided by developing the corrugation. We introduced new simple measuring methods of an initiation time of liquid drop breakup. The initiation time of liquid drop breakup obtained from new methods almost coincided with a time of fragments formation. A displacement of the transition deformation and breakup liquid drop is faster than a predicted displacement of liquid drop that does not deform.

Keywords: Liquid Drop Breakup, Weber Number, Breakup Initiation Time, Laser Rupture Method, High-Speed Gas Flow

#### 1. はじめに

常温液体の炭化水素燃料を用いたスクラムジェットエンジン<sup>(1)(2)</sup>における噴霧燃焼では、高速気流中において液体燃料の微粒化、蒸発、燃料と空気の混合、着火・燃焼といった素過程が相互に作用しながら進行する。スクラムジェットエンジンでは、短時間で燃焼を完了しなければならないため、液体燃料の素早い蒸発が求められる。蒸発を促進させる液体燃料の微粒化では、図1のように、高速気流に対して垂直に噴射された液体噴流が崩壊することで液体噴流から分離した液塊が形成され (primary breakup)、さらに、その液塊が気流との相互作用によって微粒化されることでミストが形成される (secondary breakup)。primary breakup はノズル内の擾乱<sup>(3)</sup>やキャピテーション<sup>(4)</sup>などの噴射器由来の影響を強く受ける一方で、primary breakup において形成する液塊のスケールや気液間相対速度で決定される secondary breakup は、噴射器によらない汎用性の高いモデル化ができると考えられる。そこで、本研究では、secondary breakup を模擬した気流中における液滴微粒化に注目する。

既往研究では、流れの慣性と表面張力の比から定義される Weber 数,  $We$  が増加するにつれて vibration breakup ( $0 < We < \sim 11$ ), bag breakup ( $\sim 11 < We < \sim 35$ ), multimode (bag-and-stamen) breakup ( $\sim 35 < We < \sim 80$ ), sheet-thinning (shear) breakup ( $\sim 80 < We < \sim 350$ ), catastrophic breakup ( $\sim 350 < We$ ) といった五形態の液滴微粒化形態が現れると考えられてきた<sup>(5)</sup>。この分類において高 Weber 数でみられる catastrophic breakup では、液滴が扁平化した後に液滴周囲から継続的に微粒化される。さらに、Rayleigh-Taylor 不安定性に起因する、液滴上流側界面における擾乱の成長によって液滴が分断される<sup>(5)</sup>。一方、Theofanous et al.<sup>(6)(7)</sup>は高

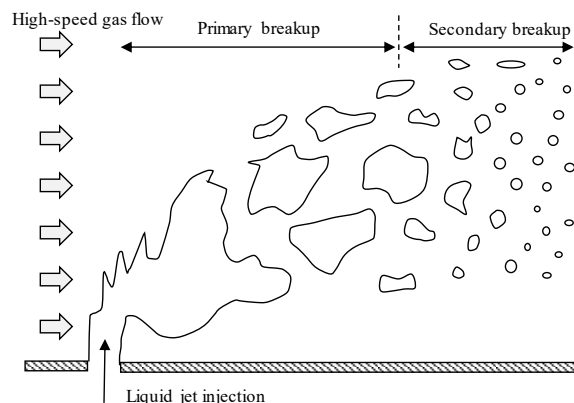


Fig. 1 Liquid jet in cross high-speed gas flow.

Weber 数において、液滴上流側の界面が完全に滑らかであると報告したため、先に示した五形態からなる分類の catastrophic breakup と Theofanous et al.<sup>(6)(8)</sup>の報告とでは相違が見られる。そこで、高 Weber 数における液滴微粒化挙動を明確に示すことが本研究の一つ目の目的である。

液体燃料を用いたスクラムジェットエンジンでは、微粒化および蒸発による燃料完了時間の遅れがあるため、燃焼器内で燃焼を完了させることができるかどうか課題となる。そのため、燃焼器サイズを決定する指針として、液滴が扁平化し、微粒化が開始するまでの移動距離が重要である。そこで、Pilch and Erdman<sup>(9)</sup>は、剛体球が直径分だけ移動する時間で無次元化された無次元液滴微粒化開始時間を示した。しかしながら、気流中における液滴は時間とともに変形するため、剛体球に比べて速く下流へと移動する。そこで、実際の液滴が直径分だけ移動する時間で無次元化された、液滴微粒化開始時間を評価することが本研究の二つ目の目的である。

また、微粒化開始時間の測定方法として、撮影した液滴微粒

原稿受付：2019年6月18日

\* 責任著者：正会員、岐阜大学

(〒501-1112 岐阜大学岐阜市柳戸1-1)

E-mail: asahara@gifu-u.ac.jp

化画像からフラグメント（本稿では、親液滴から分離したことで形成される子液滴・子液塊を、大きさおよび形状を問わずフラグメントと称する）が形成した瞬間を特定する方法が考えられる。しかしながら、この方法では液滴から分離した小さなフラグメントを識別しなければならず、高空間分解能での撮影が要求される。さらに、高 Weber 数条件では、微粒化開始時間が小さくなると予想されるため、高時間分解能も要求される。そこで、低空間・低時間分解能で撮影した画像においても液滴微粒化開始時間を測定できる方法を提案し、その測定方法を検証することが、本研究の三つ目の目的である。

多数の既往研究では、衝撃波管によって発生した衝撃波により形成された不連続的な速度場を利用して、気流中における液滴微粒化実験が行われた<sup>(6)-(8),(10)-(12)</sup>。Theofanouse et al.<sup>(6)-(8)</sup>による実験では、落下中の液滴をフォトセルで感知し、任意の待機時間の後に衝撃波を発生させ、液滴と衝撃波を干渉させた。この方法では、撮影領域の狭い撮影を確実に実施するために衝撃波発生タイミングを高精度で制御できる再現性の高い衝撃波発生システムが必須となる。そこで、著者ら<sup>(13)</sup>は、高時間精度で衝撃波発生タイミングを制御するシステムとして、レーザー破膜を用いた衝撃波発生方法を提案した。

本稿では、レーザー破膜法による衝撃波背後に誘起される高速気流によって微粒化する液滴を高空間解像度で撮影し、得られる画像を解析することで、① 高 Weber 数における液滴微粒化挙動の明確化、② 実現象に基づく無次元液滴微粒化開始時間の評価、③ 簡易的な液滴微粒化開始時間の計測方法の開発および検証、の3項目について述べる。

## 2. 実験方法

### 2.1 実験装置

図2に、レーザー破膜衝撃波発生法による衝撃波後方の高速気流によって微粒化される液滴を観測するシステムの概略図を示す。隔膜によって高圧部と低圧部に隔てられた矩形管（矩形断面 69 mm×69 mm）において、空気で満たされた低圧部を大気圧にしたまま、空気ボンベから高圧部へと高圧空気を充填し、高圧部圧力  $p_4$  と低圧部圧力  $p_1$  との間に圧力比  $p_4/p_1 > 1$  の関係を与えた。低圧部の全長は 3,300 mm であり、隔膜から 2,000 mm の位置にアクリル製の観測部を設置し、隔膜から 2,100 mm の位置において液滴を滴下した。本実験では、衝撃波が液滴に到達してから、接触面が到達するまでの時間を有効観測時間とする。本実験の最高 Mach 数条件において、有効観測時間差は 5.7 ms であり、液滴微粒化の時間スケールに対して有効観測時間は十分に長い。さらに、隔膜から 400 mm, 1,200 mm, 1,900 mm の位置に圧力センサ (PCB Piezotronics 社, 113B24) が取り付けられており、圧力センサの反応時間差から衝撃波速度を算出し、衝撃波後方の気流速度  $u_g$  と密度  $\rho_g$  を求めた。バルブコントローラ (Musashi Engineering 社, ME-5000VT) から伸びる (直径 0.14mm) を観測部の上部に取り付けた。液体圧を上昇させた状態で、瞬間的にノズルのバルブを開閉することで、ノズル先端に液体を懸垂させる。液滴は、バルブの開閉を繰り返すことで大きくなり、やがて、自重によって落下する。ここで、113 回滴下を試行したところ、平均液滴直径は 2.3 mm, 標準偏差は 0.042 mm であり、液滴直径に対する標準偏差が非常に小さいため、液滴サイズの再現性は高いといえる。

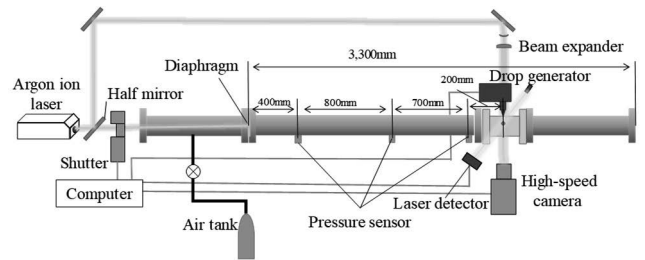


Fig. 2 Observation system of deformation and breakup of a liquid drop in high speed gas flow using the shock tube operated by the laser rupture method.

### 2.2 破膜方法

撮影領域はおよそ 27 mm×17 mm と狭く、鉛直方向の衝撃波と液滴の干渉位置の高い再現性が求められる。再現性を高くするためには衝撃波発生タイミングのばらつきが小さくしなければならない。そこで、衝撃波発生タイミングのばらつきの小さいレーザー破膜を用いた衝撃波発生方法<sup>(13)</sup>を使用した。この方法では、レーザー照射による瞬間的な隔膜の昇華をきっかけとした破膜によって衝撃波を発生させる。本実験では、滴下ノズルから落下する液滴が滴下検知用レーザー (THORLABS, NJ 07860) を遮断するタイミングをディテクタ (THORLABS, DET10A/M) で検知し、任意の待機時間の後にシャッター (THORLABS, SH05/M) を開くことでアルゴンイオンレーザー (波長 514 nm, 連続発振, Spectra-Physics 社, Stabilite 2017 system) を隔膜に照射し、任意のタイミングで衝撃波を発生させた。さらに、隔膜から 1,900 mm (滴下位置から -200 mm) の位置に取り付けられた圧力センサに衝撃波が到達したタイミングで高速度カメラにトリガー信号を送信した。

隔膜には、既往研究<sup>(13)</sup>においてアルゴンイオンレーザー破膜に最適であった二軸延伸ポリプロピレン (OPP) を使い、高圧部上流端に設置した隔膜位置を焦点とする凸レンズによって膜上にレーザーを集光することで破膜を開始させた。

### 2.3 撮影方法

液滴微粒化挙動の撮影には、高速度カメラ (photron 社, FASTCAM SA-X2 モノクロ) を使い、ビームエキスパンダーによって拡大されたアルゴンイオンレーザー光をバックライトとした (図2)。ここで、液滴の変形を捉える十分な空間解像度を得るために、液滴直径に対して 90px 程度のピクセルが配置されるよう撮影範囲を調整した。また、この撮影範囲では理論的に予想される Rayleigh-Taylor 不安定性の波長に対して 15px 程度のピクセルが配置されるため、Rayleigh-Taylor 不安定性によって波打つ界面に対して十分な空間解像度を有している。

### 2.4 実験条件

表1に Weber 数,  $We$ , 衝撃波後方の気流速度,  $u_g$ , 衝撃波後方の気流密度,  $\rho_g$ , 初期液滴直径,  $d_0$  および撮影速度を示す。Weber 数は衝撃波後方の流れから

$$We = \frac{\rho_g u_g^2 d_0}{\sigma} \quad (1)$$

によって与えられる。ここで、 $\sigma$  は表面張力,  $d_0$  は初期液滴直径を示す。表1に示される No.1 の条件にて実験を行う際の設

定において、衝撃波と液滴が干渉する鉛直方向の位置を 21 回測定した。衝撃波と液滴が干渉する鉛直方向位置の標準偏差は 1.3 mm であって、撮影領域（鉛直方向 17 mm）に対して干渉位置の標準偏差は十分に小さい。したがって、今回の実験を実施するにあたり、レーザー破膜法による衝撃波発生タイミングのばらつきは十分に小さいといえる。また、液滴は重力によって落下するため、厳密には液滴と気流の相対速度方向は水平ではない。しかしながら、水平線と相対速度ベクトルの成す角は 1 度以下であるため、本稿では自由落下の影響はないものとして議論する。

Table 1 Experimental conditions.

No.	$We$	$u_g$ [m/s]	$\rho_g$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$d_0$ [mm]	Shutter speed [fps]
1	$1.7 \times 10^2$	61	1.4	2.3	20,000
2	$4.3 \times 10^2$	92	1.5	2.4	20,000
3	$9.4 \times 10^2$	133	1.7	2.3	20,000
4	$1.7 \times 10^3$	171	1.9	2.3	20,000
5	$2.1 \times 10^3$	187	1.9	2.3	20,000
6-17	$1.4 \times 10^2$ - $2.6 \times 10^3$	57-200	1.4-2.1	2.2-2.3	100,000

### 3. 画像処理

高速度カメラで撮影した画像からコア液滴が存在する領域を判別するために、(i)差分フィルタ（背景除去）処理、(ii)二値化（液体領域抽出）処理、(iii) グルーピング（フラグメント除去）処理の三段階の画像処理を施した。図 3 に各画像処理を施した結果を示す。説明のために、ピクセル番号を下付き添え字  $i, j$  で示し、 $i, j$  番目のピクセルの物理空間座標を  $(x_{ij}, y_{ij})$  とする。この場合、物理空間座標  $x_{ij}$  および  $y_{ij}$  は

$$x_{ij} = i\Delta x_{ij} - x_0 \quad (2)$$

$$y_{ij} = j\Delta y_{ij} - y_0 \quad (3)$$

によって与えられる。ここで、 $x_0$  および  $y_0$  は物理空間座標の原点、 $\Delta x_{ij}$  と  $\Delta y_{ij}$  はレンズ等による歪みに対応するピクセル間の長さを示す関数である。本実験において、顕著な画像の歪みは確認されなかったため、 $\Delta x_{ij}$ 、 $\Delta y_{ij}$  とともに  $i, j$  によらず 0.026 mm として扱った。

(i)差分フィルタ（背景除去）処理

256 階調の輝度値（黒は 0、白は 255）で示される入力画像（図 3(a)）から背景を除去するために、輝度値  $I_{ij}$  に対して差分フィルタ処理

$$I_{a,ij} = \begin{cases} 255 & \text{if } |I_{ij} - I_{c,ij}|/255 < r \\ I_{ij} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

を施した。式中の  $I_{c,ij}$  は液滴が写っていない校正画像の輝度値、 $r$  は任意に決定するフィルタ強度パラメータを示している。輝度差  $(I_{ij} - I_{c,ij})$  を最大階調値 255 で除した輝度差が、 $r$  より小さい場合には  $I_{a,ij} = 255$  とし、その他の場合には輝度値  $I_{ij}$  をそのまま採用した。今回は  $r = 20/51$  を使用した。このような差分フィルタ処理により、背景ノイズが除去された画像として図 3(b) を得ることができる。

(ii)二値化（液体領域抽出）処理

続いて、液体領域と気体領域を明確に区別するために、背景除去画像（図 3(b)）から二値化処理

$$I_{b,ij} = \begin{cases} 0 & \text{if } I_{a,ij} < I_{ave} \\ 1 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5)$$

を施した。ここで、 $I_{b,ij}$  は二値化処理後の輝度値で、0 は液体領域に、1 は気体領域に属する。 $I_{ave}$  はオリジナル画像の輝度平均値を示している。このような二値化処理を施すことで液体領域を抽出した画像として図 3(c) を得ることができる。

(iii)グルーピング（フラグメント除去）処理

さらに、コア液滴を抽出するために、二値化画像（図 3(c)）において初期液滴から分離したフラグメントを除去するグルーピング処理を施した。まずは、グループインデックス  $h_{ij}$  を用意し、二値化後の液体領域 ( $I_{b,ij} = 0$ ) のうち、隣り合うピクセルでは同じ自然数を  $h_{ij}$  に付すことでグルーピングする。ただし、 $h_{ij}$  は 1 から順に番号付けされる。また、気体領域では  $h_{ij} = 0$  とする。さらに、同グループ番号 ( $h_{ij}$  が同一) のピクセル数を

$$C_k = \sum_{i,j \in \Omega_k} (1 - I_{b,ij}) \quad (6)$$

によってカウントする。ここ出、 $\Omega_k$  は

$$\Omega_k = \{ (i, j) \mid h_{ij} = k \} \quad (7)$$

によって与えられ、 $k = \{0, \dots, h_{max}\}$  であり、 $h_{max}$  は  $h_{ij}$  の最大値を示す。 $C_k$  が最大になるときの  $k$  を  $k^*$  で表し、最も多くのピクセルが属するグループをコア液滴が含まれる領域として、グル

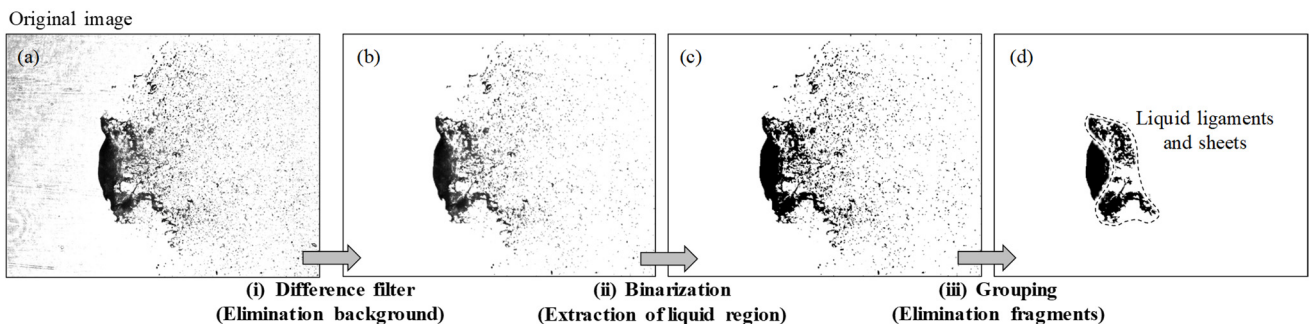


Fig. 3 Snapshot by image data processing. (a) Original image, (b) image applied by difference filter processing, (c) image applied by binarization processing, and (d) image applied by grouping processing.

ーピング後の輝度値  $I_{g,ij}$  は

$$I_{g,ij} = \begin{cases} 0 & \text{if } h_{ij} = k^* \\ 1 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (8)$$

によって与えられる。

このようなグルーピング処理を施すことでコア液滴を含む領域を抽出した画像として図 3(d)を得ることができる。ただし、図 3(d)に示されるように、コア液滴と重なるフラグメントや、コア液滴から分離する前の液膜等を、コア液滴から分離することはできない。

#### 4. 特性時間

7 章で述べる液滴微粒化開始時間の整理にあたり、特性時間を定義する。初期液滴直径  $d_0$ 、液体密度  $\rho_l$  の変形しない液滴が気流から抗力

$$D = \frac{1}{8} \pi \rho_g u_g^2 d_0^2 C_D \quad (9)$$

を受けるとするとき、液滴重心  $x_G$  の運動方程式は

$$\frac{1}{6} \pi \rho_l d_0^3 \frac{d^2 x_G(t)}{dt^2} = \frac{1}{8} \pi \rho_g u_g^2 d_0^2 C_D \quad (10)$$

によって与えられる。ここで、 $C_D$  は抗力係数を示す。式(10)を時間積分することで、液滴重心速度

$$\frac{dx_G(t)}{dt} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l d_0} t \quad (11)$$

が得られ、さらに式(11)を時間積分することで液滴重心の  $x$  座標

$$x_G(t) = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l d_0} t^2 \quad (12)$$

が得られる。式(12)より、液滴重心が初期液滴直径  $d_0$  の移動に要する時間

$$t_d = \sqrt{\frac{8\rho_l d_0}{3C_D \rho_g u_g^2}} \quad (13)$$

が得られ、これを特性時間として用いる。球における今回の流れ場条件では抗力係数  $C_D$  は 0.45 である。

#### 5. 液滴微粒化挙動

##### 5.1 低 Weber 数における液滴微粒化挙動

図 4 に差分フィルタ処理を施した  $We = 1.7 \times 10^2$  の液滴微粒化画像を示す。気流は図中を左から右へと流れており、衝撃波が液滴に衝突した時間を  $t = 0.00$  ms とした。液滴は、 $t = 0.07$  ms において球形を保つが、 $t = 0.32$  ms では周囲が突出した形状となる。さらに、 $t = 0.57$  ms では、液滴周囲の突出端が流れと垂直方向に向かって伸張し、液滴が平坦な形状となる様子が確認できる。このとき、液滴は液膜に覆われマッシュルーム状になっていると考えられる。その後、液膜は下流に向かって伸張し、 $t = 0.92$  ms で見られるように、やがて液膜先端が崩壊する。その後、液膜がより伸長する様子は確認されず、液膜崩壊による微粒化が継続していることがわかる。したがって、液膜の形成と崩壊が同時に行われており、さらに、それらが均衡していると考えられる。液膜の微粒化によって液滴が徐々に小さくなると、 $t = 2.57$  ms で見られるように、液膜と液滴の接着部が剥がれ液膜が液滴から分離する。

##### 5.2 高 Weber 数における液滴微粒化挙動

図 5 に  $We = 1.2 \times 10^3$  における液滴微粒化挙動を示す。 $t = 0.07$  ms において、 $We = 1.7 \times 10^2$  では球形を保っているが、 $We = 1.2 \times 10^3$  では既に液滴周囲における突出形状の先端において液体が分離していることがわかる。これは、 $We = 1.7 \times 10^2$  との条件と比較して、 $We = 1.2 \times 10^3$  では動圧が大きく、液滴周囲が突出した形状に大きな圧力が作用するため、突出した部分がすぐに崩壊したと考えられる。さらに、 $t = 0.32$  ms において、 $We = 1.7 \times 10^2$  では微粒化は開始していないが、 $We = 1.2 \times 10^3$  では液滴周囲から液滴が微粒化されていることが確認される。液滴周囲における微粒化は両 Weber 数においてみられるが、 $We = 1.7 \times 10^2$  と比較して  $We = 1.2 \times 10^3$  では液滴周囲における微粒化によって形成されるフラグメントが小さいことがわかる。一方、 $We = 1.7 \times 10^2$  では見られなかったが、 $We = 1.2 \times 10^3$  では  $t = 0.32$  ms において上流側の界面が波打つ様子が確認される。その後、 $t = 0.92$  ms では、フラグメントが占める領域の上流部に、いくつかの液塊がみられる。このような液塊は Boggavarapu et al.(12) による液滴微粒化の撮影結果においても観測されている。このような液塊は、液滴周囲からの微粒化だけで形成されたとは考えにくく、波打った界面の振幅が大きくなり、その波によって液滴が分断されることで形成されたと考えられる。

#### 6. 液滴の軌跡

##### 6.1 液滴重心位置の定義

エンジン開発・設計において重要な微粒化開始までの液滴移動量を求めるために、画像処理(i), (ii), (iii)を施した画像データから液滴重心位置の時間変化を評価した。液滴重心位置は、気流中において変形する液滴の形状は軸対称であると仮定して求められた。そこで、まずは、軸の定義方法を考える。2次元液滴の  $y$  方向重心位置  $y_{Gp}$  を

$$y_{Gp} = \frac{\int_S \rho_l y dS}{\int_S \rho_l dS} \approx \frac{\sum_i \sum_j (1 - \text{sgn}(I_{g,ij})) y_{ij} \Delta x_{ij} \Delta y_{ij}}{\sum_i \sum_j (1 - \text{sgn}(I_{g,ij})) \Delta x_{ij} \Delta y_{ij}} \quad (14)$$

から得る。ここで、 $S$  は液体が占める投影面積を示す。液滴落下のみを撮影し、そこから得られる  $y_{Gp}$  ( $y_{Gpf}$  とする) と、気流中における液滴の  $y_{Gp}$  の差 ( $y_{Gp} - y_{Gpf}$ ) を図 6 に示す。 ( $y_{Gp} - y_{Gpf}$ ) は落下している液滴から見た気流中で変形・微粒化する液滴の鉛直方向軌道を表す。図 6 から高速気流到達以前 ( $t < 0$ ms) および高速気流到達からしばらくは ( $y_{Gp} - y_{Gpf}) \approx 0$  であるため、初期では気流中で変形・微粒化する液滴の鉛直方向軌道は重力により落下する液滴とほとんど同一であることが保証される。一方、 $t > 0.5$ ms では、 ( $y_{Gp} - y_{Gpf}$ ) が大きく変動する。これは、図 3(d)に示されるような液滴から発する液糸・液膜構造が式(14)に含まれているためである。しかしながら、 $t > 0.5$ ms においてもコア液滴の鉛直方向位置は重力によって落下する液滴位置と同じであると考えられる。そこで、 $y_{Gp} - y_{Gpf} = 0$  の直線を回転体の軸  $y_{axis}$  とする。回転体と仮定した流れ方向液滴重心位置  $x_G$  は

$$x_G = \frac{\int_V \rho_l x dV}{\int_V \rho_l dV} \approx \frac{\sum_i \sum_j (1 - \text{sgn}(I_{g,ij})) x_{ij} |y_{axis} - y_{ij}| \Delta x_{ij} \Delta y_{ij}}{\sum_i \sum_j (1 - \text{sgn}(I_{g,ij})) |y_{axis} - y_{ij}| \Delta x_{ij} \Delta y_{ij}} \quad (15)$$

によって与えられる。ここで、 $V$  は液体が占める領域を示す。

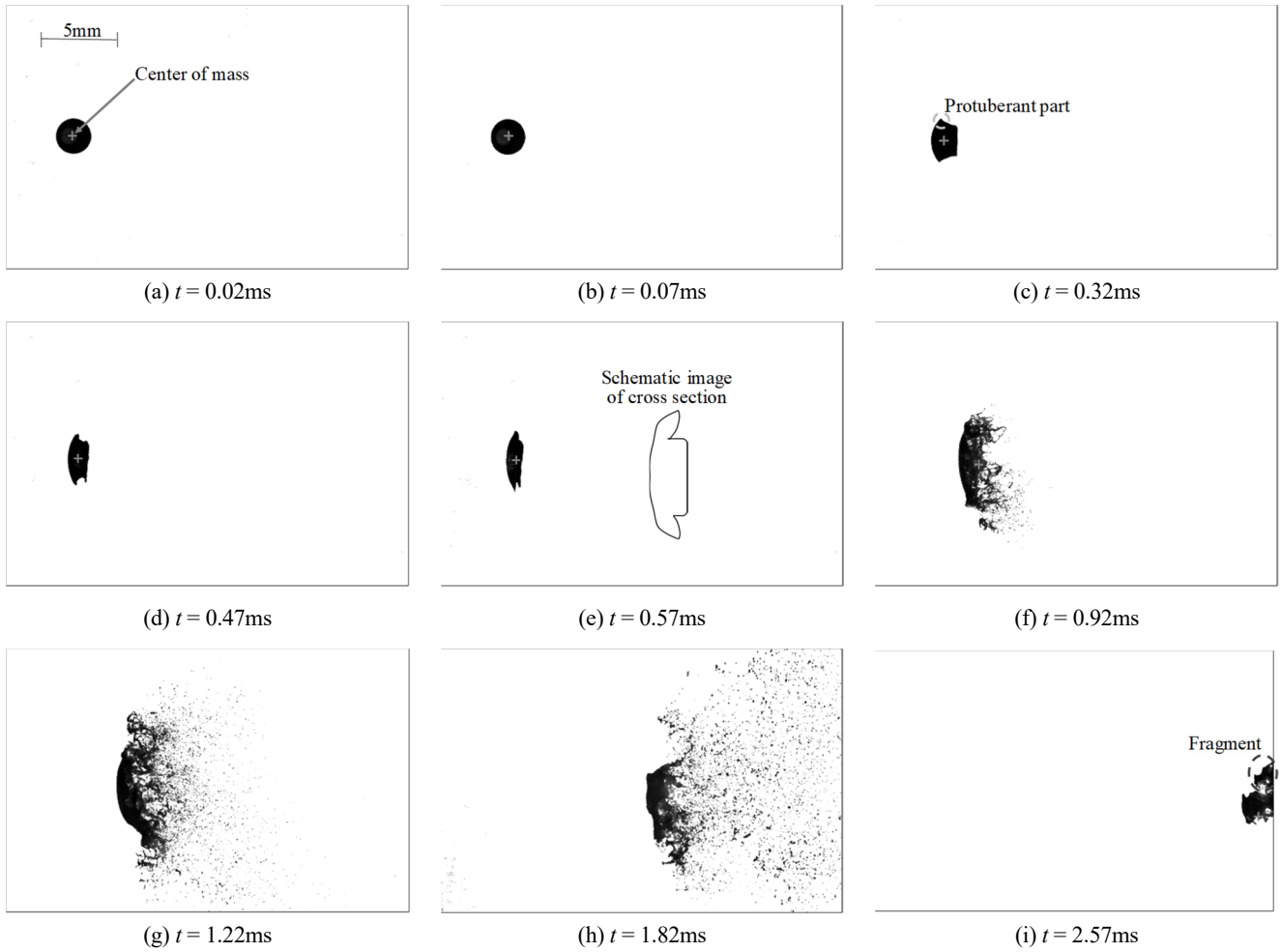


Fig. 4 Time series of liquid drop breakup at  $We = 1.7 \times 10^2$ . The cross point indicates the center of mass evaluated from snapshot.

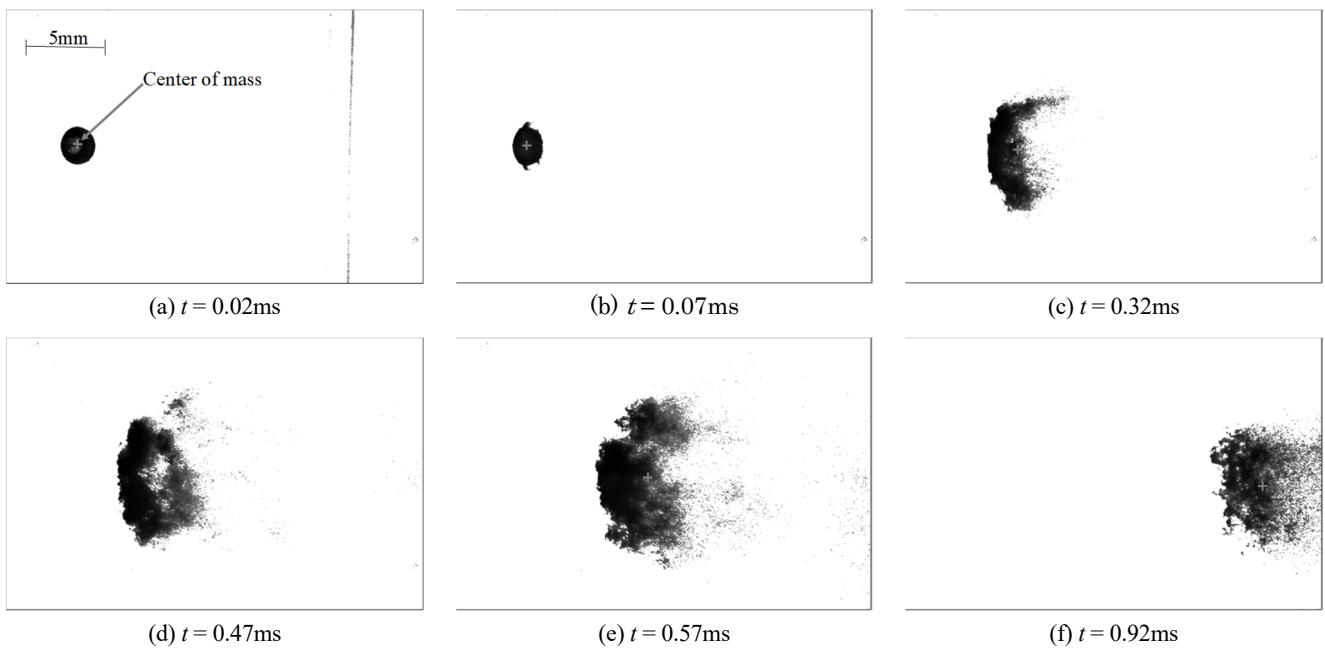


Fig. 5 Time series of liquid drop breakup at  $We = 1.2 \times 10^3$ . The cross point indicates the center of mass evaluated from snapshot.

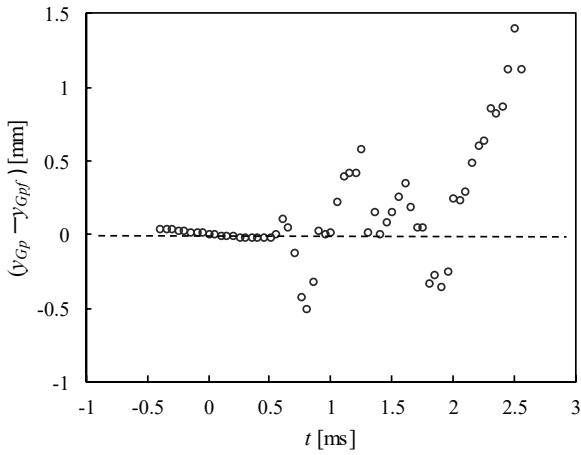


Fig. 6 The transient deformation and breakup liquid drop position of vertical direction  $y_{Gp}$  relative to falling drop position  $y_{Gpf}$  as a function of time.

### 6.2 液滴重心位置の時間変化

液滴を剛体球と仮定した場合、式(12)と式(13)を連立することで液滴重心座標の時間変化予測式

$$\frac{x_G(t)}{d_0} = \left(\frac{t}{t_d}\right)^2 \quad (16)$$

が得られる。ここで、図7に剛体球モデルによる液滴重心の時間変化と、実験から得られた液滴重心の時間変化を示す。図7から無次元重心の移動速度がある時間から急に増加していることがわかる。例えば、 $We = 1.7 \times 10^2$ では、 $t/t_d = 0.24$ 付近において無次元重心の移動速度が大きく増加していることが確認される。そこで、図8示すように、無次元重心の移動傾向が変化している前後のプロットにフィッティングさせた二つの直線が交わる時間を求めた。

まずは、その時間の前後における液滴微粒化挙動の違いを明らかにするために、図9に各Weber数における交点における時間の前後の液滴微粒化挙動を無次元時間で整理して示す。ここで、破線枠は交点における時間の前であることを

示し、実線枠は交点における時間の後であることを示している。 $We \geq 4.3 \times 10^2$ では、交点における時間の前に液滴周囲から既に分離した非常に小さな液体が見られる。一方、交点における時間の後では、液滴周囲において激しく微粒化していることがわかる。また、 $We = 1.7 \times 10^2$ では交点における時間の前に液膜が形成され、交点にお

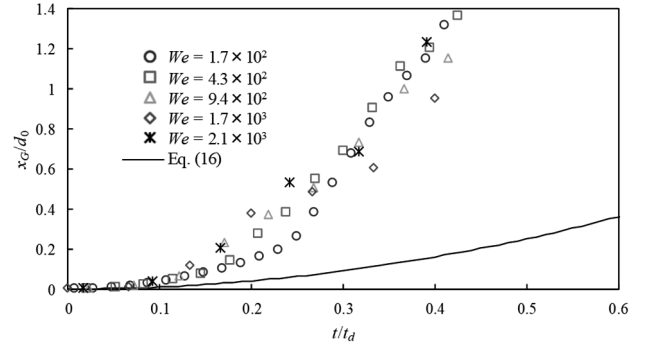


Fig. 7 The center of mass normalized by liquid drop diameter as a function of  $t/t_d$  for various Weber number.

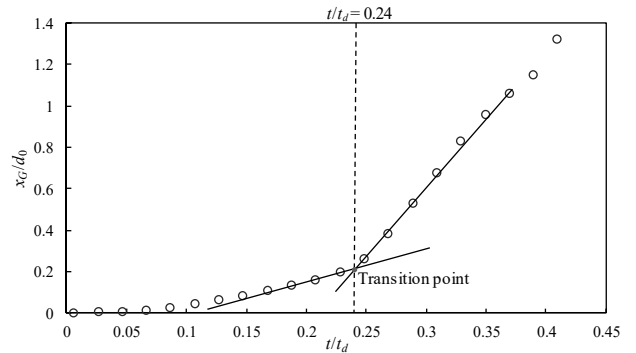


Fig. 8 Transition point of displacement of the liquid drop center of mass at  $We = 1.7 \times 10^2$ .

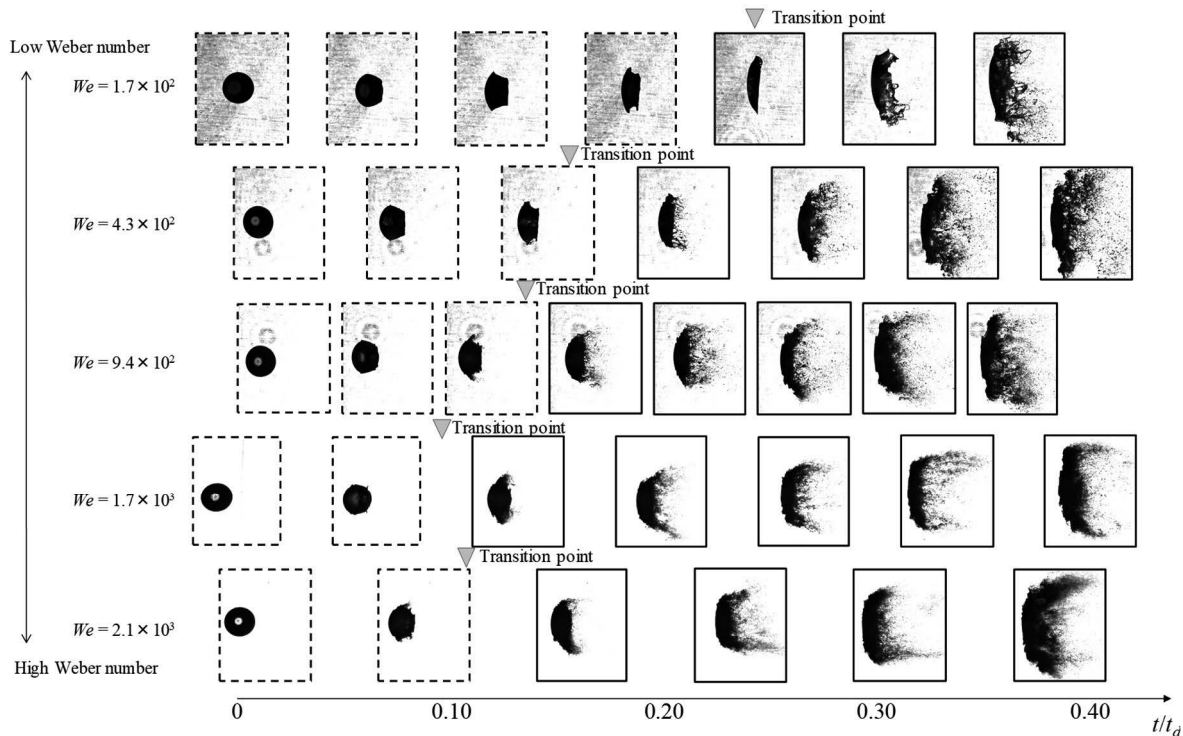


Fig. 9 Comparison of the liquid drop breakup behavior with different Weber numbers. The snapshots surrounded by the blacken line indicate deformation phase, and the snapshots surrounded by the solid line indicate atomization phase.

る時間の直後では、液膜が伸長することで、液滴が液膜に覆われている。さらに、その後液膜が崩壊することで液滴周囲から微粒化する。このように、Weber 数によって交点における時間の前後の液滴微粒化挙動は異なった。一方、交点における時間を超えると液滴が激しく微粒化することは Weber 数に関わらず確認された。

次に、無次元重心の移動速度がある時間から急に増加する要因を考察する。液体はほとんど圧縮しないため、激しい微粒化によるコア液滴質量の減少は、コア液滴の体積が減少することを意味する。体積はスケールの 3 乗で変化する一方で、流れに対する投影面積はスケールの 2 乗で変化するため、流れ中における物体の加速度はスケールに反比例する。例えば、式(11)から球の加速度はスケールに反比例することが明確に示される。コア液滴が相似形状を保っていると仮定すると抗力係数は変化しないため、コア液滴の加速度はスケールに反比例すると考えられる。したがって、コア液滴の質量が減少することで、コア液滴がより加速されたと考えられる。加えて、液滴から下流側へ大きく伸びる液糸や液膜のような構造(図 3(d))を含めて軸対称として重心を導出したため、式(15)から算出された重心位置は本来のコア液滴重心より下流側に移動する。これによって、この交点における時間の前を变形フェーズ、後を微粒化フェーズとすると、重心位置の増加が明確に現れるため、变形フェーズから微粒化フェーズへの移行が容易に識別できる。

図 7 から式(15)によって導かれる実際の液滴重心位置は、式(16)から得られる変形しない液滴の重心位置と比較して、速く下流へと移動することがわかる。実際の液滴は液滴扁平化に伴い投影面積が増加し、加えて、球から円盤への形状変化に伴い抗力係数が増加するため、予測された変形しない液滴に比べ実際の液滴に大きな抗力が作用する。そのため、変形しない液滴の重心位置と比較して、実際の液滴は速く下流へと移動したと考えられる。さらに、微粒化フェーズでは、投影面積と抗力係数の増加に加えて、前段落で述べたようにコア液滴質量が減少することで、コア液滴はさらに加速する。このような、投影面積、抗力係数、液滴質量が時間的に変化するため、式(16)で示される単純な二次式で無次元重心位置を表現することはできない。

## 7. 液滴微粒化開始時間

### 7.1 簡易的な液滴微粒化開始時間の測定法

变形フェーズから微粒化フェーズに移移する時間を液滴微粒化開始時間とすることを検討する。本節では、画像からフラグメントが発生したときの時間  $t_{s,i}$  と、無次元液滴重心位置の時間変化においてフェーズが遷移する時間  $t_{s,G}$  を比較する。さらに、各時間の撮影画像を重ねて得られる新しい画像から液滴微粒化開始時間を測定し、その比較に加えた。

図 10(a)の破線枠のように  $y$  方向液滴中心部を含む長方形領域を取り出す。その取り出された長方形領域を時間順に積み重ねてできた画像を図 10(b)に示す。図 10(b)から、液体領域が下流側へと大きく伸び始める時間  $t_{s,c}$  があることがわかる。この要因は液滴が  $x$  方向に伸長するのではなく、液滴周囲における微粒化によってフラグメントが形成され、微粒化中の液滴よりフラグメントが先に気流によって下流へ移動することに起因すると考えられる。そこで、時間  $t_{s,c}$  以前を Deformation phase とし、その時間以降を Atomization phase とし、 $t_{s,c}$  を微粒化開始時間として検討する。

### 7.2 液滴微粒化開始時間の測定法の妥当性検証

微粒化が開始されるまでの液滴直径に対する液滴移動距離の目安である、 $t_{s,i}$ 、 $t_{s,G}$  および  $t_{s,c}$  を  $t_d$  で無次元化した、無次元液滴微粒化開始時間  $t_s/t_d$  を図 11 に Weber 数をパラメ

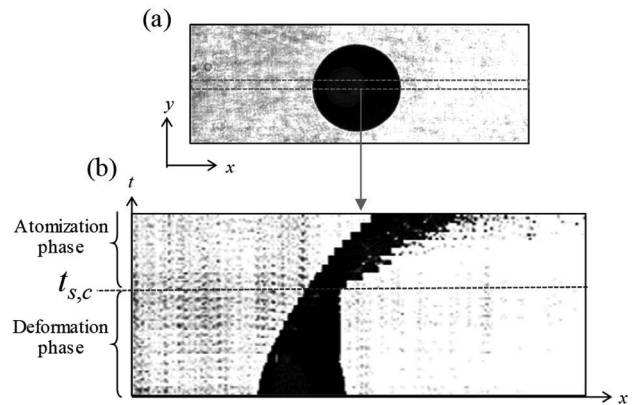


Fig. 10 Cumulating image of liquid drop breakup.

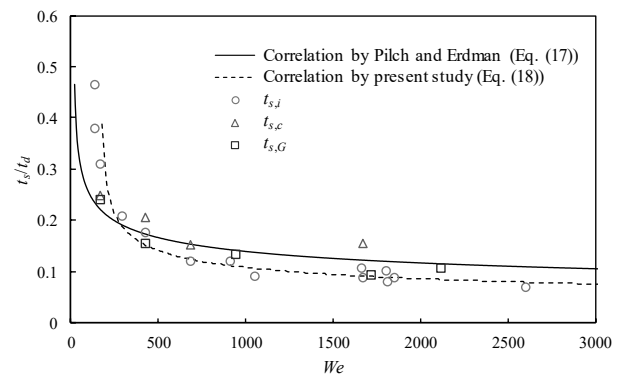


Fig. 11 Initiation time of breakup are normalized by characteristic time  $t_d$  as a function of Weber number.

ータとして示す。このような、 $t_d$  で無次元化された液滴微粒化開始時間の実験式

$$t_s/t_d = 0.78(We - 12)^{-0.25}(1 + 2.2Oh^{1.6}) \quad (17)$$

が Pilch and Erdman<sup>(9)</sup>によって提案された。ここで  $Oh$  は Ohnesorge 数を示す。これを参考に  $t_{s,i}$  にフィッティングさせた新しい実験式

$$t_s/t_d = 0.76(We - 170)^{-0.29}, \quad Oh \ll 1 \quad (18)$$

を本研究で提案し、図 11 に式(17)および式(18)から得られる無次元液滴微粒化開始時間も一緒に示す。本研究で使用した液体種は Ohnesorge 数の小さな水であるため、式(18)では、式(17)にあるような Ohnesorge 数の増加による微粒化開始時間の遅れは見積もっていない。図 11 から Weber 数が増加するにつれて、液滴微粒化が開始するまでの液滴移動量は小さくなるのがわかる。Pilch and Erdman<sup>(9)</sup>による実験式から得られた無次元液滴微粒化開始時間と、本研究から得られた  $t_{s,i}$ 、 $t_{s,G}$  および  $t_{s,c}$  を比較すると、Weber 数に対する無次元液滴微粒化開始時間の変化傾向は一致し、さらに定量的にも概ね一致する。また、Weber 数が低いときは、 $t_{s,c}/t_d$  と  $t_{s,G}/t_d$  が  $t_{s,i}/t_d$  より小さいが、Weber 数が高くなると、 $t_{s,i}/t_d$  が最も小さくなる傾向にある。これは、低 Weber 数では液膜が伸長した後に微粒化するが、高 Weber 数では液膜の伸長が見られずに液滴周囲からフラグメントが発生するためである。しかしながら、これらの差は小さく、新しく提案した測定方法は適切に液滴微粒化開始時間を測定することができるといえる。また、 $t_{s,c}/t_d$  と  $t_{s,G}/t_d$  では、フラグメントをはっきりと捉えられるような高解像度撮影を実施しなくても、液滴微粒化開始時間を見積もることができる。さらに、比較的高 Weber 数である  $We \geq 6.7 \times 10^2$  の範囲では撮影速度を 100,000 fps として、微粒化開始時間  $t_{s,i}$  および  $t_{s,c}$  を計測した。一方、 $t_{s,G}$  においては、すべての Weber 数で比較的撮影速度の遅い 20,000 fps としたが、 $t_{s,G}$  と式(18)から得られる微

粒化開始時間はほとんど一致している。そのため、 $t_{s,G}$ は低解像度・低撮影速度撮影から得られた画像データからも液滴微粒化開始時間を適切に計測することができる。

### 7.3 液滴微粒化開始までの液滴移動量

液滴微粒化開始までの直径に対する液滴移動量を評価するために、図 11 に  $t_d$  で無次元化された液滴微粒化開始時間を示した。しかしながら、図 7 から、予測される液滴の移動量に比べ、実際の液滴移動量は大幅に大きいことがわかる。そこで、実際に液滴が直径  $d_0$  だけ移動したときの時間を  $t_G$  とし、液滴微粒化開始時間  $t_{s,G}$  を  $t_G$  で無次元化した  $t_{s,G}/t_G$  と  $t_{s,G}/t_d$  を比較する。図 12 に各 Weber 数における  $t_{s,G}/t_G$  と  $t_{s,G}/t_d$  を示す。図 12 から Weber 数によらず  $t_{s,G}/t_G$  が  $t_{s,G}/t_d$  より大きいことがわかる。無次元液滴微粒化開始時間が大きいほど、微粒化開始までの液滴移動量が大きくなる。したがって、 $t_{s,G}/t_d$  は微粒化開始までの液滴移動量を過小評価している。

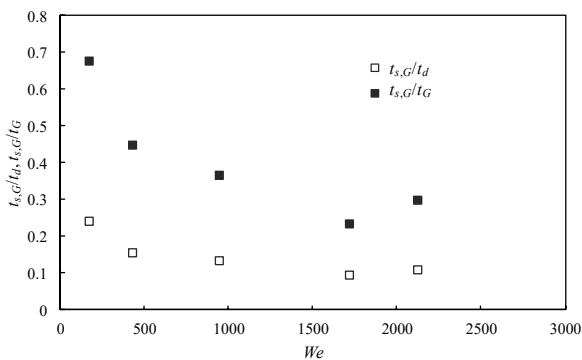


Fig. 12 Initiation time of breakup are normalized by characteristic time  $t_d$  or  $t_G$  as a function of Weber number.

## 8. おわりに

衝撃波後方の高速流れにおける液滴の微粒化を様々な Weber 数のもと撮影し、① 高 Weber 数における液滴微粒化挙動の明確化、② 実現象に基づく無次元液滴微粒化開始時間の評価、③ 簡易的な液滴微粒化開始時間の計測方法の開発および検証、の 3 項目を実施し、以下の知見を得た。

今回の Weber 数の範囲では、Weber 数に関わらず液滴周囲における微粒化が確認された。  $We = 1.2 \times 10^3$  では液滴上流側界面が波打ち、その後、波打った界面の成長による液滴分断によって形成したと考えられる、多数の液塊が確認された。したがって、上流側界面が波打つ catastrophic breakup は否定できない。

気流中で変形・微粒化する液滴の重心の時間変化において、重心速度が急激に大きくなるような時間があり、その時間を超えると液滴は激しく微粒化することがわかった。そこで、この時間を微粒化開始時間とする新しい微粒化開始時間の測定方法を提案した。また、液滴微粒化画像を重ね合わせた画像から、液滴微粒化開始時間を測定する新しい方法も提案した。これら二つの測定方法は低解像度な撮影画像においても使用できるといった利点がある。フラグメントが形成されたときの時間と新しく提案した二つの手法から得られる液滴微粒化開始時間はほとんど一致した。したがって、提案した測定方法は妥当であることが示された。

変形しない液滴の予測された無次元重心位置よりも、実

際の無次元重心位置は大幅に大きい。そのため、実際の微粒化開始までの液滴移動量に比べ、 $t_d$  で無次元化された液滴微粒化開始時間から予測される液滴移動量は大幅に小さい。そのため、移動量の指標として  $t_d$  で無次元化された液滴微粒化開始時間を用いるときには、微粒化開始までの液滴移動量を過小評価していることには注意する必要がある。

## 謝 辞

本研究の一部は、公益財団法人 JKA における平成 29 年度機械振興補助事業に関する研究補助(29-109)、および、科研費(特別研究員奨励費)19J13109 の助成を受け、実施された。ここに記し感謝の意を表す。

## 文 献

- (1) 大坂淳, 瓜生田義貴, 今村宰, 山下清孝, 高橋周平, 津江光洋, 河野通方: スクラムジェットエンジン燃焼器内におけるケロシンの燃焼特性, 日本航空宇宙学会論文集, 55-637(2007), 98-103.
- (2) 今村宰, 石川雄太, 鈴木俊介, 福本皓士郎, 西田俊介, 氏家康成, 津江光洋: スクラムジェットエンジンモデル燃焼器内における液体正アルカン燃料の燃焼特性, 日本航空宇宙学会論文集, 58-675(2010), 116-122.
- (3) 清水正則, 新井雅隆, 廣安博之: 液体噴流の微粒化過程とノズル内の流れ, 日本機械学会論文集 (B 偏), 56-528 (1990), 2519-2525.
- (4) 玉木信茂, 清水正則, 新井雅隆, 廣安博之: 液体噴流の微粒化促進と噴霧の方向制御, 微粒化, 8-21 (1999), 483-490.
- (5) GuILDENBECHER, D.R., Lopez-Rivera, C., Sojka, P.E.: Secondary Atomization, *Exp Fluids*, 46 (2009), 371-402.
- (6) Theofanous, T.G., Li, G.J.: On the Physics of Aerobreakup, *Phys. Fluids*, 20 (2008), 052103.
- (7) Theofanous, T.G., Mitkin, V.V., Ng, C.L., Chang, C-H. Deng, X., Sushchikh, S., *The Physics of Aerobreakup. II. Viscous Liquids*, *Phys. Fluids*, 24 (2012), 022104.
- (8) Theofanous, T.G., Li, G.J., Dinh, T.N., *Aerobreakup in Rarefied Supersonic Gas Flows*, *J. Fluids Eng.*, 126 (2004), 516-527.
- (9) Pilch, M., Erdman, C.A.: Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop, *Int. J. Multiphase Flow*, 13 (1987), 741-757.
- (10) Joseph, D.D., Belanger, J., Beavers, G.S., Breakup of a Liquid Drop Suddenly Exposed to a High-Speed Airstream, *Int. J. Multiphase Flow*, 25 (1999), 1263-1303.
- (11) Hsiang, L.P., Faeth, G.M., Near-Limit Drop Deformation and Secondary Breakup, *Int. J. Multiphase Flow*, 18 (1992), 635-652.
- (12) Chou, W.H., Hsiang, L.P., Faeth, G.M., Temporal Properties of Drop Breakup in the Shear Breakup Regime, *Int. J. Multiphase Flow*, 23 (1997), 651-669.
- (13) 朝原誠, 服部晏明, 宮坂武志, : 衝撃波タイミングの制御を目的としたレーザー破膜法の検討, 日本機械学会(査読中).
- (14) Boggavarapu, P., Prakash, S., Ravikrishna, R.V.: Experimental Study on Secondary Breakup Regimes and Resultant Droplet Sizes for Water and Surrogate Fuels, ICLASS 2018, 14<sup>th</sup> Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems.