

液体分裂機構の流体力学的考察*¹

橋本 弘之*²

HYDRODYNAMIC DISCUSSION FOR LIQUID BREAKUP MECHANISM

Hiroyuki HASHIMOTO

Breakup mechanism of a liquid jet is described. To clarify the liquid deformation and the disintegration mechanism of various geometrical forms, the interfacial waves on the liquid jet were examined. Many previous experimental data suggested that the wave motion strongly affected on the disintegration of the liquid sheet. Two kind of waves, a large amplitude wave and fine interfacial waves were always observed on the liquid jet. It was concluded that the fundamental hydrodynamic instabilities of any jet was very similar. By checking the hydrodynamical mechanism of instability, the various breakup patterns were discussed. Furthermore, it was concluded from the careful analysis that the fine interfacial waves were caused by the internal instability of the liquid flow and that the large amplitude waves were caused by the external instability due to the shearing force of gas flow around liquid. The fractal deformation was found out as the representative pattern and then various scale drops were easy to be produced from the representative deformation in atomization.

Key Words : Liquid Breakup, Two-Fluid Atomization, Spray, Drop, Turbulence, Wave, Instability

1. はじめに

一般に、連続している液体に分裂を起こさせ、多数の微細液滴を生成させる技術を微粒化と呼んで、種々の工業技術に役立ってきた。特に近年では、噴霧機器の性能向上に多くの努力が払われ、図1に示すように二流体噴霧器や回転式噴霧器などをはじめとするいろいろな形式のものが広く開発

されてきた。これらの噴霧機器に関する研究成果や開発実績を能率よく有効に活用するためには、それぞれの機器で生じる様々な微粒化現象に対して、その基本的な流動機構を分析し、それらをできるだけ普遍的にかつ、統一的に評価することが肝要である。また、微粒化現象をこのような観点から流体力学的に詳細に吟味することは、液体の分裂機構を本質的に解明するためにも必要であると考えられる。

著者は、これまで円筒断面、矩形スリット断面あるいは円環断面など種々の形状の

*1 1994年10月2日原稿受付

*2 東北大学流体科学研究所

〒980-77 仙台市青葉区片平2丁目1-1

TEL 022-217-5265 FAX 022-223-2748

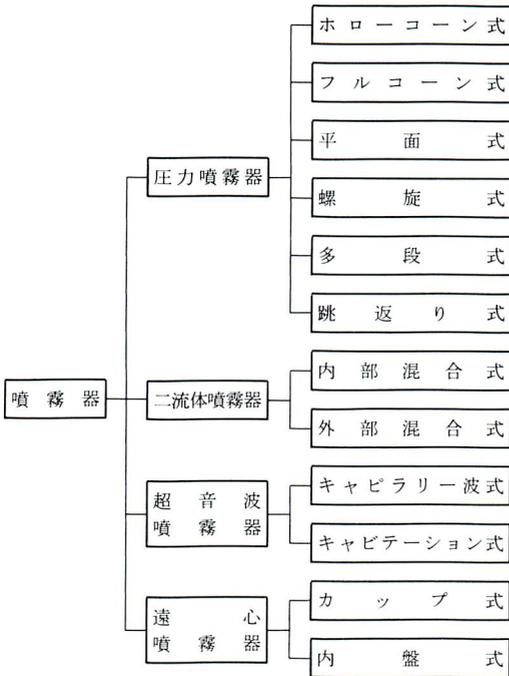


図1 噴霧器の種類

ノズルを用いて液体の微粒化に対する一連の基礎研究を行い、それらの流動機構を明らかにしてきた⁽¹⁾。しかし、通常の液体の微粒化現象は、後述するように異なるスケールの流動現象を含む多重構造を有しているため、その流体力学的挙動は不安定でしかも非常に複雑であり、液体の分裂過程にお

ける相似性や分裂の基本的要因などは未だ不明な点が多い状況にあるといわざるをえない。

したがって、ここでは、従来の研究によって提示された微粒化現象を詳細に再検討し、種々の液体分裂に共通する分裂様式を見出し、その具体的な特質を明らかにした。さらに、これらの結果を踏まえて、液体が分裂する際の流体力学的相似性に関する要因について現象論的に検討し、微粒化における基本的な分裂特性について流体力学的に明確にした。

2. 液体の分裂形態

2.1 微粒化の特質

そもそも、液体の微粒化すなわち、液体の分裂現象はおおよそ次のように説明される。図2は静止気体中に液体がノズルから噴出した場合の気液界面の挙動を模式的に示したもので、最も一般的な微粒化現象を流体論的に説明したものである⁽²⁾。図に示すように、ノズルから噴出する液体の一連の微粒化過程は、連続体の流動、気液界面での気流と液流の相互干渉ならびに液体の破

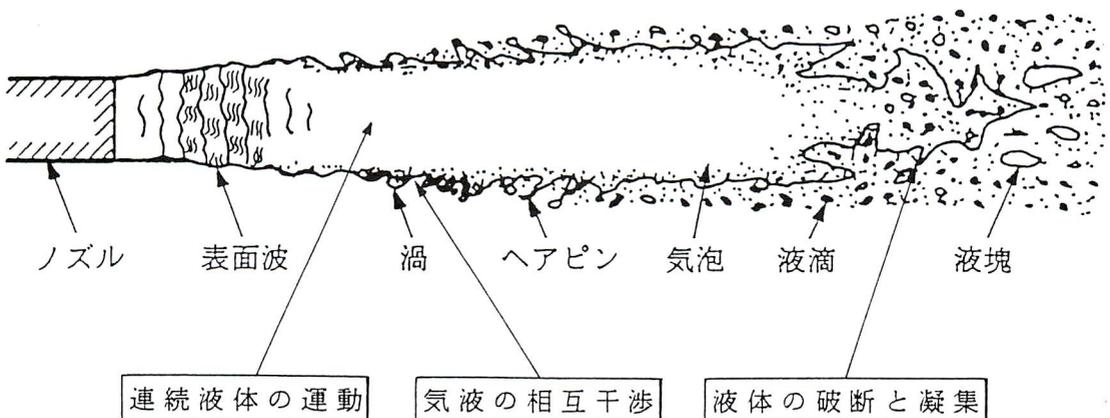


図2 静止気体中の噴流界面 ($Re \cong 10^5$)

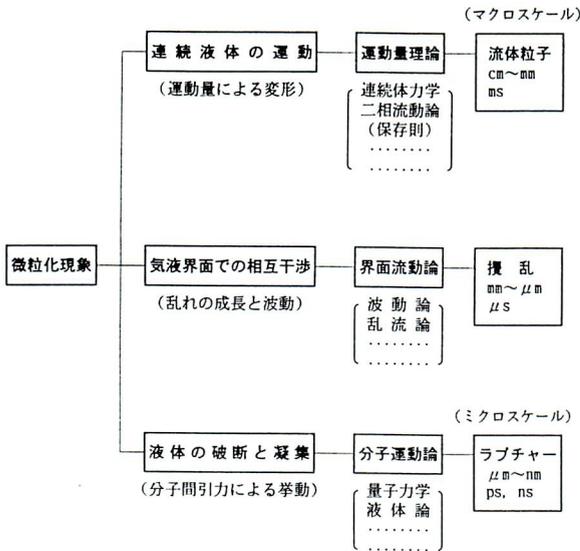


図3 微粒化現象の多重構造

断と凝集などの流動現象によって構成される。すなわち、連続体として存在している液体に運動量などの外力が作用して内部の乱れが生じると、その液体の流動に付随して気液界面に変動が起こり、それがしだいに成長して液体の変形が進み、やがて液体の破断や破断した流体の凝集による球状液滴の形成が起こる。これが液体の微粒化過程の概要であり、通常の微粒化は、連続体の流動として取扱えるような大きなスケールの物理現象から、極微細な液糸の破断のような小さなスケールの現象が流動領域のどこかで同時に起こっていることになる。

図3は、このような多重構造を具体的に説明したもので、これらの運動を支配する方程式系やそのスケールの概略のオーダを示したものである。すなわち、連続体の保存則（運動量理論）に支配されるような大きなスケールの流動、微細な乱れ（乱流論や波動論）に支配される界面の不安定変動のようなスケールのもの、あるいは、分子

間引力（分子運動論）に支配されるような分子レベルの極めて小さいスケールのものが互いに干渉し合う多重構造になっている⁽³⁾。

しかも、このような多重構造を持つ流動現象は、非定常性が強く、元来、確率統計的な要素を有しているので普遍的な流体力学的相似則が成立しづらく、現象そのものが非常に複雑になることがその最も顕著な特徴であるといえる。したがって、このような一見複雑な現象を統一的に分析して、できるだけ普遍的な法則を見い出すことが、このような流動現象を本質的に理解する上で特に重要になる。

2. 2 気液界面の相互干渉

いろいろな液体の微粒化機構を詳細に分析してみると、何らかの不安定性に起因して発生した液流界面の微小変動がしだいに成長し、ついには分裂に至る。すなわち、液体の分裂には連続体である液体の表面に生ずる変動がその重要な役割を担っていることがわかる。しかもこの表面の変動には液体と気体のそれぞれに生じる乱れが深くかかわっていると考えられる⁽⁴⁾。すなわち、乱れを伴う気流と液流の界面での相互干渉は微粒化特性に大きな影響を及ぼすので、気液界面近傍の流れにおける乱れの本質を正しく把握することが微粒化機構の解明に必要な不可欠になる。

一般の噴霧システムにおける液体の分裂点近傍の気流と液流はともに乱流になっている場合が多いが、これらの流れに生じる乱れ（攪乱）は以下に示すような特性を有することが知られている。

- (1) 乱れは、渦流動の運動エネルギーを担う大規模のものから、エネルギー散逸

に寄与する小規模のものまでであるが、その根源は分子レベルのオーダーである。

- (2) 乱れは、内的要因（粘性による境界層内不安定波の発生、変曲状の速度分布による不安定性の発生など）と外的要因（剪断力、遠心力、電磁力などによる不安定性の発生）によって誘発され、運動エネルギーの供給によりその不安定性を増して成長するが、粘性効果によって減衰する。
- (3) 乱れによって生じる流動は通常3次元の挙動を呈する。
- (4) 大規模の乱れは、一般に渦で表示することができ、流れが壁面に沿う剪断流であれば、その流れの中に大小の渦がフラクタル状（自己相似状）に混在する。
- (5) 乱れの強さは、流れの速度が大きくなると増大する。

これらの特性は通常の気流の壁面近傍の境界層内で観察され、多数の分子で構成されている流体自身が有する固有のものである。したがって、気液相対速度を伴って液体界面近傍を通過する剪断気流の乱れ構造も同様な特質を有すると考えられ、大小の3次元的な渦が自己相似的に存在すると考えられる（このことは境界層内の不規則渦、インジェクション、バースティングなどによって説明される）⁽⁵⁾。

他方、このような剪断気流に接する自由液体界面の詳細な観測によれば、流れのスペン方向にも周期性を持った3次元的な表面波が常に発生する⁽⁶⁾。また、二流体噴霧器のように気流によって運動している液体が

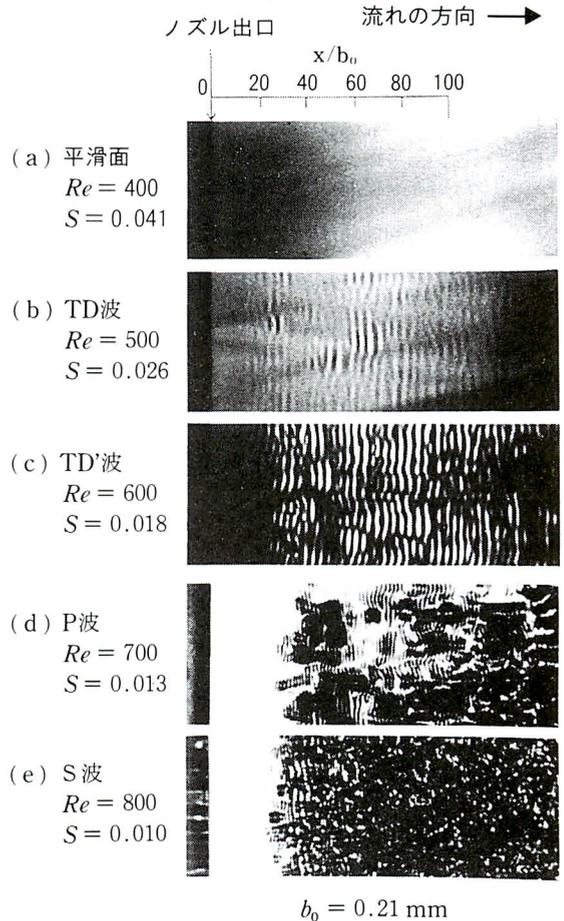


図4 静止気体中の液膜界面の流動様式

さらに加速されるときでも、その気液間の相対速度が大きくなるほど、乱れ度や気液界面の不安定性は増し、表面波の波長が減少するとともに振幅は増大し、崩壊点の距離（分裂長さ）も減少することが知られている。このとき気液界面を通して伝達される運動量は、表面波の振幅が小さな場合は主として剪断力による運動量の授受に、また、表面波の振幅が大きな場合は気液間の速度差に基づいた衝動圧力による運動量の授受に、それぞれなると考えられる。すなわち、液体の微粒化現象は、このような乱

れを付随した気体と液体の相互干渉が起こり、これに伴う界面での運動量の伝達に基づく液体内の乱れの成長が原因となって生じると考えられる。

他方、静止気体中に液体がある特定の速度以上で流動する場合、その液体自由表面にも常に3次元的な微小表面波が観察される。図4は薄いスリット状のノズルから、液体が静止気体中に噴出したときの液膜表面の波動を示したもので⁽⁷⁾、液体の噴出速度が臨界値を越えると気液界面にはいくつかの微小な波動現象が現れる。これらの波動は液体噴流内部の乱れによるもので（この薄い液膜流は厳密には剪断流である）、後述するように、このような微小変動波の出現は液体の分裂形態に大きな影響を与える⁽⁷⁾。

2. 3 界面波動とその成長

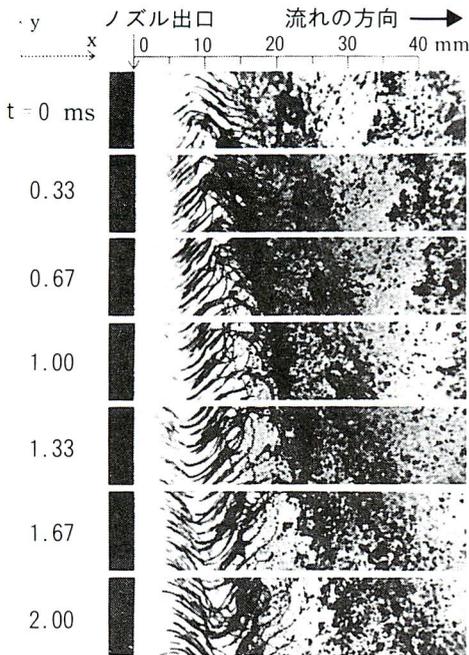
前節で述べた気液相互干渉に基づく界面の微小変動は、我々の肉眼にはいわゆる液体の自由表面波として観察され、その下流側で起こる液体の変形や分裂形態あるいは分裂後の液滴の粒度分布などを支配する重要な要素になっている。このような液体噴流界面の挙動は比較的大きなスケールの液体の挙動として認知され、液体の分裂特性の解明にはこの表面波の不安定性に対する吟味が必要不可欠である⁽⁸⁾。

不安定性の理論解析によれば、一般に、密度が異なる2種類の流体が、水平な界面に接して重力場内を水平方向に流れているとき、その気液界面には特定の波長の波が発生することが予測される⁽⁹⁾。このことは、静止気体中に噴出する液体噴流の界面では、まずはじめに表面張力に基づく界面の微小な不安定変動が発生し、それが成長して大

振幅の波になることが観察されることから、実験的に裏付けられている（この様子は図2にも模式的に示されている）。

図5は、高速気流中に気流と並行に噴出した水平な薄い液膜噴流が、それより速い気流によって加速されて、液体の破断に至る様子を連続写真で示したものである⁽¹⁾。すなわち、図5から、流れ方向に伝播する大振幅の表面波が、下流に移動するに従って、その振幅と波長の両者を増大させながら周期的に変動し、やがてその上下端で破断に至ることがわかる。さらに、このような気液界面は剪断層内の乱れの影響を強く受けるので、この大振幅の1次のモードの波の他に、2次のモードの微小振幅波が重なって発生していることがわかる。この2次の微小波の挙動は、その下流側で起こる液体の分裂の様子を大きく左右する⁽¹⁾。なお、このような高次の波の発生は、気流と液流の断面平均速度を等しくした場合でも起こることが観察されている。

このような気液界面の不安定変動の成長とそれに続く界面の変形過程で特に特徴的なことは、これら二種類の波が発生している界面が上下左右方向（流れに垂直な二方向）に周期的に変形するいわゆる3次元的な変動を呈することである。図6(a)、(b)は水平な気液並行液膜噴流の界面の様子を真上から見た写真である⁽⁷⁾。図6(a)(b)いずれの場合も2次の微小波が観察され、気流中の水平な液膜流が上下および左右方向に変形して、液糸の列が形成されることを示している。但し、図6(a)は液体の速度(2.5m/s)が比較的小さい場合で、図6(b)は速度(4m/s)が大きく乱流噴流



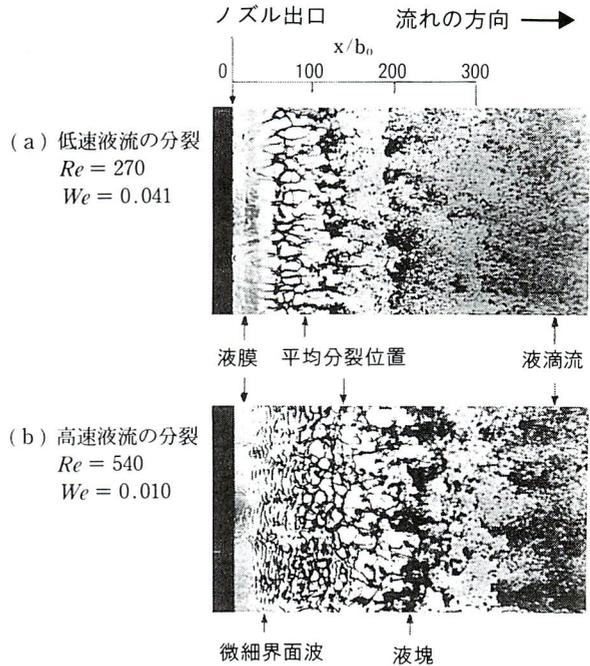
$U_{G\infty} = 40\text{m/s}$, $U_{L0} = 3\text{m/s}$, $b_0 = 0.1\text{mm}$
 ($Re = 284$, $We = 2.27$)

図5 平面状液膜噴流の挙動の高速連続写真

$U_{G\infty}$: 平均気流速度, U_{L0} : ノズル出口での平均液流速度, b_0 : ノズルスリットの半幅, Re : レイノズル数, We : ウェーバー数

となった場合である.

図6 (b) では図6 (a) とは異なる微細な2次波が液糸の上流側にみられ、分裂の様子がかなり異なっている。すなわち、図6 (b) は液流内の乱れ(液膜流が乱流になる)による微細波が発生している。図6 (a) と (b) との対比から明らかなように、分裂の様相は、気体と液体との相対速度差はもちろんのこと液体噴流自身の乱



$b_0 = 0.1\text{mm}$, 気体速度 = 73m/s

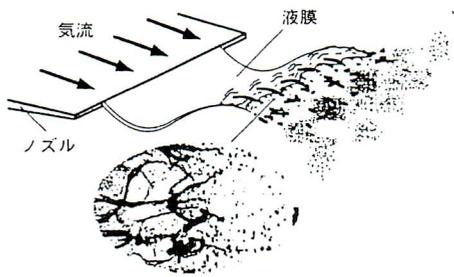
図6 並行気流中の平面状液膜噴流の分裂

れの発生によっても大きく異なることがわかる⁽⁷⁾.

3. 分裂に至る界面の変形

3. 1 分裂形態

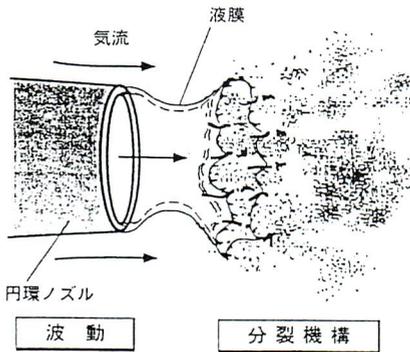
以上に述べた気液界面の3次元的な液糸を伴う変形は、図7に示す並行気流中の平面噴流と円環噴流の対比でも明らかなように、噴流の形状が異なっても基本的には同じである⁽¹⁰⁾。さらに、これまでの他の多くの観察結果を分析してみてもほぼ同様であ



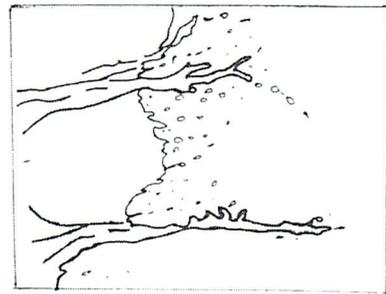
(a) 平面液膜噴流



(a) 液糸の拡大写真



(b) 円環液膜噴流



(b) 液糸の模式図

図7 液膜の変形と分裂

図8 平面状液膜噴流の分裂

る. すなわち, 微粒化現象は一般に噴出条件などによって分裂長さそのものは大きく異なるが, いずれの分裂においても気液界面波の波頭部が成長して糸液 (すなわち液柱) や液膜状に変形して分裂が起こり, その後方で液滴二相流になる. さらに, その分裂形態は, 連続体である液体から液滴が直接形成される直接分裂と直接分裂によって形成された大きな液塊や液滴が再び分裂する再分裂とに大別される⁽¹¹⁾. すなわち, これらの多くの分裂形態を概略分類してみると, 直接分裂は, (a) 液塊状分裂 (lump), (b) 液糸状分裂 (ligament), (c) 薄膜状分裂 (sheet) (この分裂形態にはバッグ

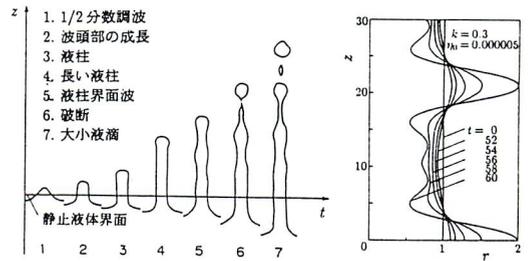
状と平面状の二つの場合が存在する) の3種類の分裂形態に分けられる. さらに, 再分裂も基本的には直接分裂と同様に液塊, 液糸, 液膜の3種類の分裂形態に分けることができる.

図8は高速気流中の液膜噴流において最も代表的な分裂形態である液糸状直接分裂を拡大して示したもので, 図8(b)は液膜端部の微小な液糸の様子を明確にするために図8(a)の写真を模式的に示したものである⁽¹¹⁾. 二つの液糸間には薄い液膜が存在し, その薄い液膜先端部にもさらに, 微小な液糸が存在していることがわかる. すなわち, 液膜先端部付近は薄膜とその先

端からある間隔で形成される大小の液糸によって構成されていることがわかる。さらに、この液糸は気流によって多数の液滴に分裂する。したがって、このような大小の液糸（液糸の直径と長さが異なる）からは当然、液滴径の異なる液滴が形成されることが予想される。

通常の微粒化では、上記した (a), (b), (c) のすべての分裂形態が時間的および空間的に混在することが多い。しかし、噴出条件によって若干その様子が異なり、上述の3種類の分裂のうちいずれかが支配的になることがある。例えば、図5に示した噴出条件で並行気流中に噴出される薄い液膜では、分裂直後の液滴流動状態が液膜の変動特性（振動数、波長、振幅）と密接に関連し、(a) および (b) の直接分裂形態が支配的になる。

さらに、分裂機構を吟味する上で考慮すべきことは、液糸の先端で形成される液滴の大きさや界面の変形に付随して起こる界面からの気体の混入である。図9 (a) は、液柱界面の挙動を調べるために、液体を入れた容器に垂直方向の微小振動を加え、液体表面に発生した表面波の波頭部を成長させてできる液柱の先端から液滴が形成される様子を観測し、それを模式的に示したものである⁽¹²⁾。一方、図9 (b) は、このような液柱表面の不安定波に対して、2次の微小項まで考慮した非線形理論モデルを用いた解析結果である。図9からも明らかのように、同一直径の円筒状の一つの液糸から大小の直径の液滴が交互に形成されることが実験的にも理論的にも予測される⁽¹²⁾。すなわち、一つの液柱から異なる液滴が形



(a) 界面波の成長と液滴形成 (b) 液柱界面の変形に対する理論計算結果

図9 液柱から発生する液滴

z : 液柱軸に沿う距離, r : 液柱の半径方向距離, t : 時間, k : 波数, η_0 : 波の初期振幅

成される事実はこの種々の実験や理論で確認され、これらの結果は液糸が母体となって進行するノズル噴射による微粒化では同じ径の液滴が形成される可能性が非常に小さいことを示している。

他方、気泡の混入も連続している液体の崩壊様式に影響を与え、特に液塊状の分裂形態では液体内の気体の存在領域が大きな割合を占めることがある。図10は静止気体中の円筒状噴流の先端部分が崩壊する際の液塊の写真⁽¹³⁾をスケッチして崩壊の様子を模式的に示したものである。上流側の噴流先端部では、噴流界面で成長した界面波の波頭部の巻き込みや成長した液柱が傾倒したりすることによって、噴流の界面から液体内へ多量の気体の混入が起こる。したがって、分裂点直前の液体の噴流には多数の微小な気泡が存在するとともに大きな気体の塊も存在し、これらによる液体分離や変形が起こる。このような気体混入によって分裂様式が複雑化することも、この種の液体

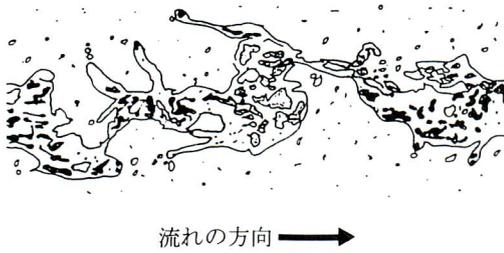


図10 噴流先端部の分裂様式

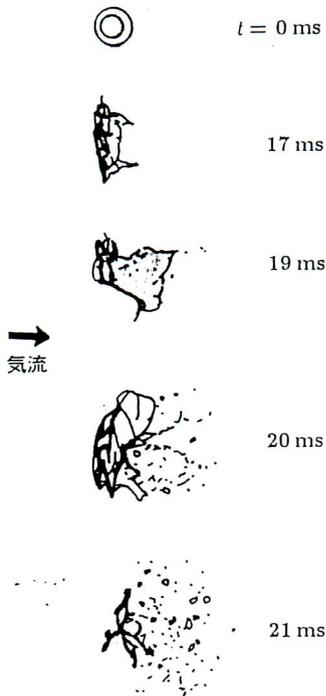


図11 気液による液滴の変形と分裂
t : 時間

噴流の分裂形態の特徴の一つである。

このようにして生じた直接分裂による液塊や大きな液滴は再分裂によってさらに小さな液滴になる。図11は気泡を含まない液滴が気流によって再分裂するときの変形の様子を、実験結果⁽¹⁴⁾を参考にして、模式的に描いたものである。図に示したように、

大きな液滴や液塊の気流による再分裂は直接分裂と同様に薄い液膜と液糸（液膜の端部にリムが形成されるがリムは比較的太い不規則な液糸になり、多くの液滴に分散する）に変形することが一般的である。

3. 2 代表的な分裂様式

先に示した図11は気流によって液滴が再分裂する様子を示したものであるが、通常の噴流から最終的に形成される最小の液滴の大きさは、概略ウェバー数によって予測することができる。特に、二流体噴霧器内の流れのように高速気流による液体の分裂形態では、ノズル直後で最終的には全てが比較的小さな液滴になるが、いずれにせよ微粒化に基本的な共通の変形様式は液糸と液膜であると考えることができる。したがって、液糸や液膜の挙動を明確にすることによって、様々の微粒化現象の流動機構を統一的にとらえていくことが可能になると考えられる。すなわち、微粒化によって形成される分裂後の液滴径やその分布を出来るだけ精度よく評価するためには、レイノルズ数やウェバー数などに対する吟味の他に、不安定性に基づいた液膜の変動特性や気体の混入の分裂に及ぼす影響あるいは分裂点の空間的な位置（対象とする液滴が再分裂する以前なのか、以後なのか）などについても吟味することが必要であるといえる。

しかし、種々の微粒化現象の分裂に至る流動過程を細かく分析していくと、結局、先に述べたように図12に示すような大小の液糸と液膜の組み合わせ様式が導かれることになる。図12に示すように、類似の組み合わせ様式が空間的に拡大してもそれと同じ様

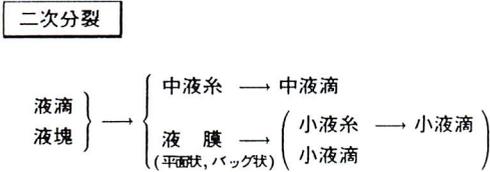
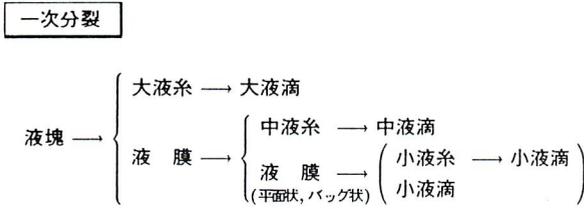
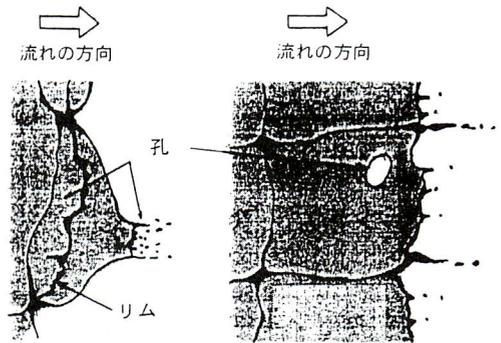


図12 液体の分裂に伴う自己相似的変形様式 (液塊, 液系, 液膜)

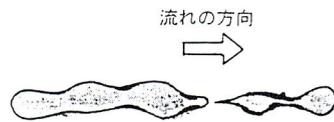


図13 液体分裂の基本様式

式が小さな空間に存在する状態は自己相似性を伴う変形として捉えることが可能で、このような状態はフラクタルと呼ばれている。また、このような変形状態はフラクタル次元を用いれば、その相似性の強さを数量的に評価することができる。例えば、軸対称噴流の分裂に対して、その噴流の流れに垂直な断面における気液の分布状態に対するフラクタル次元を求めると、その値は崩壊点で最大となり、特定の噴出条件のもとでは約1.4となることなどが知られている⁽¹⁵⁾。図13は、分裂における共通の基本的



バッグ状液膜 波状液膜
(a) 液膜



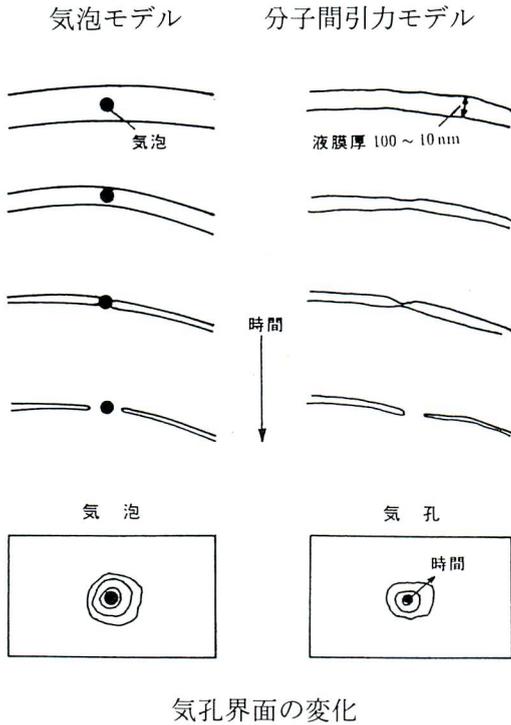
(b) 液系

図14 液膜と液系の破断

パターンが自己相似性を呈する液系と液膜で構成されることを考慮して、微粒化現象の代表的な分裂状態を模式的に示したものである。図に示すように、分裂に至る過程において大小の液系が自己相似的に存在し、しかも、先に述べたように同じ大きさの液系からも異なる直径の液滴が形成される。したがって、通常の微粒化では本来いろいろな大きさの液滴が混在することになる。

4. 破断の分子運動力学

液体の破断直前の状態すなわち、分裂に至る変形の最終段階では、連続した液体の液系は非常に細くなり、また、液膜も非常に薄くなる。このような状態では、前述したように分子間引力がその挙動を支配する



気孔界面の変化

図15 液体の破断（ラプチャー）モデル

ので、その解明には分子運動論的考察が必要になる。図14は先に示した共通の分裂形態である液膜と液糸の破断の瞬間の様子を示したものである。図14 (a) に示した液膜に生ずる非常に小さい孔(perforation)は、分裂する薄膜の詳細な実験でたびたび観察されており、その存在が液膜の破断に大きな影響を与えると考えられている。すなわち、薄膜におけるこのような極小の穿孔が発生すると、この孔はただちに膜全体に拡大し、その最終段階では比較的太いリム(リムは液膜の端部に形成され、やがて液糸になる)と十分細い液糸になり、それらがその液滴に分裂して下流で分散する。

図15は液膜におけるこの穿孔の発生による破断と液糸のくぼみの成長による破断(ラプチャー)とを対象としたモデルを示した

ものである。すなわち、穿孔の原因として気体の混入による気泡あるいは液中の固体のゴミなどの不純物の存在を仮定した場合と、不純物が存在しなくても分子間引力のゆらぎによってくぼみが成長し切断が起ると考えた場合を示したものである。特に通常の二流体噴霧器などでは、気液界面での気体の混入が常に生じ、多数の気泡が気液界面近傍に存在すると考えられるので、気泡モデルの妥当性がそれなりに評価できる。しかし、気泡の存在の可能性が考えられない液体(不純物のない理想的な液体)でも、それが十分細い液糸になれば、その液糸の表面に分子レベルのゆらぎが発生し外力がなくても、それが成長して液糸が局部的に細くなり、ついにはその点で破断が実現することも理論解析によって追求されている⁽¹⁶⁾。したがって、このような分子間引力モデルについても今後さらに検討してみる必要があると思われる。

また、特定の仮定に基づいた十分細い液糸のこのようなミクロの破断現象の追求は、流体が本来有する分子運動が液体の破断に果たす役割を探る研究にヒントを与えると同時に、アトマイズ法による超微粒子の形成の可能性についても一つの示唆を与えるものとしても注目される。

5. 結 言

液体の分裂に対するこれまでの一連の観察結果を詳細に再検討し、液体の分裂機構に対して流体力学的な評価を試みた。得られた主要な結果を要約すると以下ようになる。

- (1) 剪断層内の乱れとそれに伴う気液間の

相互干渉に基づいた気液界面の基本的な変形は常に3次元的な形状になることを示した。また、これによって生じる液体の分裂は比較的大きなスケールである界面の変形と十分小さなスケールである液体の破断現象(ラプチャー)が同時に起こる多重構造であることを現象論的に裏付けた。

(2) 界面に発生する波動は大きな変動を伴う不安定性(外的不安定性によって誘起される)と高周波で小さな振幅の不安定性(流れ自身に存在する内在的不安定性によって誘起される)の両者が重畳して生ずることを示し、微粒化によって生ずる液滴の粒径や粒度分布は液膜の波動特性と密接な因果関係を有することを明確にした。特に、二流体噴霧器のような高速気流による液体の分裂では、このような外的および内的不安定性による影響を強く受け、分裂に至る界面の変形は最終的には大小の液糸と液膜とからなる3次元的な自己相似性を呈することを明らかにした。さらに、通常の微粒化現象に対する代表的な分裂様式を提示するとともに、最終的に形成される液滴は、必然的に種々の大きさのものが存在し得ることを流体力学的に究明した。

6. 参考文献

- (1) 橋本, 日本機械学会論文集(B編), 第57巻541号(1991), 2861-2866頁.
- (2) 橋本, ウォータージェット, 第6巻3号(1989), 1-11頁.
- (3) 橋本, 微粒化, 第1-2巻2号(1993), 13-21頁.
- (4) W. Mayer and G. Krülle, Proceedings of International Conference of Liquid Atomization and Spray Systems, Rouen, France, (1994), pp. 734-741.
- (5) 日本流体力学会編, 流体力学の世界, 朝倉書店, 105-129頁.
- (6) 鳥羽, ながれ, 第6巻2号(1987), 103-115頁.
- (7) 橋本・鈴木, 日本機械学会論文集(B編), 第56巻523号(1990), 712-718頁.
- (8) H. Hashimoto and T. Suzuki, JSME International Journal, Series II, Vol. 34, No. 3(1991), pp. 277-283.
- (9) 新井・橋本, 日本機械学会論文集(B編), 第51巻463号(1985), 856-865頁.
- (10) H. Hashimoto, International Symposium on Advanced Spray Combustion, Hiroshima, Japan(1994), pp. 1-9.
- (11) 新井・橋本, 日本機械学会論文集(B編), 第51巻470号(1985), 3336-3343頁.
- (12) H. Hashimoto and S. Sudo AIAA Journal, Vol. 25, No. 5(1987), pp. 727-732.
- (13) J. Hoyt and J. Taylor, J. Fluid Mech., Vol. 83, 1(1977), p. 119.
- (14) S. Lrzeczkowski, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 6(1980), pp. 227-239.
- (15) U. Shavit and N. Chigier, Fluid Mechanics and Heat Transfer in Spray, ASME, FED-Vol. 178(1994), pp. 35-42.
- (16) S. Kawano, H. Hashimoto and A. Ihara, Proceedings of the Third JSME-KSME Fluids Engineering Conference, (1994), pp. 317-322.