

気流噴射弁内の液膜形成に空気が及ぼす影響 (接触線近傍の挙動)

Effect of Air Flow on Liquid Film Formation in a Prefilming Type Air-blast Atomizer (Study on Near-contact-line Characteristics)

伊藤 光紀, 松野 伸介
(Mitsunori ITOH) (Shinsuke Matsuno)
株式会社 IHI 株式会社 IHI
(IHI Corporation) (IHI Corporation)

Air-blast atomizer utilized in aero-engine combustors uses high momentum of the combustion air for atomization of liquid fuel, giving fine and well mixed spray characteristics. In this type atomizer, the liquid fuel is fed onto the prefilmer surface of the atomizer nozzle and thinned to be a thin film-like shape by the shear stress of the air. It is said that the characteristics of the liquid film become key parameters affecting the following atomization process. So it is needed to control the wetting motion of the liquid film for the design of the actual atomizer nozzle. In this paper, the authors focused on the wetting motion of the liquid film on the prefilmer surface. The stretching motion of the liquid onto the solid surface is theoretically modeled. In the model, the liquid film has contact lines on its both span-wise edges and freely changes their shapes by the effect of the air. This study especially focused the effect of the near-contact-line motion of the liquid film. The experiments were also conducted and compared to the theoretical motion of the film. As the result, the experimentally obtained width and thickness of the liquid film agree well to the theoretical ones; which indicates the good validation of the theoretical model.

Keywords: Air-blast atomizer, Liquid film, Contact angle, Surface tension force

1. 序論

ガスタービン燃焼器もしくは航空エンジンの燃料噴霧に使用される気流噴射弁は、燃焼室に供給される燃焼空気の持つ運動量により液体燃料の微粒化をおこなう⁽¹⁾。同方式は燃料と空気の良い混合が得られることから低エミッションの実現が容易であるという特長を持つ。一般に、微粒化前の燃料液の代表スケールはその後の微粒化に影響を及ぼすとされている⁽²⁾。液体燃料は微粒化前に薄い液膜へと成形され、その両面に気流からの作用を受けることにより、代表寸法を小さくすると同時に効率よくせん断力を受け取ることが可能である。液体燃料は微粒化前に固体壁面上に供給され、気流によるせん断力を受けて薄膜化される。この際、液膜のスケールや流速、不安定性⁽³⁾などの特性が微粒化に影響を及ぼすことから、液膜の運動の解明が必要不可欠となる。気流せん断力はエンジンの運転点により決定され、独立で与えることが出来ないことから、運転点に応じた任意のせん断力に対して適切な液膜制御をおこなうことが重要となる。本研究は気流噴射弁において生じる微粒化に及ぼす影響を想定し、液流が気流からのせん断力を受けて固体壁面上に濡れ広がる現象を対象とする。無限幅の液膜の二次元的な濡れ挙動に関する研究は過去より進められている⁽⁴⁾。即ち、液膜の厚さと流れ方向の運動を考慮し、液膜の幅方向に一樣な状態を想定するものである。これは実機において円筒形上のプレフィルム上に破断なく液膜が形成されている状態に一致する。一方で、液膜が濡れを形成する過程において、有限幅を持つ液膜が濡れ広がる運動について、特に気流噴射弁を対象とした条件で注目した研究は著者の知る限り多くない。Lan ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾は接触線を含む液膜の濡れ広がり挙動を CFD によるアプローチから評価し、試験結果との比較をおこなっている。一方で、著者らの本報での取り組みは、液膜の運動を設計情報として必要な範囲

で可能な限り単純化した場合に、理論解としていかにその運動を記述できるかを焦点としている。液膜の濡れに関する過去の研究例として、Hartley ら⁽⁷⁾は重力もしくは気流せん断力などの外力を受けて形状を変える液の運動について理論的に考察している。彼らは液の持つエネルギーの総和が最小となる条件を液膜運動の安定点として液膜の運動を決定するモデルを構築している。彼らは同モデルから決定される液膜が許容する最大幅と液を供給する流路の比較から、液膜が破断なく形成される条件について言及している。以降より現在に至るまで、同モデルは液膜の破断条件を定めるものとして使用されている⁽⁸⁾。著者らは過去の研究⁽⁹⁾において最小エネルギー安定の考えを液膜の濡れ広がりへと適用し、有限幅の液膜の運動を記述するモデルを構築してきた。同モデルは有限幅を持つ液膜端部の接触線近傍の挙動を無視し、液膜に矩形断面を仮定したものであるが、その影響が無視できる条件範囲において、一定の乖離量の範囲で現実の液膜の濡れ挙動が記述できることを明らかにしている。本研究では、この乖離量の説明を含むより詳細な液膜の運動の記述を目的として新たな理論モデルの構築をおこなう。液膜端部の挙動をモデル化し、液膜端部を含めた液膜の総エネルギーの安定点から液膜の運動の記述をおこなう。気流噴射弁プレフィルムをモデル化した単純場による試験から、濡れ挙動の試験結果と理論値の比較をおこなった。

2. 理論モデル

図 1 に一般的な気流噴射弁の概略を示す。気流噴射弁は旋回羽根を持つ内外 2 つの空気流路に挟まれた燃料液の流路を持ち、軸対象に成形された液膜が表面から気流のせん断力を受けて微粒化する。液膜は微粒化前に一方の表面に気流の作用を受けて薄膜状に濡れ広がる。本節ではプレフィルム上に供給された液

が気流からの作用を受けて個体壁面上に濡れ広がる挙動を対象にモデル化をおこなう。簡単化のため、ここでは曲率の無い平面上の濡れを考える。今回取り扱う問題では、時間平均としての液膜の厚さ、幅（濡れ面積）および流速を記述すべき未知数とする。本来、液膜は表面に不安定な波形を示す⁽³⁾が、ここではその影響は議論しない。気流噴射弁を設計する際、プレフィルマ上を流れる空気条件および燃料液の流量が設計情報として与えられる。これらと条件から液膜の運動を記述するモデルを構築する。プレフィルマ上の液の運動モデルを図2に示す。液膜幅よりも十分に大きな幅を持つ二次元の空気流路を考える。空気は流路の高さ方向に速度勾配を持ち、気液界面で液にせん断力を与える。気流からのせん断力を受け、液膜は厚さ方向一様な速度勾配を持つものとする⁽⁴⁾。なお液表面に形成される波頭がせん断力に及ぼす影響はここでは考慮しない。液膜は有限の幅を持ち、幅方向に自由な濡れ広がりを許容される。液の運動は流れ方向に一様とする。

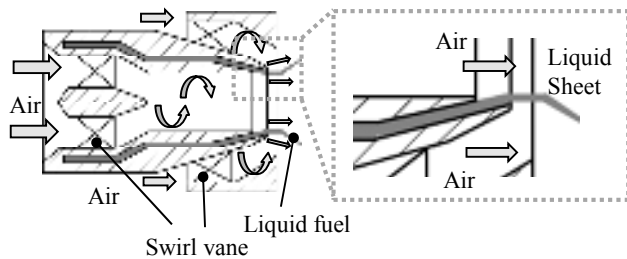


Fig. 1 Schematic of Air-blast atomizer

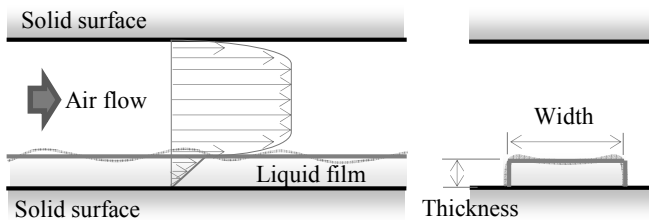


Fig. 2 Modelized motion of the liquid film

無限遠の幅を持つ液膜の運動（速度および厚さ）は質量保存則および運動量保存則によって記述される。今回取り扱う三次元的な運動では液膜の幅が未知数として追加される。即ち、液膜は両保存則を満足した状態で任意に運動状態をとることができる。従って、液膜の運動をただ一つに決定するための新たな方程式が必要となる。著者らは過去の研究⁽⁹⁾において液膜の持つ最小エネルギー⁽⁷⁾の観点から液膜の挙動のモデル化をおこなってきた。液膜は外系からの仕事を受けて壁面上に濡れ広がる。与えられた仕事は液の運動エネルギーおよび表面エネルギーなどのエネルギーとなって保存される。即ち、この液膜の持つエネルギーが最小となる状態で液の運動が安定する、というものである。液膜の持つエネルギーの理論値を図3に示す。縦軸をエネルギー、横軸を液膜の幅としている。液膜幅は質量保存則および運動量保存則を満足した状態で任意に変更した。液膜のエネルギーには表面エネルギーと運動エネルギーを考慮し、ポテンシャルや温度、波などのエネルギーは影響が十分に小さいと仮定して無視した。結果、液膜幅の増加とともに表面エネルギーは線形に増加し、運動エネルギーは一様に減少する。運動

エネルギーの減少は速度勾配一定のもとで液膜幅が増加し、それに起因して厚さが減少することによる速度の絶対値の減少によるものである。表面エネルギーと運動エネルギーの和は下に凸の曲線となり、その極値において運動が安定すると考えられる。図中に示す矢印は空気流速を変化させた場合の液膜の変化を示している。空気流速の増加とともに運動エネルギーが増加し、極値を取る液膜幅が変化している。即ち、空気流速の変化とともに液膜が濡れ広がる現象が再現されている。本モデルの有効性を議論した過去の研究において、本モデルが一定の誤差の範囲で液膜の濡れ挙動をよく記述することが明らかとなっている⁽⁹⁾。試験結果と理論値を比較した結果、空気流速および液流量などの影響パラメータに対し、液膜幅および流速について絶対値および変化の傾向において理論と試験結果の両者がよく一致することが確認された。一方で過去のモデルは液膜に有限の幅を考えるものの、その幅は厚さに対し十分に大きいと仮定しておこなった。即ち、接触線近傍の影響の小さい条件に限定されるものである。今回はその適用範囲を拡張し、液膜厚さが幅に対して無視できない条件を含む、より一般化された条件での液膜の運動を対象とする。

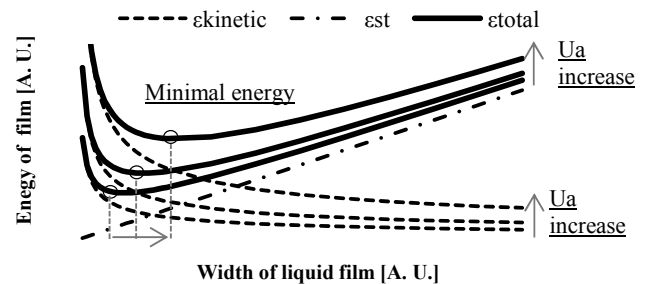


Fig. 3 Energies liquid film gains from external system

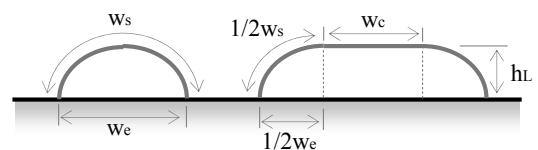


Fig. 4 Modelized shape of liquid film with contact line

図4に接触線を含む液膜の形状モデルを示す。液膜の端部に任意の接触角を持つ円弧形状を考える。また条件により、円弧を分割した中央に高さの一致する平行な部分を持つ形状となることを許容する。従来のモデルと同様、液は厚さ方向に一様な速度勾配を持つものとする。液の端部（(1)式）と平行部（(2)式）についてそれぞれ以下のような力の釣り合いを考える。

$$\tau_s w_s = \mu_L \frac{u_{ls}}{h_L} w_c \quad (1)$$

$$\tau_s w_c = \mu_L \frac{u_{ls}}{h_L} w_c \quad (2)$$

ここで記号は以下のとおりである。

τ_a : 気流せん断力[Pa] μ_l : 液粘性係数[Pas]
 u_{ls} : 液膜表面流速[m] h_l : 液膜厚さ[m]
 w_s : 液膜端部の界面長[m] w_e : 液膜端部の幅[m]
 w_e : 液膜平行部の幅 [m]

液膜の端部および平行部の両者について、固液界面に生じる粘性力と気液界面に生じるせん断力の釣り合いから液膜の運動が決定されると考える。ここで平行部では固液-気液両界面の面積が同じであるのに対し (2)式, 端部では気液界面の曲率により固液-気液両界面の両者が一致しない (1)式。従って、液膜の端部と平行部では異なる速度勾配、即ち速度の不連続を持つこととなる。現実には両者の速度を一致させる作用が生じるが、ここでは簡単のため無視する。気流せん断力は以下の(3)式で表される。

$$\tau_a = \frac{1}{2} c_f \rho_a u_a^2 \quad (3)$$

摩擦係数は文献⁽¹⁰⁾から以下の(4)式の値を用いた。

$$c_f = 0.074 \text{Re}^{-\frac{1}{5}} \quad (4)$$

ここで記号は以下のとおりである。

c_f : 摩擦係数[-] ρ_a : 空気密度[kg/m³]
 u_a : 空気流速[m/s] Re : 気流レイノルズ数[-]

以下に液膜端部の運動をモデル化する。液膜端部の局所厚さは幾何学的に以下の(5)式で表される。

$$h_l(x) = \left\{ \left(1 + \frac{1}{\tan^2 \theta_{ca}} \right) \left(\frac{w_e}{2} \right)^2 - x^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} \frac{w_e}{2} \quad (5)$$

ここで記号は以下のとおりとする。

h_l : 液膜厚さ[m] x : 液膜の幅方向座標[m]
 θ_{ca} : 運動時の接触角[rad]

質量保存から液膜の流量について以下の(6)式が得られる。

$$\rho_l Q_L = 2 \rho_l \int_0^{w_e} \int_0^{h_l(x)} u_l(x, y) dy dx \quad (6)$$

クエット流の仮定から液流速は以下の式で与えられる。

$$u_l(x, y) = u_{ls}(x) \frac{y}{h_l(x)} \quad (7)$$

ここで記号は以下のとおりである。

Q_L : 液体積流量[m³/s] ρ_l : 液密度[kg/m³]
 y : 液膜の厚さ方向座標[m] u_l : 液流速[m/s]

(1)式および(3)から(7)式を解くことにより質量保存および運動量保存の関係が満足される。今回のモデルでは液のエネルギーに運動エネルギーと表面エネルギーを考える。液の運動エネルギーは以下の(8)式により求められる。

$$\varepsilon_k = 2 \int_0^{w_e} \int_0^{h_l(x)} \frac{1}{2} \rho_l u_l(x, y)^2 dy dx \quad (8)$$

液膜の表面エネルギーは以下の式で与えられる。

$$\varepsilon_{st} = \sigma_{lv} w_s - (\sigma_{sl} - \sigma_{vs}) w_e \quad (9)$$

ここで記号は以下のとおりである。

ε_k : 運動エネルギー[J/m] ε_{st} : 表面エネルギー[J/m]
 σ_{lv} : 気液界面の表面張力[N/m] σ_{sl} : 固液界面の表面張力[N/m]
 σ_{vs} : 固気界面の表面張力[N/m]

過去のモデルでは、厚さの十分に薄い液膜について最小エネルギーの考え方から液膜の運動を記述してきた。一方で最小エネルギーの考え方は液膜の運動について一般的に適用されるものとする。即ち、接触線近傍を含む液膜の運動においても、液膜の持つ運動エネルギーと表面エネルギーについて液膜端部および平行部のそれぞれの総和が最小値となる状態で液膜の挙動が決定されると考えるのが自然である。最小エネルギー条件は以下の(10)式, (11)式から解析的に得ることができる。この場合は液膜幅と接触角が変数として与えられる。式の複雑さから本研究では計算機を使用したイタレーション計算から数値的に最小値を取得した。

$$\frac{d \{ (\varepsilon_k + \varepsilon_{st})_{edge} + (\varepsilon_k + \varepsilon_{st})_{parallel} \}}{dw_e} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{d \{ (\varepsilon_k + \varepsilon_{st})_{edge} + (\varepsilon_k + \varepsilon_{st})_{parallel} \}}{d\theta_{ca}} = 0 \quad (11)$$

ここで記号は以下のとおりとする。

w_l : 液膜幅[m]

以上の議論から、最小エネルギー条件を安定点として、これまでに示してきた関係式から液膜の運動を記述することが可能である。本理論モデルの有効性について、試験結果との比較から考察を進めることとする。なお、液膜平行部の運動については参考文献⁽⁹⁾と同様のものを用いているため説明を省略する。

3. 試験装置

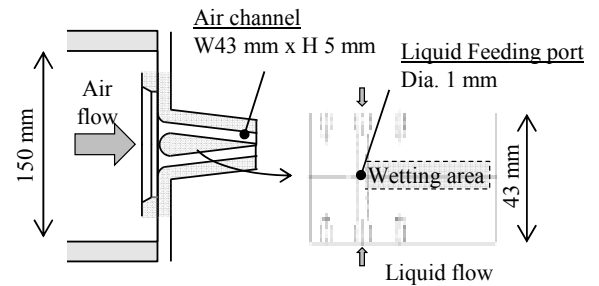


Fig. 5 Convergent type 2D model prefilmer

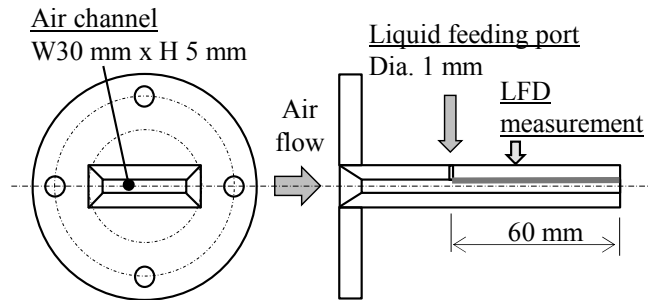


Fig. 6 Straight type 2D model prefilmer

本研究で使用した実証実験用の二次元モデル供試体の概略を図5および図6に示す。図5の供試体は矩形の空気流路の中央にくさび型のプレフィルマが位置した構造となる。プレフィルマを挟んで両面を高速の気流が通過する。くさびの角度は空気流路の減少する角度と同一であり、空気流路の断面積が流れ方向に一樣となる。空気流路の高さは5mm、幅は45mmである。プレフィルマの一方の面に空けられたポートより気流方向に垂直に液が供給される。液供給ポートの直径は1mmである。本供試体は液膜幅の計測に用いられる。本供試体の詳細は参考文献⁽⁹⁾に示されている。図6の供試体は断面積が一定となる矩形流路を持ち、流路の上面が濡れ面となる。液は流路上端に開けられた直径1mmのポートより供給される。空気流路の高さは5mm、幅は30mmである。本供試体は液膜厚さの計測に用いられる。計測にはKeyence製LT-9030 レーザ計測機を使用した。透明な供試体の外部よりレーザを照射し、反射光の強度から液膜の厚さが計測される。透明の供試体をレーザが透過する際の屈折の影響は参考文献⁽¹¹⁾の手法を用いて補正した。両供試体はともにアクリル製であり、供試液は水とした。

4. 結果と考察

4.1 最小エネルギー状態における安定性

本試験から取得された典型的な液膜の挙動を図7に示す。図の右より左に向かって気流が供給される。液供給口より供給された液がプレフィルマ上に濡れ広がり、液膜を形成している様子がみられる。液は流れ方向におよそ一様な幅となってプレフィルマのエッジに到達し、その後エッジを離脱して微粒化する。本条件では液流量を20 ml/min で一定とし、空気流速をパラメータとして増加させた。空気流速の増加とともに液膜は幅を広げる。画像の陰影の様子から、空気流速の増加とともに薄い液膜を形成していることが推測される。液膜表面には不安定性による波形が確認される。空気流速32 m/s の条件ではおよそ液膜幅と同スケールの隆起が形成されている。空気流速の増加とともに液膜は平坦となり、不安定な波のスケールが減少していく。本試験から計測された液膜幅を理論モデルと比較した結果を図8に示す。今回構築した接触線近傍のモデル化の影響を確認するため、ここでは接触線近傍を考慮しない従来の理論モデルを比較として使用する。即ち、本モデルでは液膜に矩形を仮定し、端部の厚さ方向の表面エネルギーを無視している。

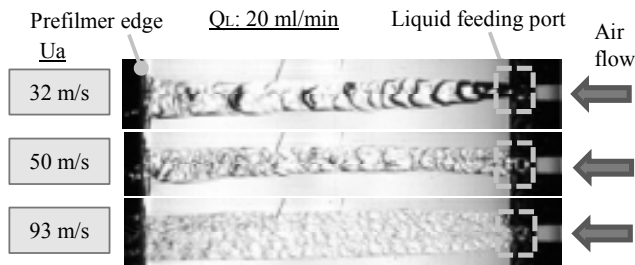


Fig. 7 Wetting motion of liquid

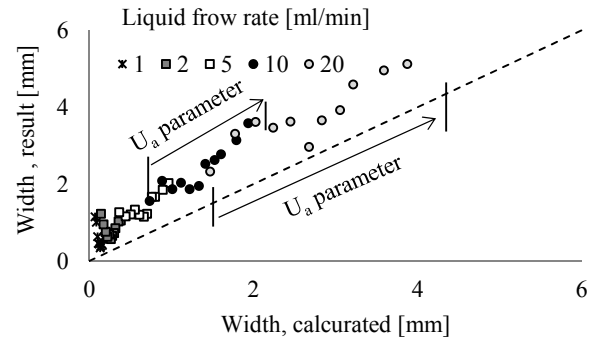


Fig. 8 Comparison of film width with theoretical one

試験では液流量1から20 ml/min の範囲でパラメータとし、各流量条件で空気流速を19から93 m/s の範囲で変更した。図中に示す矢印は、液流量10および20 ml/min の条件で空気流速を増加させた際の液膜幅の変化を示している。図中に示す破線は理論値と実験結果の一致を示している。液膜幅の理論値は以下の式を用いて解析的に取得される。

$$W_i = \left\{ \frac{\rho_i^2 \tau_a}{18 \sigma_{is} \mu_i (1 - \cos \theta_{ci})} \right\}^{\frac{1}{2}} Q_i \quad (12)$$

結果、今回実施した試験条件の範囲において試験結果は一定の乖離量を持ちながら理論値とよく一致しているのが確認される。理論式に示される通り、液膜幅は液流量に対し線形に増加する。また液膜幅は気流せん断力の1/3乗、即ち空気流速の2/3乗に比例して増加する。試験結果は両パラメータの影響をよく再現していることになる。即ち、液膜端部の影響を無視した場合においても、一定の精度の範囲で液膜の濡れ広がりが記述することが可能であることが確認される。一方で、今回構築したモデルは本結果から確認される乖離について議論するものである。図9は図8の両軸を対数表記したものである。結果、液流量の小さい2つの条件で特徴的な結果が確認される。即ち、両条件において空気流速の増加とともに液膜の幅が減少する。これは(12)式で示される挙動とは明らかに異なるものである。液膜幅は空気流速の増加の過程で極値を持ち、再び増加して理論モデルへと漸近する。また小流量ほど顕著でないものの、液流量の大きな条件においても、空気流速が小さい条件ほど理論値からの乖離が大きくなっているのが確認される。この原因について液膜の端部が持つエネルギーの観点から考察する。

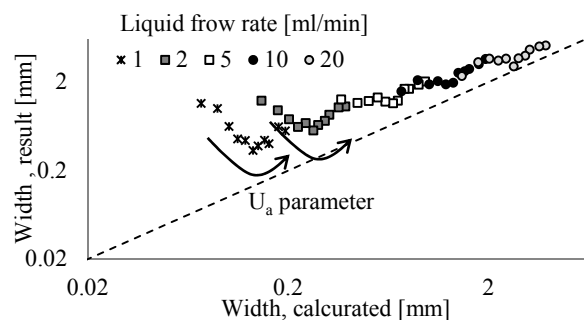
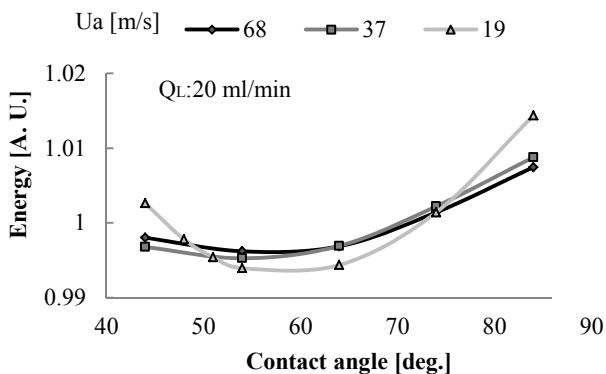


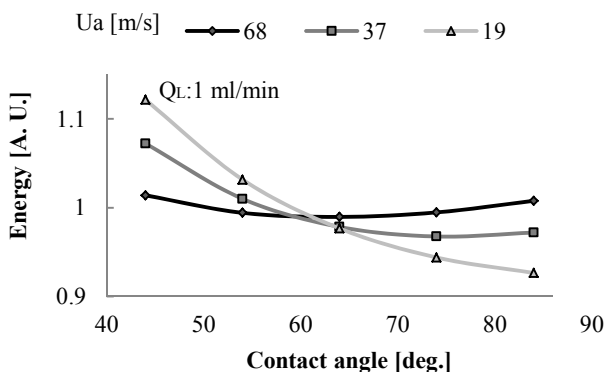
Fig. 9 Specific characteristics observed in smaller flow rate

4.2 接触線近傍の影響

液膜端部について本節で考察をおこなう。液膜の接触線近傍を含むエネルギーモデルから取得された液膜の持つエネルギーを図 10 に示す。縦軸を液膜の持つエネルギーの総和、横軸を接触角とした。なお縦軸のエネルギーには平均値を用いて無次元化をおこなっている。図 10(a)を液流量 20 ml/min、図 10(b)を液流量 1 ml/min とした。本流量は図 8 および図 9 の最小、最大条件にそれぞれ相当する。両流量において空気流速を 19 から 68 m/s まで変えた。液流量 20 ml/min の結果において、液膜の持つエネルギーはいずれの流速条件においても 60 度近傍に極値を持つ。なお本研究では事前の計測およびアクリル-水間の濡れの文献値から供試体-液間の静止時の接触角を 64 度としている。極値を持つ接触角は空気流速の減少とともに大きくなる。液流量 1 ml/min の結果においてもおよそ同様の結果が確認されるが、エネルギーの変化量は液流量 20 ml/min の条件に比べて小さくなっている。図 10(a)および(b)で軸の目盛が異なることに注意されたい。本条件における特徴として、空気流速が 19 m/s となる条件で液膜エネルギーは一様に減のカーブへと変化している。即ち、今回の試験条件の範囲では液流量および空気流速が大きい条件において静的な接触角に近い 60 度近傍でエネルギーの最小値を持ち、液流量および空気流速の減少とともにエネルギーが最小値となる接触角が大きくなる傾向にある。



(a) QL: 20 ml/min

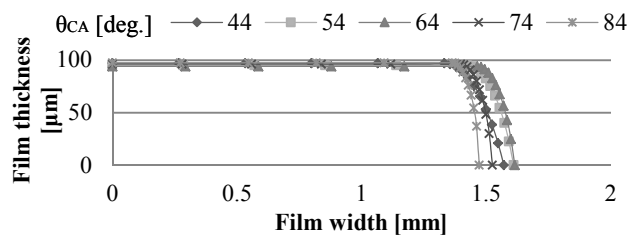
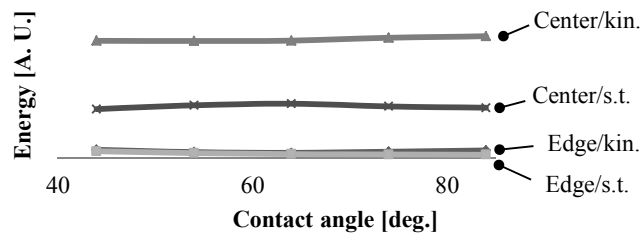


(b) QL: 1 ml/min

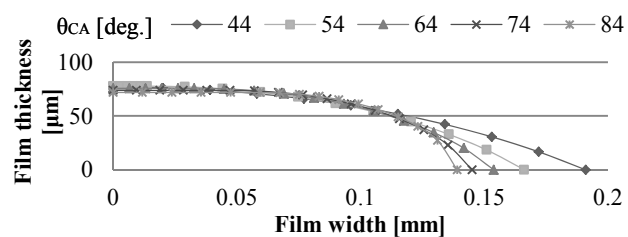
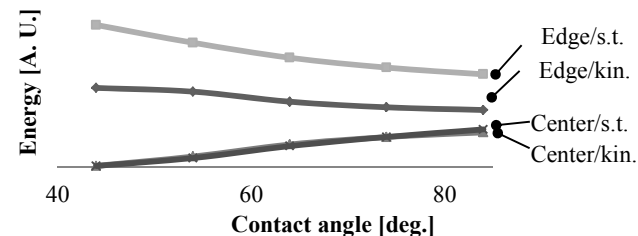
Fig. 10 Effect of contact angle on energy of liquid film

図 10 に示す条件から特徴的なものを抽出し、それらに対しエネルギーの総和の内訳として平行部および端部それぞれの表面エネルギーおよび運動エネルギーを計算した結果を図 11 に示す。

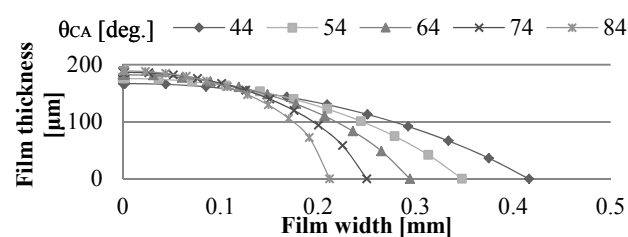
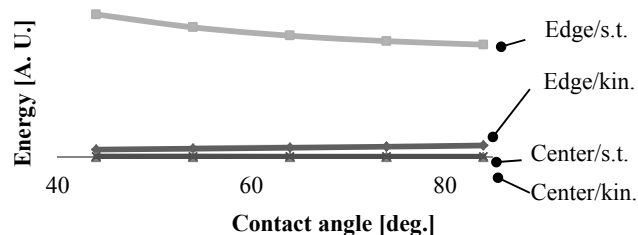
また同条件において計算から取得された液膜の断面形状をあわせて示す。



(a) Liquid flow rate: 20 ml/min / Air velocity: 68 m/s



(b) Liquid flow rate: 1 ml/min / Air velocity: 68 m/s



(c) Liquid flow rate: 1 ml/min / Air velocity: 19 m/s

Fig. 11 Effect of contact angle on film energies and shape

図 11(a)は液流量 20 ml/min、空気流速 68 m/s、図 11(b)は液流量 1 ml/min、空気流速 68 m/s、図 11(c)は液流量 1 ml/min、空気流速

速 19 m/s の条件である。それぞれ図 10 においてエネルギーが接触角 60 度近傍でわずかな極値を持つ条件、接触角 60 度近傍で顕著な極値を持つ条件、および接触角の変化に対してエネルギーが一様に減のカーブを持つ条件に相当する。(a)の条件において、液膜の持つエネルギーとして支配的なものは平行部のエネルギー(図 11 中の center)である。液膜厚さが極めて薄いことから、円弧形状の仮定のもとで液膜端部の体積は十分に小さくなり、当該領域が液膜全体に占める割合が十分に小さくなる。即ち、本条件では液膜端部を考慮しない従来のモデルにおいても液膜の運動を表現できることが改めて確認される。同条件において支配的となるのは平行部の運動エネルギー(center/kin.)および表面エネルギー(center/s.t.)であり、両者の総和の最小値が液膜形状を決定する。液膜形状の変化をみると、接触角の変化は液膜幅および液膜厚さに対してわずかな変化を与えるものの、全体としての形状、特に平行部に与える影響はわずかである。(b)の条件において液膜厚さは空気流速の等しい(a)の条件と同程度となるが、液流量の減少による液膜幅の減少から、液膜は円弧部が全体に対し無視できない割合を占める形状となる。接触角の増加とともに全エネルギーに占める端部の持つエネルギー(edge)の割合は減少し、一方で平行部の持つエネルギーは増加する。静的な接触角近傍の角度で両者の総和が最小となり、この条件で液膜が安定する。同条件においても液膜の全体的な形状が接触角から受ける影響はさほど大きくないが、液膜幅、即ち接触線位置に明確な変化がみられる。(c)の条件において、液膜は平行部をわずかに持つ円弧形状となる。液膜端部の表面エネルギーが同運動エネルギーおよび平行部エネルギーに比べて支配的となり、接触角の増加とともに減少する。接触角が 90 度を超える場合は円弧形状の仮定が現実から大きく乖離すると考えられることから、これ以上の角度条件での計算はおこなわない。この条件範囲における接触角の変化に対し、接触線位置の変化が顕著となる。

4.3 モデル評価

液膜端部を含むエネルギーモデルを用いて 4.1 節に示す試験結果を再評価した結果を図 12 に示す。実際の現象において、液膜の接触角は液流量および空気流速によりエネルギーが最小となる任意の接触角を持つがここでは簡単化のため接触角を静的接触角で固定して計算した。したがって最大で図 11(c)に示されるほどの誤差が含まれる。図の横軸が液膜端部を含むエネルギーモデルの計算結果、縦軸が試験結果である。計算条件は図 8 および図 9 の試験条件に一致する。図 12(a)および図 12(b)はともに同一の結果を示すが、軸の目盛を変更している。結果、計算結果は試験結果とよく一致しているのが確認される。図 12(a)に示される通り、モデルは全流量域において一定の乖離の範囲で試験結果をよく再現している。図 12(b)と図 9 との比較から、小液流量時における特徴的なモデルからの乖離、また大液流量かつ低空気流速における乖離量の増加がなくなり、全試験範囲において理論値との良好な一致が確認される。即ち、今回構築したモデルはより高い精度で液膜の濡れを記述できることが明らかとなった。最小エネルギーによる安定の概念は液膜端部を含む液膜の濡れ全体へと適用できるものである。なお、図 12(a)に示される一定量の乖離には波の影響などが考えられるが、これについては本研究の範囲を超えるため議論しない。以降に、液膜の特徴的な挙動に対する考察をおこなう。

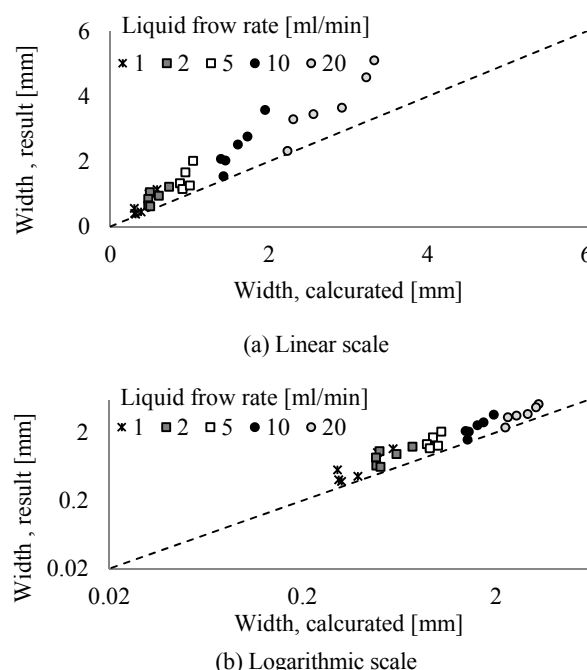


Fig. 12 Comparison of film width with renewed model

図 13(a)は液膜端部の影響の最も小さい条件(液流量:20 ml/min)下で空気流速を変化させた場合の液膜挙動である。図の左が計算結果、右が同条件における液膜の様子である。空気流速の増加とともに液膜が濡れ広がり、厚さが薄くなっていく。液膜は中央に平坦な領域を持ち、空気流速の増加とともにこの領域が広がっていく。一方で、液膜端部の影響が最も大きい条件(液流量:1 ml/min)下での結果を図 13(b)に示す。空気流速の小さい条件で液膜は円弧形状となり、空気流速の増加とともに液膜が小さくなっていく。流速の最も大きい条件で液膜は中央に平坦な領域が表れ始める。図 13(a)および図 13(b)ともにおよそ計算結果に一致する液膜の挙動が写真から確認できる。

ここまでに液膜の幅についてモデルの有効性を議論してきた。ここでは液膜厚さの比較からモデルの妥当性を評価する。液膜の厚さの計測結果を図 14 に示す。縦軸を液膜厚さ、横軸を液流量とした。図中に示す破線は理論値である。これまでの議論から、液膜の運動は液流量および空気流速が大きい条件でおよそ従来の液膜端部を含まないモデルにより説明ができ、液流量および空気流速が小さい条件では平行部を持たない円弧形状に近い形となることがわかっている。ここではおよそ液膜厚さが理論値と一致することの確認を得ることを目的とし、理論値に端部を含まない従来モデル、および、平行部を持たない円弧形状モデル、の 2 つの簡単化したモデルを用いることとする。接触角が液膜厚さに及ぼす影響は液膜幅のほど顕著でないことが図 11 より明白であるため、接触角は静的接触角で一定とした。結果、各流速条件において液膜厚さの試験結果は液流量の減少に対してははじめ一様となり、ある条件を超えて減少する。液膜厚さが減少を始める条件はおおよそ 2 つの理論曲線の交点に一致し、その前後においてそれぞれ異なる理論モデルに一致しているのがわかる。簡単化した 2 つのモデルは今回構築したモデルに根拠を得ているものであり、モデルの有効性を裏付ける結果となる。

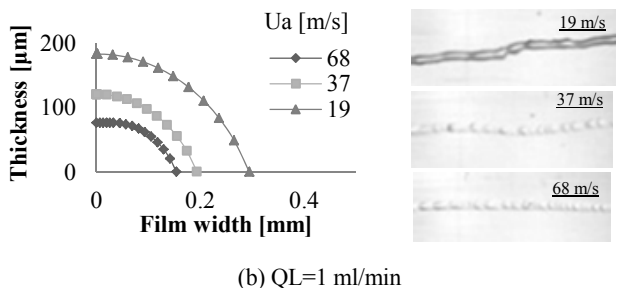
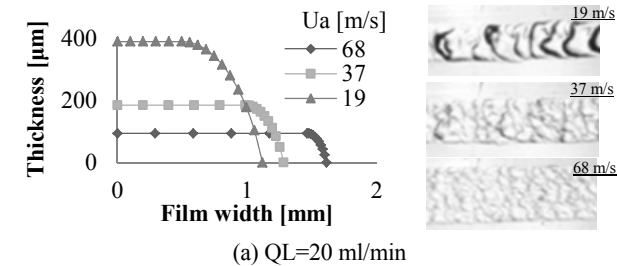


Fig. 13 Effect of air velocity on liquid film

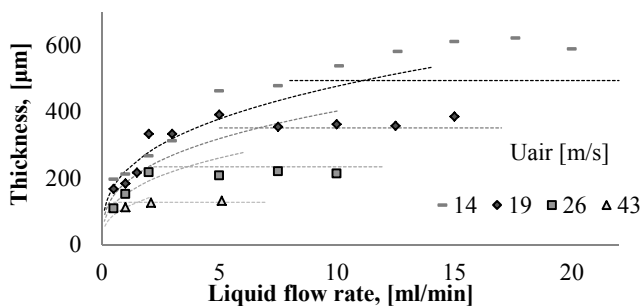


Fig. 14 Effect of contact angle on energy of liquid film

5. 結論

気流噴射弁の設計基盤として、液流が気流からのせん断力を受けて固体壁面上に濡れ広がる現象についてモデル化をおこなった。著者らが過去に構築した従来のモデルにおいて、一定の乖離量の範囲で液膜の濡れが記述できることが明らかとなっている。今回のモデルはこの乖離量の説明を含めた、より詳細な液膜の運動の記述を目的として構築したものである。本研究から得られた結論を以下に示す。

- 液膜端部に円弧形状を仮定し、中心に平行部を挟む形状を仮定して液膜の運動のモデル化をおこなった。液膜の持つエネルギーが極小となる点を安定点として液膜の形状が決定されるという考えに基づいて方程式を構築し、液膜の

形状を決定する理論式を導出した。結果、理論式は従来モデルと試験結果の間に生じる乖離をよく説明するものである。即ち、接触線近傍のエネルギーを考慮することにより、より一般的なモデルとして液膜挙動を記述することが可能となる。

- 液膜の接触角は液膜の持つエネルギーに影響を及ぼす。実現象における接触角はエネルギーが最小となる条件により定まるものと考えられる。接触角が及ぼす影響の程度は液流量および空気流速により変化する。液流量および気流せん断力が小さいほど接触角の影響は顕著となる。

文 献

- (1) Lefebvre, A. H.: Atomization and Sprays, Hemisphere Publishing Corporation, (1989), 238-252.
- (2) Rizk, N. K., Lefebvre, A. H.: The influence of Liquid Film Thickness on Airblast Atomizer, J. Eng. Power, 102(1980), 706-710.
- (3) Inamura, T., et al.: Spray Characteristics of Prefilming Type of Airblast Atomizer, Proc. 12th ICLASS, (2012).
- (4) Witting, S., et al.: Motion and Evaporation of Shear Driven Liquid Films in Turbulent Gases, J. Engineering for Gas Turbines and Power, 114(1992), 395-400.
- (5) Lan, H., et al.: Simulation and Measurement of 3D Shear-Driven Thin Liquid Film Flow in a Duct, Int. J. Heat and Fluid Flow, 29(2008), 449-459.
- (6) Lan, H., et al.: Developing Laminar Gravity-Driven Thin Liquid Film Flow Down an Inclined Plane, ASME J. Fluid Engineering, 132(2010).
- (7) Hartley, D. E., Murgatroyd, W.: Criteria for the Break-up of Thin Liquid layers Flowing Isothermally Over Solid Surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, 7(1964), 1003-1015.
- (8) Monnier, H., et al.: Falling liquid film stability in microgas/liquid absorption, Chemical Engineering and Processing, 49(2010), 953-957
- (9) 伊藤, 松野: 気流噴射弁内の液膜形成に空気が及ぼす影響, 第22回微粒化シンポジウム, (2013) .
- (10) 生井, 井上: 粘性流体の力学, 理工学社, (1978), 149.
- (11) Takamasa, T., Kobayashi, K.: Measuring interfacial waves on flowing down tube inner wall using laser focus displacement meter, Int. J. Multiphase Flow 26 (2000), 1493-1507.