技術論文

気流中の水膜分裂によって発生する一次分裂水滴径分布に関する研究

A Study on Water Droplet Distribution of Primary Atomization Generated by Water Film Disruption in Airflow

伊藤 大輔[*1] ITO Daisuke
中野 晋[*2] NAKANO Susumu
竹田 陽一[*1,*2] TAKEDA Yoichi

ABSTRACT

Droplets of the primary atomization generated by disruption of water film, which flows on a plate set in parallel airflow, are observed by a high-speed camera to investigate effects of airflow velocity, a flow rate of the water, and a thickness of the plate edge on the water droplet diameter distribution. Although the airflow velocity and the flow rate of water affect the distribution pattern, the thickness of the plate edges has little effect on the distribution pattern. The distribution patterns of the primary atomization were approximated by exponential functions whose exponents were obtained by performing multiple regression analysis. Modified breakup model that is focused on a water lump accumulated on the plate edge and its disruption frequency is proposed. Spanwise unstable wave length of the water lump is compared with calculated and measured one, effectiveness of the modified model is shown.

キーワード：水滴, 水膜, 一次分裂, エロージョン, 蒸気タービン，低圧段，過飽和吸気冷却
Key words：Droplet, Water film, Primary breakup, Erosion, Steam Turbine, Low-pressure stage, Oversaturated water atomization cooing

1．緒言

蒸気タービンの高効率・高出力化には最終段の長翼化が有効である。長翼化により排気損失を低減でき，さらにタービン車室数の低減が可能になる。しかし，低圧段における湿り域までの蒸気膨張により静翼に凝縮水滴の一部が付着し水膜流を形成する。これが静翼後縁から飛散して動翼先端に衝突し損傷を引き起こす[(1)]。これはドレンエロージョンと呼ばれる損傷現象で，蒸気タービンの高効率化に相反してタービンの信頼性を低下させる。同様な現象は，ガスタービンの過飽和吸気冷却[(2)]にも見られる。水噴霧による吸気密度の増加と圧縮機駆動動力の低減により夏場のガスタービン軸出力の低下を防止するが，入口案内羽根に付着した水滴は水膜流を形成し羽根後縁から飛散して圧縮機初段動翼のエロージョンを引き起こすことが指摘されている[(3)]。

エロージョン損傷量の定量化として，金属への水滴の衝突速度や衝突水滴径に対するエロージョン損傷量の研究は，これまでも蒸気タービンを対象として坪内[(4)]や伊藤[(5)]らによって行われ，ガスタービンを対象として内田[(6)]らによって行われている。エロージョン損傷の定量的な評価には翼後縁での水膜分裂で発生する水滴径やその分布を知ることが不可欠である。

気流中を運動する液滴の分裂形態に関しては，単独液滴の分裂観察からBag-type, Club-type, そしてDisc-typeの３種類の分裂形態があり[(1)]，Flock[(7)]らは各分裂形態のウェーバ数範囲を明確にした。Hammitt[(8)]らは，単独液滴の分裂形態を基に液滴の微細化メカニズムをまとめている。またガスタービンを対象として安田[(9)]らが翼後縁厚みは水膜の分裂形態，飛散水滴径及びその分布に影響を及ぼさないことを示した。

蒸気タービン低圧段や，吸気冷却ガスタービンの入口案内羽根後縁での液膜分裂の現象は，航空用ガスタービンの燃料噴射器に用いられるプレフィルミングエアーブラストアトマイザー[(10)]においても扱われる現象である。Gepperth[(11)]らは液膜流の不安定性理論[(12),(13)]を基に液膜分裂モデルを構築した。さらに液膜分裂によって発生する一次分裂液滴径モデルを提唱し[(14)]，プレフィルミングエアーブラストアトマイザー用に提案された他の液滴径予測式と比較し，一次分裂における液滴径の予測精度を向上させている。

本研究では，平板上の水膜流が平板端から気流中に流出するときに平板上の水膜流と分断する際に発生する微粒化を一次分裂と定義する。蒸気タービン低圧段の静翼では後縁からの飛散水滴を微細化する方法がしばしば議論されるため，一次分裂現象を解明することは重要である。本報告では，蒸気タービン低圧段での水滴エロー

原稿受付　2021年３月30日
査読完了　2021年９月22日
＊１　東北大学大学院 工学研究科 ファインメカニクス専攻
〒980-0845　仙台市青葉区荒巻６－６－11
E-mail: susumu.nakano@rift.mech.tohoku.ac.jp
＊２　東北大学大学院 工学研究科 附属先端材料強度科学研究センター

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.

ジョン損傷の予測式を確立するための基礎検討として，一次分裂水滴径分布に及ぼす気流速度，水膜流量，及び平板端厚みの影響を調べ，その予測式を提案する。併せて分裂メカニズムの解明を行った。

2．実験装置及び実験方法

2.1　実験装置

本実験に用いた実験装置の概略をFig. 1に，テストセクションのカットモデルをFig. 2 に示す。本装置は，テストセクションに空気を送風するブロワ（日立ボルテックスブロワVB-080-E2），ブロワからの空気を一部大気排出してテストセクションへの空気流量を調節する流量調節弁，テストセクションへの空気流量を計測する流量計（東京計装ミニサーマルフローメータTF - 2251N - 351 - 4F80），およびテストセクションで構成される。Fig. 1 に示すようにテストセクション部は助走ダクトとフランジで接合されており，流れ方向に400mmの長さを有する。テストセクション入口部から1000mmの長さの中央分離板を有し，その端部の角度はHammitt[8]の実験と同様9.0° である。また，中央分離板の片面にはフランジ部から100mmの位置にスリットが設けられ，ここから水道水を供給する。給水は気流によって中央分離板表面を重力方向に流れ，端部（以下，平板端）から水滴として飛散する。

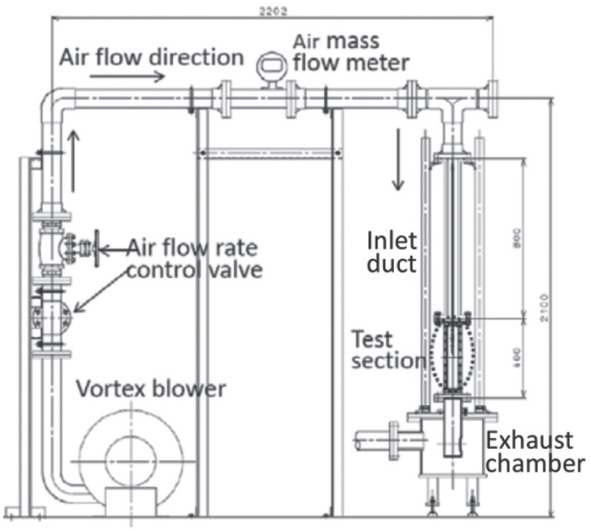


Fig. 1 Experimental equipment［units: mm］

2.2　対象とする流れ場

対象とする流れ場は蒸気タービン低圧段の圧力20kPa程度の湿り蒸気である。本実験は気流条件と水膜条件の設定の容易さより，空気流と水道水の供給により実験を行うが，流路中央の最大流速を代表速度としたとき，空気流速U_m＝90m/s程度で液滴の臨界ウェーバ数[1]とレイノルズ数が実機同等となるようにした[15]。

2.3　実験条件

空気流量と供給水流量は松崎[15]らの実験と同様とした。つまり，空気流量は120m³/h, 180m³/h, 240m³/h, 300m³/hとした，上記の空気流量で，流路中央の最大流速はそれぞれU_m = 54.4m/s, 81.6m/s, 108.8m/s, 136m/sになる。以下それらを代表速度とする。

給水流量はQ_w = 0.29×10⁻⁶ m³/s, 0.58×10⁻⁶ m³/s, 1.17×10⁻⁶ m³/sとした。これを中央分離板の幅b=20 mm で除した単位長さあたりの給水流量はQ_w/b = 14.5 mm²/s, 29.0 mm²/s, 58.5 mm²/s となる。以下，これらを給水流量とする。

平板端厚み条件は0.30mm, 0.60mm, 0.90mm（以下R0.30, R0.60, R0.90と記載）の 3 種類を用いた。

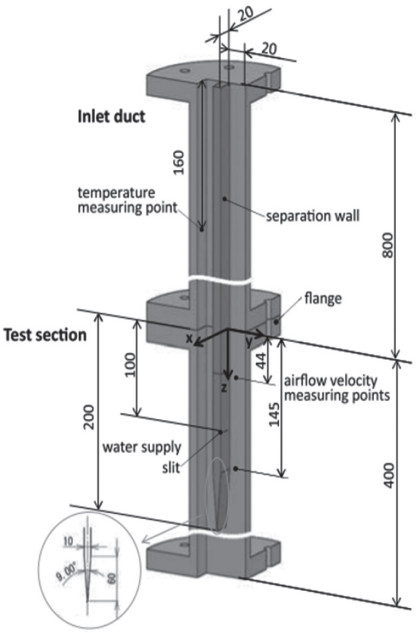


Fig. 2 Cut model of test section［units: mm］

2.4　実験方法

各実験条件について，平板端から飛散する水滴を高速度カメラ（Photron製 FASTCAM-SA/MC2.1）で撮影し，その撮影画像を分析することで水滴径分布およびザウタ平均粒径を取得した。照明にはバックライト方式とフロントライト方式を併用した。なお，撮影方向は中央分離板正面を撮影面とし，撮影速度は500 fpsとした（ただし，後述する離散フーリエ解析時には5000fpsとする），シャッタースピードは1/338000 secと設定した。また，各実験条件に対して2048フレームの撮影を行った。

2.5　撮影画像の解析

画像処理にはImageJ[16]を用いた。画像解析の領域は平板端から分離し終えない水膜や液糸を除くため，平板端から40mm下流の領域とした。初めに撮影画像の背景の抜き出し処理として，もとの像と背景画像（z-project像）の画素値の差に変換して画像の明暗を明確にし，この画像について二値化処理を行った。二値化時のノイズ除去のため，2 ピクセル以上の辺接続を持つ集積をひとつの水滴と判断した。さらに奥行方向に重なった画像を

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.

ひとつの水滴径と評価することによる水滴径の過大評価を回避するためWatershed処理[16]を行った。また，縦横比の大きな扁平形状の画像も除外するため，Circularity ≧0.50の粒子のみを抽出した。

水滴数の頻度は，2ピクセル以上で構成される粒子点数を，2048 フレームに渡り各ピクセル毎に計測し，2048 フレームの全画像点数との比で表し，式(1)に示す分布関数f(d)で規格化している。

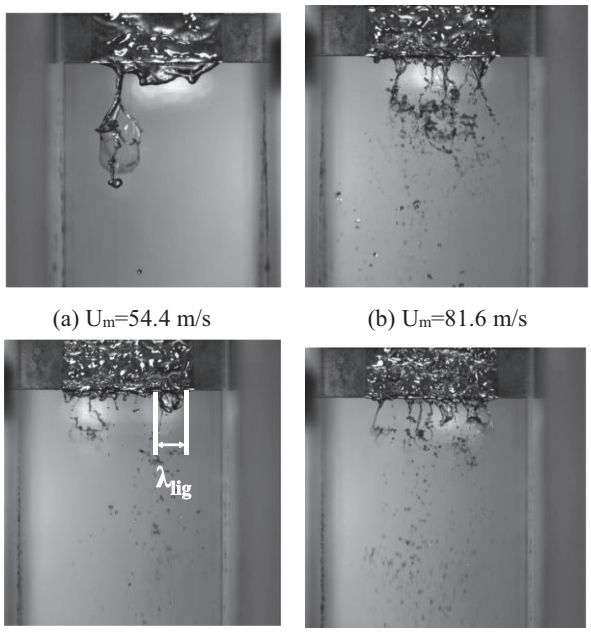
$$\sum_{i=2pixel}^{max} f(d)_i \, \Delta d_i = 1 \qquad (1)$$

中央分離板の横幅20mmを基準とし，各粒子の粒面積を実スケール［mm²］に変換した。今回の場合，中央分離板の幅20mmが366ピクセルの長さとなるため，画像面積に等価な円直径として87μmが最小水滴直径になる。

3．実験結果と考察

3.1　気流速度の影響

Fig. 3に単位長さあたりの給水流量 29.0 mm²/s, 平板端厚み0.3mmの時の各気流速度での平板端の水膜分裂状態を示す。



(a) U_m=54.4 m/s　(b) U_m=81.6 m/s

(c) U_m=108.8 m/　(d) U_m=136.0 m/s

Fig. 3　Water film breakup patterns（Qw/b= 29.0 mm²/s, R0.30）

気流速度54.4 m/sでは滴状分裂から膜状分裂に分裂状態が遷移する状態で単独水滴でのBag - typeやClub-typeに見られる投げ網状の分裂形態を呈する。気流速度81.6 m/s以上では平板端から微小な水膜塊が空間にせり出して分裂する膜状分裂[15]になり，微細な水滴が発生していることが分る。Fig. 3 (c)に示すλ_{lig}は3.5で述べる空間にせり出した水膜のスパン方向不安定波長である。平板端にせり出した水塊によって形成される凹凸波形の一波形分の凹部の最底部間の距離を測定した。

Fig. 4にQw/b = 14.5mm²/s，平板端厚み0.3 mmの水滴径頻度分布を，各気流速度に対して示す。気流速度の上昇に伴って最大水滴径とその発生頻度が減少していることが確認できる。図には参考のため安田[9]らの結果を記載した。安田らの実験ではスプレーノズルによる水の供給や翼型を用いている点，および計測位置が翼後縁から100mm下流位置等，実験方法が異なるため本実験結果と直接比較することはできないが，片対数グラフ上で概ね線形の結果となっており，本計測結果と同様な分布形態を示していることが伺える。

Fig. 4に示す274, 171, 124, 95μmの4つの水滴径はHammitt[8]らによって示された気流マッハ数Mによる臨界ウェーバ数$W_{e,cr}$の関係に本実験条件をあてはめた場合の臨界水滴径である。$W_{e,cr}$はMの関数として式(2)で近似している[15]。

$$W_{e,cr} = -25.8M^5 + 132.2M^4 - 234.5M^3 + 118.8M^2 + 45.4M + 4.1 \qquad (2)$$

気流速度54.4 m/sの場合，直径274μm以下の水滴は2次分裂せずに飛散すると考えられる。ここで，ガスタービンの吸気冷却の場合を考えてみると，ノズル噴霧水の水滴径に比べると274μmは約10倍程度大きな水滴であり，圧縮機入口案内羽根に付着した噴霧水が羽根後縁から放出されるときに，噴霧水水滴の10倍の直径を有する粗大水滴が2次分裂せずに初段動翼に衝突することになる。高速域においてはほとんどの水滴は2次分裂することになるが，それでも100μm程度の水滴は2次分裂せずに飛散することになる。

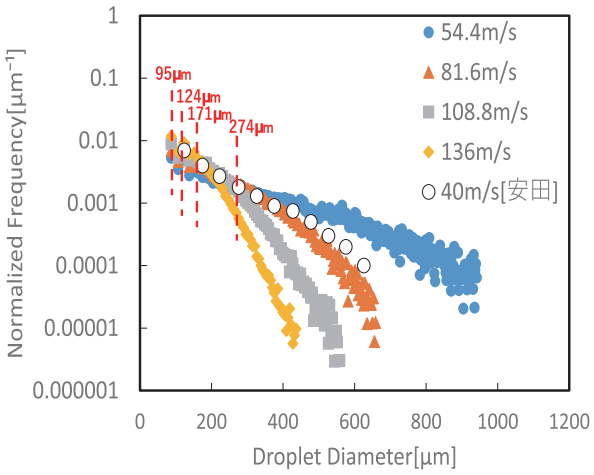


Fig. 4　Effect of airflow velocity on droplet distribution（Qw/b=14.5×mm²/s, R0.30）

3.2　給水流量の影響

Fig. 5に，平板端厚みR0.30，気流速度 U_m=54.4 m/s, 81.6 m/s, 136 m/s における，給水流量を変化したときの水滴径頻度分布を示す。気流速度が低速なU_m=54.4 m/s のときは給水流量の変化に伴う水滴径頻度分布の

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.

変化が観察されないのに対して，気流速度の増加に伴い給水流量の影響が顕在化し，給水流量の上昇に伴い粗大水滴の割合が上昇している様子が観察される。

3.3　平板端厚みの影響

Fig. 6に，給水流量Qw/b = 29.0 mm²/s，気流速度U_m=54.4 m/s, 81.6 m/s, 108.8 m/s, 136 m/s における平板端厚みを変化したときの水滴径頻度分布を示す。Fig. 5に示した給水流量の影響と同様，低速気流条件においては平板端厚みの上昇に伴う水滴径頻度分布の変化がほとんど観察されないのに対して，高速気流条件においては，平板端厚みの上昇に伴い，片対数グラフ上における水滴径頻度分布の傾きが若干低下していることから，粗大水滴の割合が上昇する傾向が読み取れる。しかし，平板端厚みが水滴径頻度分布に及ぼす影響は，給水流量が及ぼす影響と比較して軽微である様子が観察される。

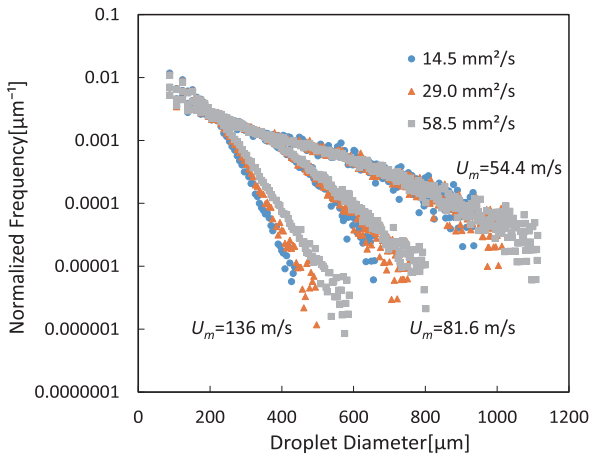


Fig. 5　Effect of water flow rate on droplet distribution（R0.30）

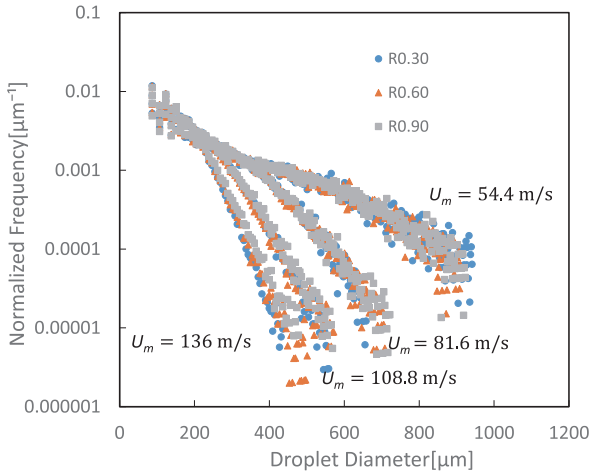


Fig. 6　Effect of thickness of plate edge on droplet distribution（Qw/b = 29.0 mm²/s）

3.4　平均水滴径

平均粒径は式(3)で示されるザウタ平均径D_{32}を算出した。各条件におけるザウタ平均径をTable 1, Table 2, Table 3に示す。この結果を用いて，気流速度とザウタ平均径の関係をプロットした図をFig. 7に示す。また，同図には，この関係についてべき関数の相関を仮定し，最小二乗法による回帰を行った結果も示す。

$$D_{32} = \frac{\sum_i n_i d_i^{\,3}}{\sum_i n_i\, d_i^{\,2}} \tag{3}$$

Table 1　Sauter Mean Diameter（R0.30）

Qw/b	Airflow velocity [m/s]			
[m²/s]	54.4	81.6	108.8	136
14.5	517	322	244	200
29.0	530	332	248	208
58.5	551	348	267	223

Table 2　Sauter Mean Diameter（R0.60）

Qw/b	Airflow velocity [m/s]			
[m²/s]	54.4	81.6	108.8	136
14.5	503	324	242	204
29.0	518	340	258	215
58.5	549	359	273	228

Table 3　Sauter Mean Diameter（R0.90）

Qw/b	Airflow velocity [m/s]			
[m²/s]	54.4	81.6	108.8	136
14.5	509	328	249	210
29.0	515	338	255	218
58.5	548	364	277	235

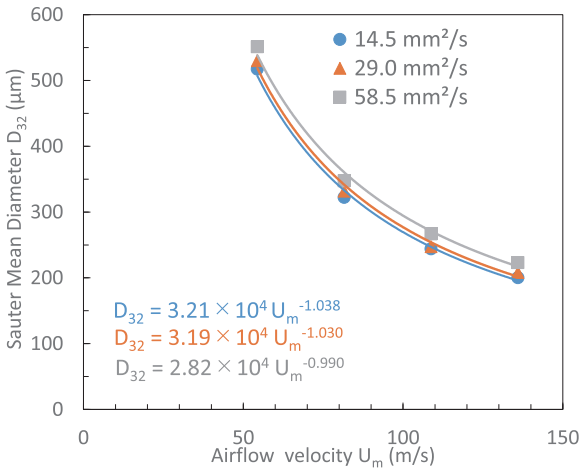


Fig. 7　Sauter Mean Diameter（R0.30）

Fig. 7からザウタ平均粒径は気流速度と概ね半比例している様子が観察できる。Gepperth[14]は，ザウタ平均粒径として，これまでに提案された予測式を自らの実験データと比較している。ザウタ平均粒径に対する気流速度の影響はべき乗で現れ，EL-Shanawany ら[17]は気流速度の−1.2乗に，Sattelmayer[18]は−1.57乗に，Ainger[19]

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.

は-1.05乗に，そしてGepperth[20]は気流速度の-0.93乗にザウタ平均粒径が比例することを示している。本研究結果はAingerとGepperthの結果に近い値を示す。一方，EL-ShanawanyとSattelmayerの結果とは乖離がある。これは，AingerとGepperthの研究では平板端の直下で水滴径を計測しているのに対し，EL-ShanawanyとSattelmayerの研究ではより下流での計測を行っており，二次分裂の影響が顕在化していることが原因であると考えられる。本分析のザウタ平均粒径は，他の結果と同等な結果が得られており，一次分裂を捉えていると判断できる。

3.5　水滴径頻度分布

Fig. 4, Fig. 5, Fig. 6の結果から，本実験範囲内においては，片対数グラフ上で水滴径頻度分布が直線を示しているため，これは式(4)で示される指数分布を仮定できる。

$$f(d;\beta) = g(\beta)\exp\left(-\frac{d}{\beta}\right) \tag{4}$$

ここで，dは水滴径，βは分布を決定づける変数である。$f(d;\beta)$は確率密度関数であり，定義域における積分値が1となることから$g(\beta)$を決定できる。特に，定義域が$0 \le d \le \infty$のときは$g(\beta)=1/\beta$はとなるが，有限の$d_{min} \le d \le d_{max}$のときは，式(5)で表せる。

$$f(d;\beta) = \frac{exp\left(-\frac{d}{\beta}\right)}{\beta\left[exp\left(-\frac{d_{min}}{\beta}\right) - exp\left(-\frac{d_{max}}{\beta}\right)\right]} \tag{5}$$

βを決めることで水滴径頻度分布を規定することができる。Fig. 4に示した水滴径頻度分布を指数関数で近似した結果をFig. 8に示す。指数にかかる係数の絶対値を取り，この逆数を計算することでβが得られる。

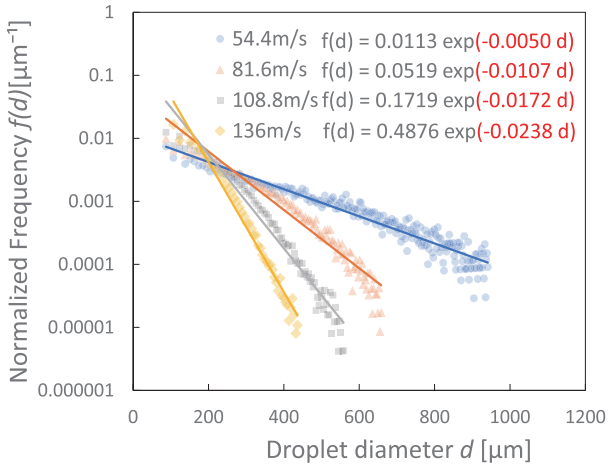


Fig. 8　Exponential approximation of droplet distribution
(Qw/b=14.5 mm²/s, R0.30)

Fig. 9に，平板端厚みがR0.30，給水流量条件がQ_w/b = 14.5 mm²/s, 29.0 mm²/s, 58.5 mm²/sのときの気流速度とβの関係を示す。図中にはべき乗近似した結果を破線で示す。各結果の相関係数から，いずれの給水流量条件についても，気流速度とβの関係はべき乗近似式と極めてよい一致を示すことが分かる。

同様に，給水流量，平板端厚み条件についても，βをこれら変数のべき乗で近似した。結果をTable 4に示す。給水流量に関しては，気流速度108.8m/s以上ではβは給水流量のべき乗式としての近似が良好であるが，81.8m/s以下での相関は低下する。同様の結果は，平板端厚みに対しても現れているが，べき乗近似式の指数は給水流量の場合よりも小さく，βに対する影響が少なくなっていることを示している。

以上より，βの値には気流速度が最も強い影響を及ぼし，その関係はべき乗式で良好に近似できる。一方で，給水流量と平板端厚みの変化に伴うβの変化のべき乗近似は，低速気流条件ではβの変化に及ぼす給水流量や平板端厚みの影響が殆ど見られないものの，高速気流条件では，給水量に関してはある程度の相関性を示す。

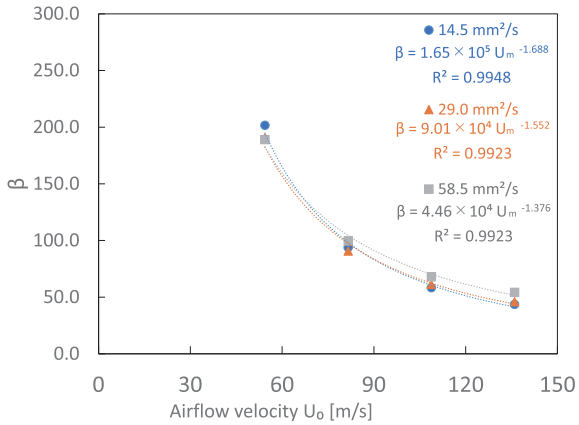


Fig. 9　Effect of airflow velocity on β　(R0.30)

Table 4　Power Approximation for β
(Application range 87 ≤ d ≤ 1113 μm)

factor	Water flow rate [mm²/s]	Correlation equation	Correlation coefficient R^2
Airflow velocity [m/s]	14.5	$\beta=1.65\times10^5\ U_m^{-1.69}$	0.9948
	29.0	$\beta=9.01\times10^4\ U_m^{-1.55}$	0.9923
	58.5	$\beta=4.46\times10^4\ U_m^{-1.38}$	0.9923
factor	**Airflow velocity [m/s]**	**Correlation equation**	**Correlation coefficient R^2**
Water flow rate [mm²/s]	54.4	$\beta=226\ (Qw/b)^{-0.046}$	0.8344
	81.6	$\beta=81.8\ (Qw/b)^{0.043}$	0.4064
	108.8	$\beta=43.0\ (Qw/b)^{0.11}$	0.9631
	136	$\beta=28.0(Qw/b)^{0.16}$	0.9229
Plate edge thickness [mm]	54.4	$\beta=192\ R^{-0.033}$	0.5547
	81.6	$\beta=90.0\ R^{-0.030}$	0.6470
	108.8	$\beta=63.9\ R^{0.080}$	0.9177
	136	$\beta=49.3\ R^{0.12}$	0.6847

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.

3.6　一次分裂で生じる水滴径頻度分布の近似式

βを式(6)で示すように，気流速度U_m［m/s］のζ乗，給水流量 Q_w/b［m^2/s］のη乗，平板端厚みR［m］のθ乗，定数e^{γ}の積で近似する。

$$\beta(U_m, Q_w/b, R) = U_m^{\zeta}\left(\frac{Q_w}{b}\right)^{\eta} R^{\theta} \exp\gamma \tag{6}$$

式(6)は，対数を取ることで線形式になるため，重回帰分析を行う。

$$\ln\beta = \gamma + \zeta \ln U_m + \eta \ln\left(\frac{Q_w}{b}\right) + \theta \ln R \tag{7}$$

Table 5に重回帰分析の結果を示す。得られた指数の値，その不偏標準誤差，および各実験パラメータに関するP値[21]を示す。ここでP値は，それぞれの実験パラメータが水滴径頻度分布に及ぼす有意確立を示し，一般的にP値が5％を下回ると，そのパラメータは目的変数に対して関係性があると判断できる。すなわち，気流速度と給水流量に関するP値は非常に小さく，これらのパラメータは水滴径頻度分布に影響を及ぼすと考えられるが，平板端厚みに関するP値は約6％と大きく，本実験範囲内においては，平板端厚みの変化は水滴径頻度分布に有意な影響を与えないか，与えるとしても非常に小さい影響となることが考えられる。

また，Table 5に示した指数の値から水滴径分布の確率密度関数は，気流速度にかかる指数が負，他は正の値となる。これは，気流速度の上昇に伴い粗大水滴の割合は減少し，給水流量および平板端厚みの増加に伴い粗大水滴の割合は上昇するということを示しており，Fig. 4, Fig. 5で示した傾向と一致する。また，この指数の絶対値を比較すると，気流速度にかかる指数の値が他のものと比較して15倍以上と，最も影響を与えるパラメータになっていることも確認できる。

Table 5　Results of multiple regression analysis

Parameter		Air velocity	Water flow rate	Edge thickness
Multiplier	γ	ζ	η	θ
	12.35	-1.46	0.086	0.051
Standard deviation	0.16	0.035	0.020	0.026
P-value	-	1.35E-29	2.62E-04	5.96E-02

Fig. 10に，実験結果の水滴径分布から直接得られたβの値と，式(6)とTable 5から算出したβの値を比較した結果を示す。気流速度が遅い領域では，実験結果と計算結果にばらつきが見られるが，レイノルズ数と臨界ウェーバ数が実機同等となる，高速気流条件（β<100）では実験結果と計算結果が良好に一致しており，この領域では本研究で確立した近似式について一定の信頼性が得られたものと考えられる。

3.7　水膜の分裂周期

水膜分裂の撮影画像から，平板端での水膜分裂には周期性が観察された。Fig. 11は平板端より40mm下流位置を通過する水滴量の時間変化を示した図である。水滴通過量は間欠的であることが分かる。この通過水滴量の変化を離散フーリエ変換し，そのパワースペクトル密度のピーク値を計測した。t［フレーム］($0 \leq t < N$) における水量を$x(t)$とおくと，離散フーリエ変換式$X(f)$は式(8)[22]で定義される。

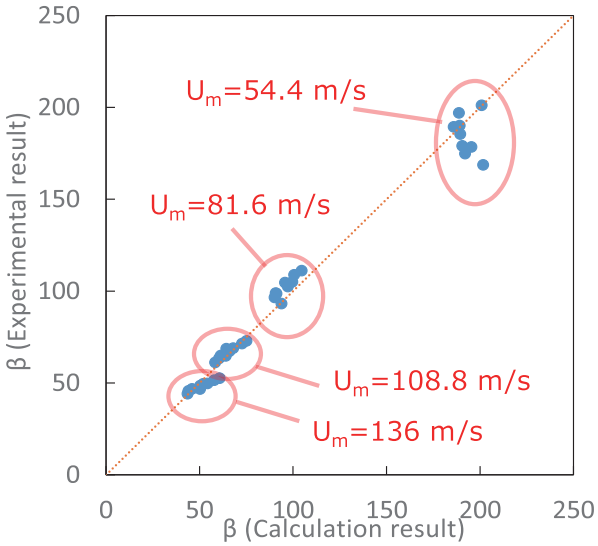


Fig. 10　Comparison of experimental and calculated result of β

$$X(f) = \sum_{k=0}^{N-1} x(k) exp\left(\frac{-2\pi i \times k}{N}\right) \tag{8}$$

ここで，Nは撮影画像の全フレーム数，πは円周率，iは虚数である。離散フーリエ変換の結果からパワースペクトル$|X(f)|^2$の計算を行った。パワースペクトルは約160Hzにピーク値を持つ。この周波数は次節で述べる平板上に生じる不安定波の周波数に比べると低い。平板端には実際には液溜まりが生じ，この液溜りの量が水膜分裂の周期に影響を及ぼしていると考えられる。

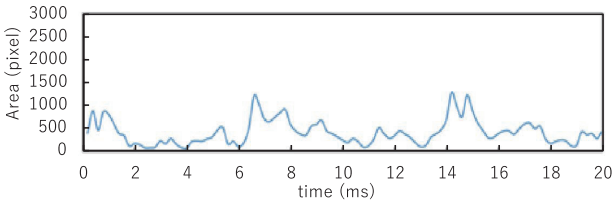


Fig. 11　Change in total pixel numbers of droplets
(U_m=108.8 m/s, Q_w/b=29 mm^2/s, R0.30)

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.

3.8　水膜分裂モデルに関する考察

Gepperth[11]は，気流によって流される水膜の平板端からの飛散現象と，水膜上の不安定流を関連付けた考察を行い，水膜分裂モデルを提案している。Fig. 12の左の写真は本実験による中央分離板上の流れを示したものである。水膜にはケルビン- ヘルムホルツ不安定性（K-H不安定性）に起因する不安定波が発現している。右はGepperthによって示された水膜分裂モデルの概要[11]である。

分裂モデルについて簡単に説明する。K-H不安定性によって水膜に生じる不安定波の周波数は式(9)[13]で示される。

$$f_{wav} \cong \left(\frac{du_g}{dy}\right)_{max}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \tag{9}$$

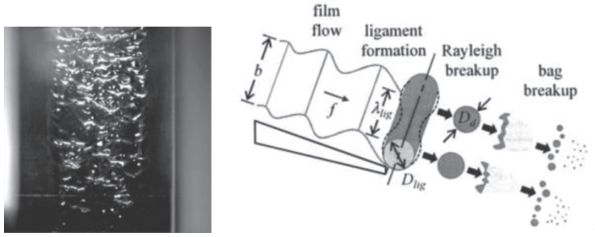


Fig. 12　K-H instability and Gepperth model.[11]
（U_m=81.6m/s, Qw/b=29.0 mm²/s）

右辺は気流の最大速度勾配と，気流と水膜の密度比の積である。ここでは最大速度勾配は，水膜が存在しないときのダクト断面の気流速分布における水膜厚さに相当する位置での速度勾配を用い，気流分布は1/7乗則から，また，水膜厚さは平板上の水膜に作用する力の釣り合いによる簡易的な運動方程式から算出した[15]。

Gepperthはf_{wav}と水滴飛散周期が同期すると仮定し，一度に飛散する水塊は平板端において，直径D_{lig}の円柱形状になるとモデル化した。この円柱の高さ，即ち水膜幅をbとし，単位時間あたりの給水流量をQ_wとすると，式(10)に示す質量保存則が成立する[11]。

$$\pi\frac{D_{lig}^2}{4}b = \frac{Q_w}{f_{wav}} \tag{10}$$

この円柱にはレイリー不安定性により，くびれが周期的に生じる。この波長をλ_{lig}とすると，式(11)が成立する[11]。

$$\lambda_{lig} = 4.508D_{lig} \tag{11}$$

式(10)，(11)より，式(12)が得られる。

$$\lambda_{lig} \cong 4.508\left(\frac{4}{\pi}\frac{\frac{Q_w}{b}}{f_{wav}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{12}$$

このλ_{lig}で表される長さの水膜が，空間にせり出し分裂を生じるひとつの水塊と考えることができる。λ_{lig}に関しては，気流の渦度厚さおよび渦度厚さを代表長さとするウエーバ数の関数として表すことが提唱されている[23,24]が，ここでは，水膜流量と関連付けるGepperthモデルを用いる。なお，Gepperthモデルでは平板端厚みは考慮していないが，平板端の液溜まりの形成は平板端厚みの影響を受けると考えられる。

Gepperthモデルでは水膜の不安定波の周波数f_{wav}と水滴飛散周波数f_{sp}が同期すると仮定しているが，実際には平板端での液溜りの影響が現れる。水膜不安定波の周波数f_{wav}と水滴飛散周波数f_{sp}を1：1で結び付けずに，1：αで結びつける係数αを導入してGepperthモデルを修正する。つまり，αを式(13)で定義する。

$$\alpha = \frac{f_{wav}}{f_{sp}} \tag{13}$$

Gepperthモデルで，一度に飛散する水塊の体積はα倍になるから，式(10)は式(14)式のように変形できる。

$$\pi\frac{D_{lig}^2}{4}b = \frac{Q_w}{f_{sp}} = \alpha\frac{Q_w}{f_{wav}} \tag{14}$$

式(14)と式(11)から，修正Gepperthモデルは式(15)のように示せる。

$$\lambda_{lig} \cong 4.508\left(\frac{4}{\pi}\alpha\frac{\frac{Q_w}{b}}{f_{wav}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{15}$$

Fig. 13に気流速度とαの関係を示す。給水流量Q_w/b = 58.5 mm²/sの条件ではα ≒1となり，既往モデルの適用範囲であると考えられる。 しかし，Q_w/b = 14.5mm²/s，29.0 mm²/sの条件では気流速度の増加に伴ってαは増加している。αは給水流量が少なくなるほど，また気流速度が増加すほど，1から大きくずれてくる。

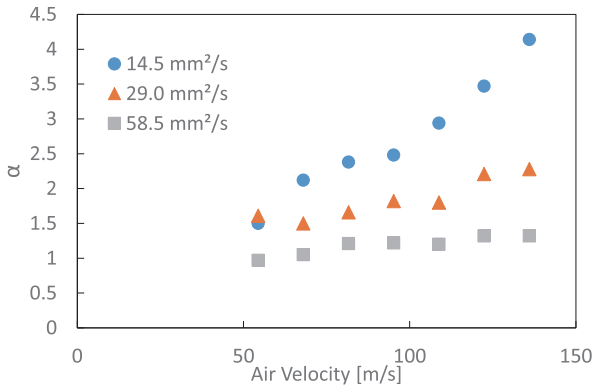


Fig. 13　Ratio of wave frequency and discharged water frequency, α （R0.30）

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.

Table 6 Values of fwav , fsp , and α

Qw/b [mm²/s]	U_m [m/s]	54.4	68.0	81.6	95.2	108.8	122.4	136.0
14.5	fwav [Hz]	75	169	238	322	441	625	869
	fsp [Hz]	50	80	100	130	150	180	210
	fwav/fsp=α	1.5	2.1	2.4	2.5	2.9	3.5	4.1
29.0	fwav [Hz]	81	120	166	237	288	398	480
	fsp [Hz]	50	80	100	130	160	180	210
	fwav/fsp=α	1.6	1.5	1.7	1.8	1.8	2.2	2.3
58.5	fwav [Hz]	58	84	121	159	192	238	277
	fsp [Hz]	60	80	100	130	160	*180*	*210*
	fwav/fsp=α	1.0	1.1	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3

Fig. 14に画像から計測したλ_{lig}と，式(9)および(15)から算出したλ_{lig}を示す。画像計測によるλ_{lig}は20点の計測結果の平均値で，エラーバーは不偏標準偏差を示す。また，Table 6にはλ_{lig}の算出に用いた水膜不安定波の周波数f_{wav}の計算値と，計測位置を通過する水滴量変化から求めた水膜分裂周期f_{sp}を示す。Table 6において，Q_w/b=58.5で，空気流速122.4, 136 m/sの水滴飛散周波数f_{sp}は，パワースペクトルに明確なピークが見られないため，他の給水流量の結果と同じと仮定した。Fig. 14に示すように，修正モデルの値は実験結果と一致することから，修正モデルを用いることで一次分裂の核となる水塊の体積をよりよい精度で予測することが可能と考えられる。

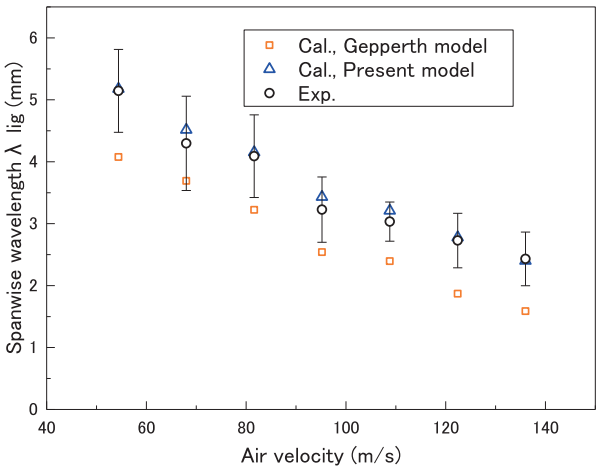


Fig. 14 Comparison of measured and calculated λ_{lig} (Qw/b=29.0 mm²/s, R=0.3)

4．結論

平行気流中に設置された平板端から飛散する水滴を高速度カメラで撮影し，その撮影画像処理によって平板端から飛散する水滴径分布を計測し，水滴分布に及ぼす気流速度，給水流量，平板端厚みの影響を調べ，以下の結論を得た。

(1) 高速度カメラによる撮影像を二値化することで水滴径頻度分布の取得を行い，本実験条件では水滴径頻度分布は指数分布を示すことを確認した。

(2) 水滴径頻度分布を，気流速度，給水流量，平板端厚みを変数とする式で近似し，重回帰分析によりその関数形を求めた。水滴径頻度分布には気流速度が最も影響を及ぼす因子であり，給水流量および平板端厚みは，気流速度の高速域においてわずかに影響が現れるが。気流速度に比べて水滴径分布への影響は少ない。

(3) 水膜分裂の際に平板端に生じる液溜まりに着目した既往一次分裂モデルの修正を提案し，平板端に発生するスパン方向不安定波の波長を実験結果と比較し，修正モデルの有効性を確認した。一次分裂水滴の発生メカニズムの解明として，一次分裂の核となる水塊体積の予測精度の向上が見込まれる。

謝辞

本研究は，東北電力株式会社と東北大学の共同研究部門である電力エネルギー未来技術共同研究部門で実施されたもので，東北電力株式会社からは研究遂行に対して多くの支援を頂きました。深く感謝の意を表します。

参考文献

(1) Moore, M., Sieverding, C. H., "Two-phase steam in turbine and separators", Hemisphere Pub. Corp., (1976).

(2) 宇多村元昭, ガスタービン吸気水噴霧冷却技術, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 37, No. 4 (2009), pp. 203-209.

(3) Koizumi, M., Utamura, M, Yano, T., Nakano, S., Shibata, T., Myoren, C., "CFD Analysis of Water Droplet Behavior in Axial Flow Compressor", Int.J. Gas Turbine, Propulsion and Power Systems, Vol. 8, No. 3 (2016), pp. 12-19.

(4) Tsubouchi, K., Yasugahira, N., Yoshida, S., Kaneko, R., Sato, T., "An Evaluation of Water Droplet Erosion for Advanced Large Steam Turbine", Advanced in Steam Turbine Technology for Power Generation, PWR-Vol. 10, ASME, Book No. G00518 (1990)

(5) 伊藤洋茂，岡部永年，“金属材料の液滴エロージョン評価，”日本機械学会論文集 A編, vol. 59, no. 567, pp. 2736-2741, 1993,

(6) 内田竜郎, 大友文雄 "吸気冷却ガスタービン入口案内羽根後縁から噴霧する水滴の挙動と圧縮機動翼の侵食評価", 日本ガスタービン学会誌, Vol. 42, No. 3, (2014).

(7) Flock, A. K., Guildenbecher, D.R., Chen, J., Sojka, P.E., and Bauer, H.J., "Experimental statistics of droplet trajectory and air flow during aerodynamic fragmentation of liquid drops", International Journal of Multiphase Flow, 47 (2012) pp. 37-49.

(8) Hammitt, F. G., Krzeczkowski, S., and Krzyżanowski, J., “Liquid film and droplet stability consideration as applied to wet steam flow,” Forsch. im Ingenieurwes., vol. 47, no. 1, pp. 1-14, 1981,

(9) 安田貴旭, 渡辺紀徳, 姫野武洋, 南希, “噴霧流れ中の圧縮機翼周りの液挙動に翼後縁半径が及ぼす影響”，第47回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, C-15

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.

(2019). pp. 1-6.

⑽ Lefebvre, A. H., "Gas Turbine Combustion", Taylor & Francis, (1983).

⑾ Gepperth, S., Guildenbecher, D., Koch, R., and Bauer, H.-J., "Pre-filming primary atomization: Experiments and modeling", ILASS-Europe 2010, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Syatems, Brno, Czech Republic, (2010).

⑿ Rayleigh, L., "On the Instability of Jets", Proceedings of the London Mathematical Society s1-10 (1),pp. 4-13. (1878).

⒀ Villermaux, E., "On the role of viscosity in shear instabilities", Physics of Fluid, 10 (2), pp.368-373, (1998).

⒁ Gepperth, S., Koch, R., and Bauer, H.-J., "Analysis and Comparison of Primary Droplet Characteristics in the Near Field of a Prefilming Airblast Atomizer," in Volume 1A: Combustion, Fuels and Emissions, 2013.

⒂ 松崎悠, 中野晋, 鳥山温美, 竹田陽一, 佐藤公仁弘, "気流中に放出する水膜の分裂形態に関する研究," 日本ガスタービン学会誌, vol. 43, no. 6, pp. 451-457, 2015.

⒃ Schneider, C. A., Rasband, W. S., and Eliceiri, K. W., "NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis," 2012.

⒄ El-Shanawany, et.al., "Airblast atomiztion: The effect of linear scale on mean drop size" Journal of Energy, 4 (4), pp.184-189, 1980.

⒅ Sattelmayer, T., and Witting, S., "Internal flow effects in prefilming airblast atomizers: Mechanisms of atomization and droplet spectra" Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 108 (86-GT-150), pp. 465-472, 1986.

⒆ Aigner, M. M., "Charakterisierung der bestim-menden einflussgrossen bei der luftgestutzten zerstaubung: physikalische grundlagen und messtechnische erfassung" PhD thesis, Institute fur Thermische Stromungsmaschinen (ITS), Universtitat Karlsruher, 1986.

⒇ Gepperth, S., Muller, A., Koch, R., and Bauer H.-J., "Ligament and droplet characteristics in prefilming airblast atomization" in ICLASS, 12th Triennial International Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 2012

㉑ Vickers, A. J., 竹内正弘訳, p値とは何か, 丸善出版, 2013.

㉒ 中村尚五, ビギナーズデジタルフーリエ変換 (ビギナーズ), 東京電機大学出版局, (1989).

㉓ Marmottant, P., and Villermaux, E "On spray formation", J. Fluid Mech. 498, 73, 2004.

㉔ Inoue, C., and Maeda, I., "On the droplet entrainment from gas-sheared liquid film", Physics of Fluids 33, 011705, 2021.

Download service for the GTSJ member of ID , via 216.73.216.134, 2025/07/15.