┫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}

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

原稿受付 2021年3月30日 查読完了 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 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¹⁰⁰においても扱われる現象である。 Gepperth¹¹¹らは液膜流の不安定性理論^{102,133}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¹⁴⁴,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 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崎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ImageJⁱⁱⁱ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 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⁶⁶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。

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

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87 µ m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



(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Clubtype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¹⁶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 ligkt 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[®]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_{ecr}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_{ecr}はMの関数として式(2)で近 似している¹⁵。

$$W_{e,cr} = -25.8M^5 + 132.2M^4 - 234.5M^3 + 118.8M^2 + 45.4M + 4.1$$
(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 $(Qw/b{=}14.5 \times mm^2/s, \ R0.30)$

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 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 Um=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 $(Qw/b = 29.0 \text{ mm}^2/\text{s})$

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D32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。

$$D_{32} = \frac{\sum_{i} n_{i} d_{i}^{3}}{\sum_{i} n_{i} d_{i}^{2}}$$
(3)

Table 1 Sauter Mean Diameter (R0.30)

Qw/b	Airflow velocity [m/s]					
[m ² /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 Saute	· Mean	Diameter	(R0.60)
---------------	--------	----------	---------

Qw/b	Airflow velocity [m/s]					
[m ² /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]					
[m ² /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。Gepperth¹⁴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¹⁰は気 流速度の-1.2乗に、Sattelmayer¹⁸は-1.57乗に、Ainger¹⁹ は-1.05乗に、そしてGepperth²⁰¹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。

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

$$f(d;\beta) = \frac{exp\left(-\frac{d}{\beta}\right)}{\beta\left[exp\left(-\frac{d_{min}}{\beta}\right) - exp\left(-\frac{d_{max}}{\beta}\right)\right]}$$
(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 $(Qw/b{=}14.5\ mm^2/s,\,R0.30)$

Fig. 9に, 平板端厚みがR0.30, 給水流量条件がQw/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 $87 \le d \le 1113 \ \mu m$)

factor	Water flow rate [mm ² /s]	Correlation equation	Correlation coefficient R ²
Airflow	14.5	β =1.65×10 ⁵ U _m ^{-1.69}	0.9948
velocity	29.0	$\beta = 9.01 \times 10^4 U_m^{-1.55}$	0.9923
[m/s]	58.5	β =4.46×10 ⁴ U _m ^{-1.38}	0.9923
for a train	Airflow	Correlation	Correlation
factor	velocity [m/s]	equation	coefficient R^2
	54.4	β =226 (Qw/b) ^{-0.046}	0.8344
Water flow rate [mm ² /s]	81.6	β =81.8 (Qw/b) ^{0.043}	0.4064
	108.8	β =43.0 (Qw/b) ^{0.11}	0.9631
	136	$\beta = 28.0 (Qw/b)^{0.16}$	0.9229
	54.4	β =192 R ^{-0.033}	0.5547
Plate edge thickness [mm]	81.6	β =90.0 R ^{-0.030}	0.6470
	108.8	β =63.9 R ^{0.080}	0.9177
	136	β =49.3 R ^{0.12}	0.6847

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 [m²/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。

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

1 able 5 Results of multiple regression analysis	Table 5	Results	of multiple	regression	analysi
--	---------	---------	-------------	------------	---------

Parameter			Water flow	Edge
		Air velocity	rate	thickness
Multiplion	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。 $t[フレーム](0 \le t < N)$ 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)²²⁰で定義される。



Fig. 10 Comparison of experimental and calculated result of β

$$X(f) = \sum_{k=0}^{N-1} x(k) exp\left(\frac{-2\pi i \times k}{N}\right)$$
(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 $(U_m=108.8 \text{ m/s}, Q_w/b=29 \text{ mm}^2/\text{s}, R0.30)$

3.8 水膜分裂モデルに関する考察

Gepperth^{III}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^{III}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)¹³³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⁽⁵⁾。

Gepperthは*fwav*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*Dig*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Qw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_{ig}とすると、式(11)が成立する⁽¹¹⁾。

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

式(10)、(11)より、式(12)が得られる。

$$\lambda_{lig} \simeq 4.508 \left(\frac{4}{\pi} \frac{Q_w}{f_{wav}} \right)^{\frac{1}{2}}$$
(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^{(2),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_{sb} 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_{sb} 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。

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

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

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

Fig. 13に気流速度と α の関係を示す。給水流量Qw/ b = 58.5 mm²/sの条件では $\alpha = 1$ 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、Qw/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, $\alpha \quad ({\rm R0.30})$

Qw/b [mm²/s]	U _m [m/s]	54.4	68.0	81.6	95.2	108.8	122.4	136.0
	fwav [Hz]	75	169	238	322	441	625	869
14.5	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
	fwav [Hz]	81	120	166	237	288	398	480
29.0	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
	fwav [Hz]	58	84	121	159	192	238	277
58.5	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

Table 6 Values of fwav , fsp , and $\,\alpha$

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_{sb} 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。



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

(2019). pp. 1-6.

- Lefebvre, A. H., "Gas Turbine Combustion", Taylor & Francis, (1983).
- (1) 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 Systems, Brno, Czech Republic, (2010).
- (12) Rayleigh, L., "On the Instability of Jets", Proceedings of the London Mathematical Society s1-10 (1),pp. 4-13. (1878).
- (13) Villermaux, E., "On the role of viscosity in shear instabilities", Physics of Fluid, 10 (2), pp.368-373, (1998).
- (14) 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.
- (15) 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.
- (16) Schneider, C. A., Rasband, W. S., and Eliceiri, K. W., "NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis," 2012.
- (17) El-Shanawany, et.al., "Airblast atomiztion: The effect of linear scale on mean drop size" Journal of Energy, 4 (4), pp.184-189, 1980.

- (18) 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.
- (19) 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.
- (20) 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
- 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.