



ウェーブレット多重解像度を用いた 凝縮噴流画像の分離*

木村 元昭¹, 武居 昌宏¹, 斎藤 兆古², 堀井 清之³, 斎間 厚¹

Separation of Condensation Jet Image Using Wavelets Multiresolution

Motoaki KIMURA, Masahiro TAKEI, Yoshifuru SAITO,
Kiyoshi HORII and Atsushi SAIMA

ABSTRACT

This paper describes the application of discrete wavelet transform to the analysis of condensation jets in order to clarify the fluid and heat transfer phenomenon. The condensation jets in nozzle vicinity are experimentally visualized with laser light sheet method to obtain the condensation particle density images of the jets. The image of the condensation particle density in the jet is decomposed to the mean value and the fluctuation value images by means of wavelet multiresolution. The dominant temperature boundary and the mean component outside boundary were provided from wavelet separation images. These boundaries were compared with the temperature distribution provided from the experimental result.

Keywords : Visualization, Discrete wavelets transform, Jet diffusion, Condensation, Lls

1. 緒 言

凝縮噴流は、管内流れ、ノズルからの排気、および空気調和などの流体機器に関係して、重要な研究分野である。凝縮は一般的に、断熱膨張や混合により、過飽和状態の飽和蒸気が冷却されて生成される。例えば現在まで、断熱膨張による凝縮の研究については、クラウドチャンバー内の凝縮メカニズム¹⁾、翼面近傍の遷音速流れ²⁾、ラバルノズル内の高速流体中に生じる凝縮流れが主に研究されてきた^{3),4)}。一方、混合による凝縮の研究については、冷却乾燥空気と高湿度空気との混合で生じる凝縮噴流が主に研究され、凝縮粒子と乱流構造の関係をモデル化して乱流強度が計算された⁵⁾。筆者らは混合による凝縮噴流の一例として、冷却乾燥空気がノズルより高湿度雰囲気へ噴出された場合について、噴流内の凝縮粒子の速度分布を測定し、噴流拡散に及ぼす凝縮粒子の影響に関する実験的な研究を行った⁶⁾。その結果、凝縮粒子の存在により噴流の半径方向への運動量拡散が促進され

ることを明らかにした。

このような状況において、筆者らは凝縮噴流の速度分布からだけでなく、その画像情報をウェーブレット処理することにより、噴流拡散に関する詳細な解析の可能性について提案した⁷⁾。ウェーブレット画像処理は、時間空間情報を残したまま周波数特性を得ることができる特徴抽出手段である⁸⁾。周波数解析については、フーリエ変換を行うことが常套手段であり、2次元画像の空間周波数特性を得るために、窓関数を用いるフーリエ変換や短時間フーリエ変換の工夫が成されている。しかし、周波数精度と空間精度には相反する、いわゆる不確実性が存在する。また、変化率の大きいパルス状のデータに対してスペクトラムが拡散する性質がある。

一方、離散ウェーブレット変換では、2次元画像の解析に適した基底関数の次数を選定することにより、周波数精度および空間精度を保ち、かつ、空間情報を残したまま周波数特性を得ることができる。さらに、変化率の大きなデータに対して収束する性質を有している。これらの特徴から、流体力学分野の画像における乱流構造の解析に用いられている。例えば、筆者らは離散ウェーブレットの特徴のひとつである正規直交系の多重解像度解析を噴流画像の解析に適用し⁹⁾、LiらはロブジェクトのLIF画像から、乱流構造のマルチスケールを可視化し

* 原稿受付 2002年4月10日
2001年7月 第29回可視化情報シンポジウムにて一部講演
¹ 正会員 日本大学理工学部機械工学科
² 法政大学工学部
³ 正会員 白百合女子大学共通科目

た¹⁰⁾。本研究は、離散ウェーブレット画像処理を、凝縮噴流の2次元凝縮粒子濃度画像に適用し、さらに、その有用性を温度分布から検討することに、新規性が存在する。

本研究では、冷却乾燥空気が円形ノズルより高湿度雰囲気中に噴出されたとき、ノズル近傍より発生する凝縮粒子の2次元画像を、離散ウェーブレット多重解像度に分解し、その凝縮粒子濃度の平均値成分と変動成分との分離を行い、凝縮噴流構造のより詳細な可視化を行うことを目的としている。さらに、凝縮噴流の温度分布を考察することにより、その妥当性の検討を行うことも目的としている。

2. 実験

2.1 実験装置・方法・条件

Fig. 1 は実験装置を示したものであり、円形ノズルへ冷却乾燥空気を生成供給する部分、ノズル周囲へ高湿度空気を生成供給する部分、および計測部からなる。冷却乾燥空気を生成供給する部分では、圧縮機 A により空気を活性化アルミナ型乾燥器に供給し、露点温度が -40°C になるように乾燥させた。その乾燥空気内の $0.01\ \mu\text{m}$ 以上の粒子をフィルタにより除去し、それを冷却装置により冷却した。そして、冷却乾燥空気は、ノズル直径 $d = 10.0\ \text{mm}$ の円形ノズルより、噴出温度： $T_0 = 0^{\circ}\text{C}$ 、噴出速度： $U_0 = 4.5\ \text{m/s}$ の条件で、高湿度雰囲気中に噴出された。噴流の流れ方向の計測軸を z 、流れと直角方向の計測軸を r とした。一方、高湿度空気を生成供給する部分では、圧縮機 B からの空気を2点温度法により所望の温度・湿度に設定して高湿度空気を生成し、整流格子を通して計測部に供給した。2点温度法による湿度設定方法とは、一定温度 T_{sat} に保たれた飽和容器内において供給された空気を蒸気により飽和し、その飽和した空気が所定の温度 T_t に加熱される時、相対湿度 ϕ を

$$\phi = (P(T_t) / P(T_{sat})) \times 100 \quad (1)$$

で定義して湿度を設定する方法である。ここで、 $P(T_{sat})$ と $P(T_t)$ は、それぞれ T_{sat} 、 T_t における飽和圧力である。高湿度雰囲気の温度： T_e は 40°C 一定とし、その相対湿度： ϕ は、100%と90%の2種類とした。さらに、比較

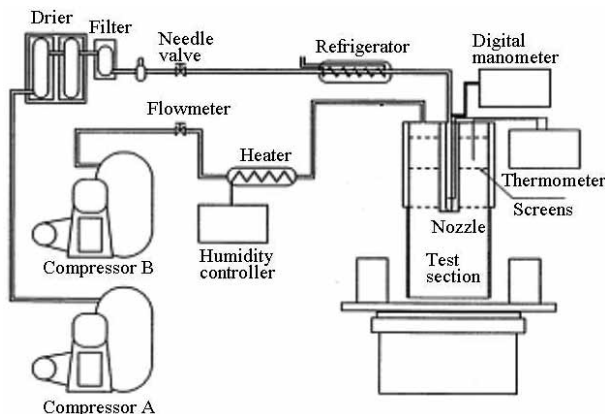


Fig. 1 Experimental apparatus and test section.

のため通常空気雰囲気内に前述の冷却乾燥空気を噴出させ、凝縮粒子が発生しない単相噴流を用いた実験も行った。計測部への高湿度雰囲気の供給流量は、測定部内の温度および湿度条件を一定に保つために、主噴流と周囲雰囲気の混合や測定部開口端からの外気流入を考慮し、主噴流のエントレインメントで持ち去られる測定部内加湿空気量に適合した流量とした。ここで、吸入する大気に一定濃度の粒子が存在していることを前提として、上述のように空気供給源から測定部の間にフィルタを設け $0.01\ \mu\text{m}$ 以上の粒子を除去した空気を主噴流および周囲雰囲気として供給し、一定の粒子径および粒子濃度の元で実験を行うように試みた。計測部は、一辺が $300\ \text{mm}$ の正方形断面、長さ $500\ \text{mm}$ の透明アクリル製で、上部より高湿度空気が供給され、下部は大気に開放してある。ノズル出口から下部までの長さは $500\ \text{mm}$ と十分な距離があり、計測部内部の高湿度雰囲気はノズル出口付近においては外部の大気の影響は無いものとする。

この実験装置を用いて噴流画像を取得し、さらに噴流の温度分布を測定した。アルゴンイオンレーザーライトシートにより噴流内の凝縮粒子を可視化し、CCDカメラ(chori-america, XC-003, 1/3インチ, 768×494 pixels, RGB, S/N 比 59dB) で 1.0 秒間露光撮影し、画像処理領域は $100 \times 50\ \text{mm}^2$ 、解像度は $0.20\ \text{mm/pixel}$ とした。レーザーライトシートはコンヴェックスレンズとシリンドリカルレンズを用いて厚さ $1\ \text{mm}$ のシート光とした。

噴流の温度計測には、直径 $50\ \mu\text{m}$ のクロメル・アルメル熱電対を用いた。熱電対は水滴による漏電を防ぐために薄いシリコン膜でコーティングされていて、時定数は $50\ \text{ms}$ であった。

2.2 実験結果

Fig. 2 はレーザーライトシート法による凝縮噴流の可視化画像である。視野は流れ方向に $z/d = 0$ から $z/d = 15$ 、半径方向に $r/d = \pm 4$ である。Fig. 2 より、凝縮噴流においては周囲雰囲気の相対湿度が $\phi = 100\%$ から $\phi = 90\%$ と低くなると噴流半径方向の凝縮領域が減少することが分かる。

Fig. 3 は熱電対を用いて測定した10秒間の平均温度分

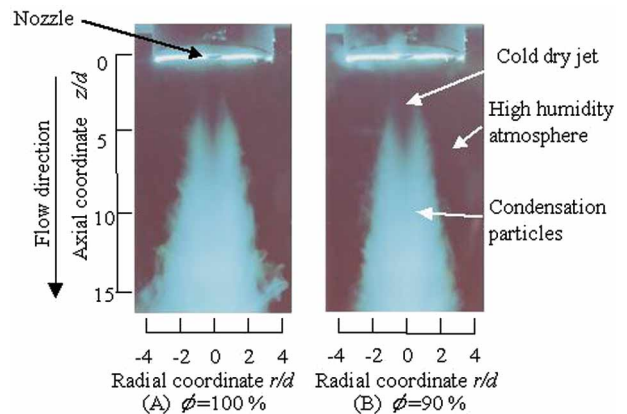


Fig. 2 Original image of condensation jets.

布であり、(A) は $\phi = 100\%$ 、(B) は $\phi = 90\%$ 、および (C) は単相噴流の平均温度分布である。縦軸はその平均温度 T を $(T-T_0)/(T_e-T_0)$ として無次元化した。噴流拡散と凝縮とにより噴出時の温度 $T_0 = 0^\circ\text{C}$ から周囲温度 $T_e = 40^\circ\text{C}$ に変化していく様子がわかる。 $z/d = 4$ より下流側では凝縮噴流の温度分布は単相噴流に対して高い傾向にある。(A) $\phi = 100\%$ の平均温度分布では、 $z/d = 4, 6, 8, 10$ と下流になるに従い、凝縮噴流温度が周囲温度に等しくなる半径位置 ($z/d = 4$ の場合のみ \downarrow で示してある) は、 $r/d = 1.4, 2.0, 2.5, 3.0$ と噴流外側に移動する。(B) $\phi = 90\%$ の場合には、相対湿度に対する露点温度 38°C の線を DPT (Dew point of temperature) として示してある。この図より $\phi = 90\%$ の平均温度分布では、 $z/d = 4, 6, 8, 10$ と下流になるに従い、凝縮噴流温度が露点温度に等しくなる半径位置 ($z/d = 4$ の場合のみ \downarrow で示してある) は、 $r/d = 1.4, 2.0, 2.0, 2.0$ となり、 $\phi = 100\%$ の場合と比べて、 $z/d = 8, 10$ の下流側においてのみ噴流中心側に位置する。 Fig. 3 (A) (B) と Fig. 3

(C) とを比較すると、 $z/d = 4$ から $z/d = 10$ では、凝縮噴流中心部の平均温度は、単相噴流のそれよりも高い値を示す。これは、噴流の自由せん断層内で、冷却乾燥噴流と高湿度雰囲気との拡散混合による急激な凝縮が起こり、凝縮熱の放出により温度が増加した結果である。 Fig. 4 は各点の10秒間の平均二乗和 rms 値である温度変動分布であり、(A) は $\phi = 100\%$ 、(B) は $\phi = 90\%$ 、および (C) は単相噴流の温度変動分布である。縦軸はその温度変動分布値 t' を $t'/(T_e-T_0)$ として無次元化した。(A) $\phi = 100\%$ の場合には、 $z/d = 4, 6, 8, 10$ と下流になるに従い、温度変動分布の最高値の半径位置 ($z/d = 4$ の場合のみ \downarrow で示してある) は、 $r/d = 1.0, 1.2, 1.6, 1.6$ と、噴流外側に移動する。 Fig. 4 (B) $\phi = 90\%$ の場合には、 $z/d = 4, 6, 8, 10$ と下流になるに従い、温度変動分布の最高値の半径位置 ($z/d = 4$ の場合のみ \downarrow で示してある) は、 $r/d = 0.9, 1.0, 1.4, 1.6$ と、噴流外側に移動する。また、この位置は $\phi = 100\%$ の同位置に対して噴流中心側に位置する。 Fig. 4 (A) (B) と Fig. 4 (C) とを比較すると、

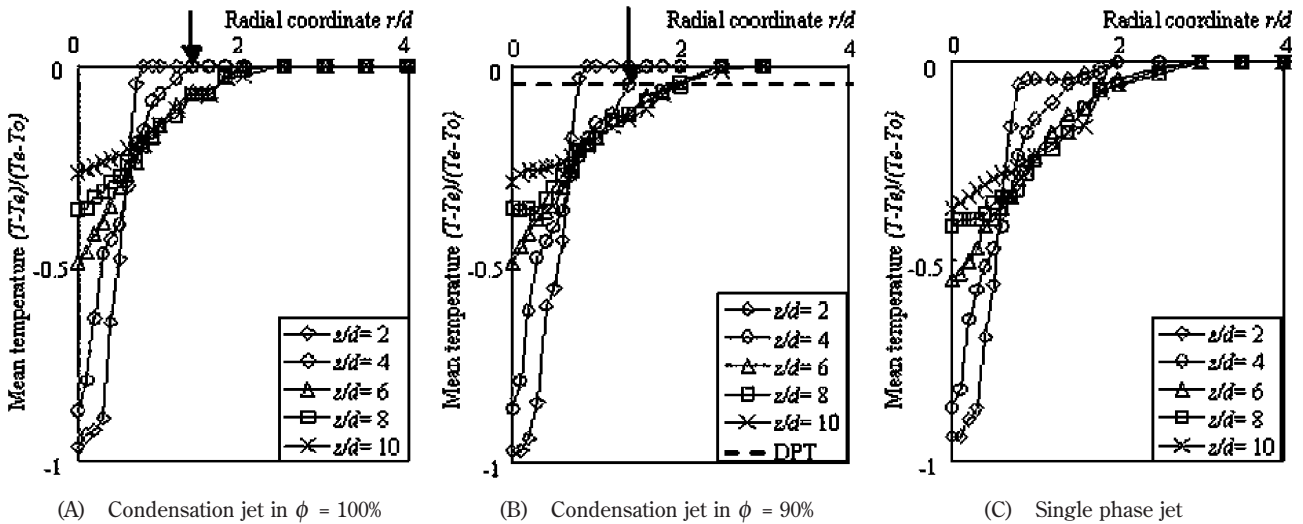


Fig. 3 Mean temperature distribution.

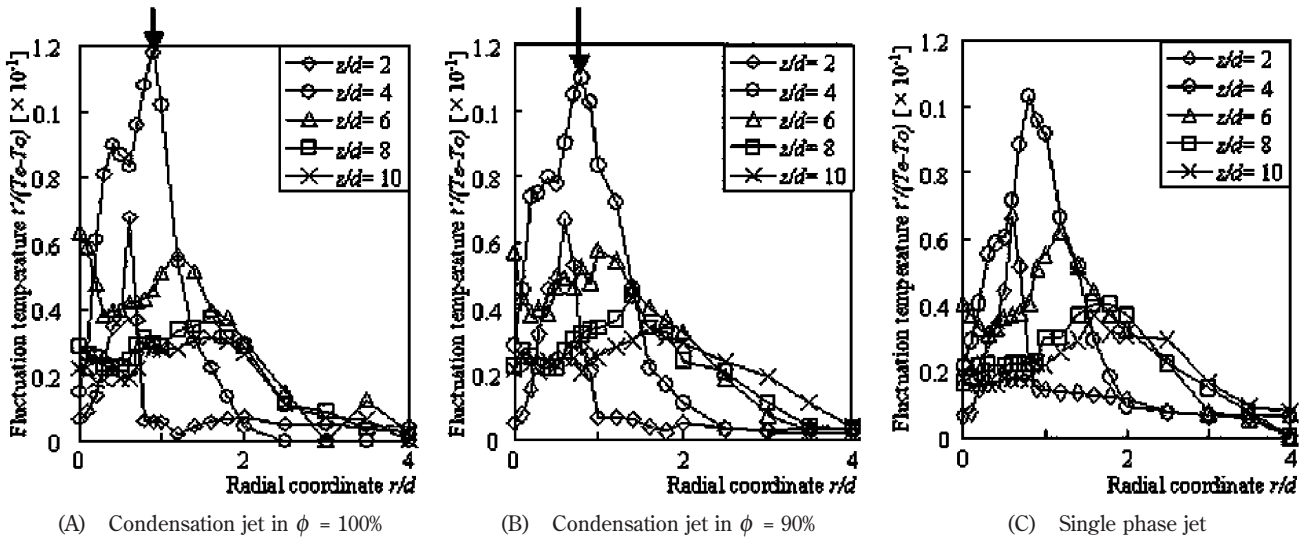


Fig. 4 Fluctuation temperature distribution.

噴流中心からこの温度変動分布の最高値の半径位置までの領域では、凝縮噴流のノズル近傍 ($r/d = 4$) の温度変動強度は、単相噴流のそれよりも大きく、さらに、 $\phi = 100\%$ の温度変動強度は、 $\phi = 90\%$ のそれよりも大きい。

3. ウェーブレットによる多重解像度分解

3.1 分解方法

実験で得られた凝縮噴流画像を、ウェーブレット多重解像度に分解し¹¹⁾、平均値成分画像と変動成分画像とに分離することを試みる。本項では、ウェーブレット多重解像度の特徴とその代表的空間周波数について述べる。二次元の離散ウェーブレット変換は、

$$S = W_n D W_m^T \quad (2)$$

で表せられ、ここで D は Fig. 2 に示したデジタル画像のノズル直後の流体部分のみを取り出した $n = 256 \text{ pixels} \times m = 512 \text{ pixels}$ の要素から成る凝縮噴流元画像 ($8d \times 16d$)、 W_n は $n \times n$ のアナライジングウェーブレット行列、 W_m^T は W_m の転置行列、 W_m は $m \times m$ のアナライジングウェーブレット行列を示す。また S は、ウェーブレットスペクトラムを示す。離散ウェーブレット逆変換は、

$$D = W_n^T S W_m \quad (3)$$

で表される。本研究においては、アナライジングウェーブレットとして、16 次の Daubechies 関数を用いた。

その多重解像度は、

$$\begin{aligned} D &= W_n^T S W_m \\ &= W_n^T S_0 W_m + W_n^T S_1 W_m + W_n^T S_2 W_m \\ &\quad + W_n^T S_3 W_m + W_n^T S_4 W_m + W_n^T S_5 W_m \\ &\quad + W_n^T S_6 W_m \end{aligned} \quad (4)$$

となり、レベル 0 の $W_n^T S_0 W_m$ から、レベル 6 の $W_n^T S_6 W_m$ の低レベルから高レベルまでに分解することができる。本研究では前述の通り、 $n = 256 \text{ pixels} \times m = 512 \text{ pixels}$ から成る画像を対象にしており、その多重解像度のウェーブレットレベルは、 r 方向に対しては、レベル 0 からレベル 5 まで、 z 方向に対しては、レベル 0 からレベル 6 まで分解できる。すなわち、 r 方向に対しては、

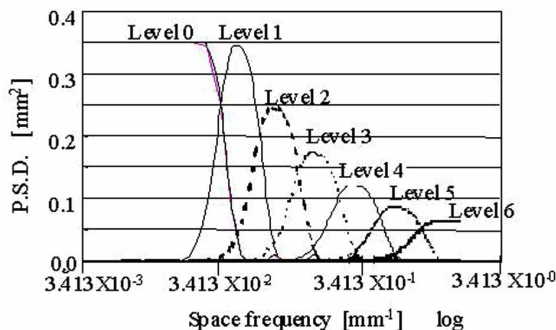


Fig. 5 Space frequency of Daubechies function of sixteenth order in z direction.

Table 1 Relation between wavelet level and representative frequency in z direction.

	Representative Space frequency	Wave length
Level 0	$1.30 \times 10^{-2} \text{ [mm}^{-1}\text{]}$	76.92 [mm]
Level 1	$4.68 \times 10^{-2} \text{ [mm}^{-1}\text{]}$	21.37 [mm]
Level 2	$8.00 \times 10^{-2} \text{ [mm}^{-1}\text{]}$	12.5 [mm]
Level 3	$1.54 \times 10^{-1} \text{ [mm}^{-1}\text{]}$	6.45 [mm]
Level 4	$3.00 \times 10^{-1} \text{ [mm}^{-1}\text{]}$	3.32 [mm]
Level 5	$5.88 \times 10^{-1} \text{ [mm}^{-1}\text{]}$	1.70 [mm]
Level 6	$1.62 \times 10^0 \text{ [mm}^{-1}\text{]}$	0.62 [mm]

レベル 6 はレベル 5 と同じ解像度となる。この z 方向におけるアナライジングウェーブレットの空間座標に対するフーリエ変換の絶対値は、Fig. 5 に示した通りであり、横軸は対数で表示している。各レベルは、入力画像に対して、この図に示した周波数帯域を通過させる一種のフィルタリングの役割を果たしている。Fig. 5 から、 z 方向における各ウェーブレットレベルと、その P.S.D. (power spectrum distribution) の最大値から求めた代表空間周波数との関係は、Table 1 に示した通りである。

3.2 凝縮噴流画像における仮定と分離画像

実験で得られた凝縮噴流画像について物理的な仮定を設け、3.1 で述べたウェーブレット多重解像度の特徴から、平均値成分画像と変動成分画像とに分離する。Fig. 2 の凝縮噴流画像において、冷却乾燥噴流が高湿度雰囲気内に噴出すると、冷却乾燥噴流はエントレインメントにより、高湿度雰囲気を噴流内に取り込み露点まで温度を低下させる。その時、自由せん断層においては、フィルタを通過した冷却乾燥雰囲気中の $0.01 \mu\text{m}$ より小さい微小粒子が核となり、凝縮核が形成される。そして、凝縮核径は、Gibbs の関係式 $dG = (g_l - g_v) dM + \sigma dA$ を支配方程式として、凝縮粒子へと成長する。ここで、 G は Gibbs エネルギー、 g_v は蒸気自由エンタルピ (蒸気分子が凝縮核から離脱するエネルギー)、 g_l は液体自由エンタルピ (蒸気分子が凝縮核に結合するエネルギー)、 M は凝縮核質量、 σ は表面張力、 A は凝縮核表面積 ($= 4\pi r_c^2$)、および r_c は凝縮核半径である。凝縮核が凝縮粒子に成長するには、蒸気自由エンタルピが飽和状態以上に達することが必要で、その凝縮核径は Gibbs の関係式より得られる。

しかしながら、本研究においては、Fig. 2 の凝縮噴流画像の考察を簡易化するために、「核成長率¹⁾を無視し、凝縮核は凝縮粒子に瞬時に成長し、その凝縮粒子の発生個数は、その場所の温度に依存する」と仮定する。この仮定のもとに、Fig. 2 の凝縮噴流画像をモデル的に示すと Fig. 6 となる。ここで、平均温度が露点温度以下となり、常時凝縮粒子が発生し、観測点で発生する凝縮粒子数が上流から輸送される凝縮粒子数を上回ることにより、噴流画像の平均輝度が温度に支配され安定している領域

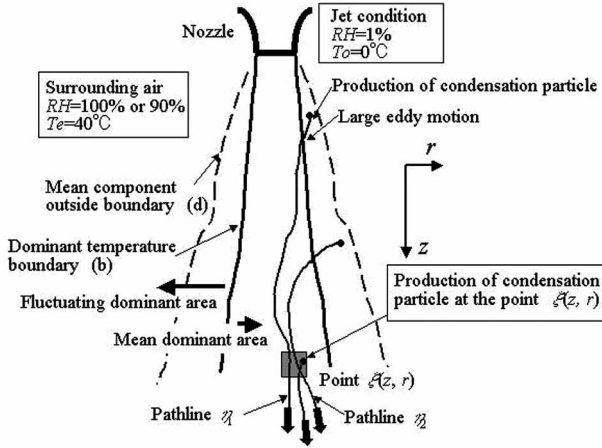


Fig. 6 Physical model of submerged condensation jet.

と、これより噴流外周部の観測点で温度変動により間欠的に発生する凝縮粒子数が上流から輸送される凝縮粒子数を下回り、噴流画像の平均輝度が温度変動および輸送現象により支配され急激に減少する領域との境界を温度支配領域位置とし、実線 (b) で示す。また、最外周位置を点線 (d) で示し、これより外周域には凝縮粒子は存在しない。冷却乾燥噴流はエントレインメントにより高湿度雰囲気と混合し、自由せん断層内で凝縮粒子が生成され噴流により下流に輸送される。Fig. 6において、凝縮噴流画像内の代表的な1点 $\xi(z, r)$ に着目する。 $\xi(z, r)$ 点の輝度は、その点で発生した凝縮粒子と、その点の上流側で発生した凝縮粒子が ξ 点を通じた流跡線 η との露光時間 t_1 秒間の積算値である。すなわち、Fig. 2の凝縮噴流画像の輝度 $C(z, r)$ は、

$$C(z, r) = k(JV_{\xi}t_1 + \eta_n) \quad (5)$$

とおける。ここで、 V_{ξ} は $1 \text{ pixel} \times 1 \text{ pixel} \times 1 \text{ mm}$ (シート厚さ) の体積、 k は CCD カメラの輝度に関する定数、 η_n は ξ 点を t_1 秒間に通過した流跡線の数である。 J は単位時間、単位体積当たりの核生成率で、Volmer の理論¹¹⁾ より、

$$J(T) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_{\infty} m^{-15} \frac{\rho_v^2}{\rho_c} \exp\left(-\frac{16}{3} \pi \frac{\sigma_{\infty}^3}{m \rho_c^2 R_v^3 T^3 m^2 (S)}\right) \quad (6)$$

で表され、その単位は個数である。ここで、 σ_{∞} は凝縮粒子の平面表面張力、 m は水蒸気の分子量、 ρ_v は水蒸気密度、 ρ_c は凝縮粒子密度、 R_v は水蒸気の気体定数、 T は絶対温度、 S は外周雰囲気相の相対湿度、

$$S = \frac{p'_v}{p'_m(T)} \quad (7)$$

であり、 p'_v は水蒸気分圧、 $p'_m(T)$ は飽和蒸気分圧である。この式(5)において、凝縮噴流画像の輝度 $C(z, r)$ は、

$$\begin{aligned} C(z, r) &= \overline{C(z, r)} + c'(z, r) \\ &= k(\overline{JV_{\xi}t_1} + \overline{\eta_n}) + k(J'V_{\xi}t_1 + \eta'_n) \end{aligned} \quad (8)$$

のように、平均値成分と変動成分とに分解できる。つま

り、凝縮噴流の凝縮粒子濃度は、 ξ 点における平均核生成率、 ξ 点上流側における平均核生成率、 ξ 点における核生成率の変動成分、および、 ξ 点上流側における核生成率の変動成分に依存する。

次に、以上の凝縮噴流モデルを考慮に入れて、Fig. 2の凝縮噴流画像を、平均値成分画像と変動値成分画像とに分離する。その分離に関して、噴流の $z = 10d$ における最大渦の長さスケールを、平均温度分布の半値幅の2倍 $= 1d \times 2$ (Fig. 3 (A) より) と仮定し噴流の空間波長 $2d = 20.0 \text{ mm}$ を、平均値成分画像と変動値成分画像との閾値とすれば、Table 1 より、 $\overline{C(z, r)}$ はウェーブレットレベルの0と1との低周波成分の和に相当し、 $c'(z, r)$ はウェーブレットレベルの2から6までの高周波成分の和に相当する。Fig. 7 (A-1) および (B-1) は Fig. 2の凝縮噴流画像の平均値成分画像、Fig. 7 (A-2) および (B-2) はその変動値成分画像を示したものであり、低い凝縮粒子濃度を黒色、高い濃度を白色とし、10段階のコンターグレースケールで表示してある。各図のA, Bは多重解像度解析で得られた画像の最大値と最小値を示しており、コンターグレースケールのA, Bと対応している。また、Fig. 2における $z/d = 0 \sim 10$ および $r/d = 0 \sim 4$ の範囲のみを表示してある。

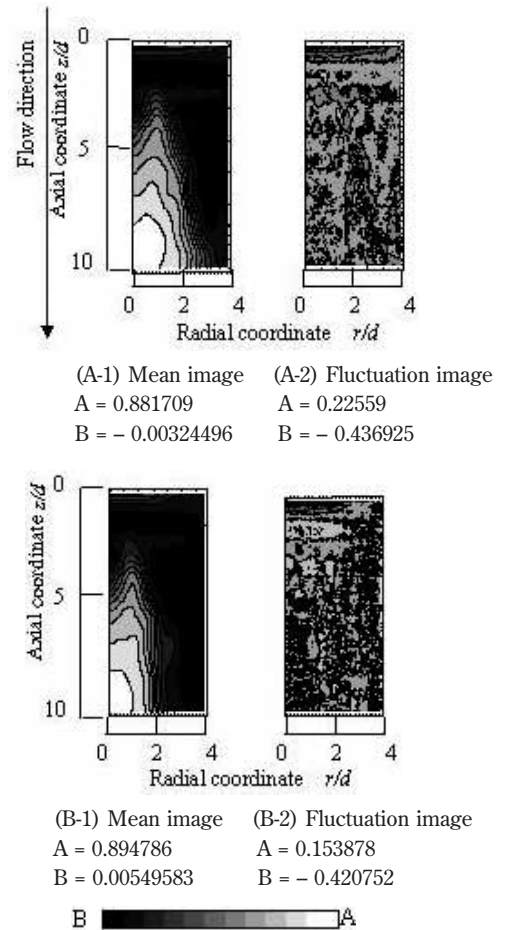


Fig. 7 Mean images and fluctuation images decomposed from condensation original images.

4. 考 察

4.1 ウェーブレットレベルと凝縮粒子濃度分布

3. ではウェーブレット多重解像度を用いて、実験で得られた凝縮噴流画像から、平均値成分画像と変動値成分画像とに分離した。ここではその分離画像に対して定性的な考察を行う。Fig. 8 (A) は Fig. 7 (A-1) 相対湿度 $\phi = 100\%$ の平均値成分画像において、 $z/d = 4, 6, 8$ および 10 のみの半径方向の輝度分布を示したものである。

この図より $z/d = 4$ のときの最大値の半径位置は $r/d = 0.88$ であり、 $z/d = 6, z/d = 8$ および $z/d = 10$ と z/d が増加するに従って、その最大値の半径位置は $r/d = 0.73, r/d = 0.47$ および $r/d = 0.0$ と軸近傍に移動していく。そして、輝度分布変化率が零になる最外周部の半径位置は $z/d = 4$ のとき $r/d = 2.0$ であり、 $z/d = 6, z/d = 8$ および $z/d = 10$ と z/d が増加するに従って、その最外周位置は $r/d = 2.4, r/d = 3.0$ および $r/d = 4.0$ と外側に移動していく。Fig. 8 (B) は Fig. 7 (B-1) 相対湿度 $\phi = 90\%$ の平均値成分画像から得た半径方向の輝度分布であり、相対湿度 $\phi = 100\%$ の場合と同様の傾向がある。

Fig. 9 (A) は Fig. 7 (A-2) 相対湿度 $\phi = 100\%$ の変動値成分画像において、 $z/d = 4, 6, 8$ および 10 のみの半径

方向の輝度分布を示したものである。この図より $z/d = 4$ のときのピークの位置は $r/d = 1.59$ であり、 $z/d = 6, z/d = 8$ および $z/d = 10$ と z/d が増加するに従って、そのピークの位置は $r/d = 2.17, r/d = 2.52$ および $r/d = 3.05$ と外側に移動していく。このピーク位置は前述の“温度支配領域位置”に相当するものであり、ピークの大小は露点温度より外側において、上流からの凝縮粒子の流跡線と間欠的に発生した凝縮粒子による軌跡の空間密度の大小を示すものである。また、複数のピークは噴流内部でのスケールの空間変動あるいは画像ノイズによるものと考えられる。Fig. 9 (B) は Fig. 7 (B-2) 相対湿度 $\phi = 90\%$ の変動値成分画像から得た半径方向の輝度分布であり、 $z/d = 4$ から 8 までは相対湿度 $\phi = 100\%$ の場合と同様にピーク位置は外側に移動し、 $z/d = 8$ 以降はほぼ同じ値を示す。

ちなみに、ウェーブレット多重解像度を用いずに一般的な差分法を用いて Fig. 2 の元画像から温度支配境界位置を求めたものは Fig. 10 に示した通りであり、一例として $\phi = 100\%$ の $z/d = 6$ の場合を例に示してある。Fig. 9 (A-2) と比較してピーク値が小さく、その周辺の値が大きい。さらに、そのピーク値は $r/d = 2.23$ でありウェーブレット多重解像度を用いた場合と比較してそのピーク位置は外側に 5.1% ずれている。

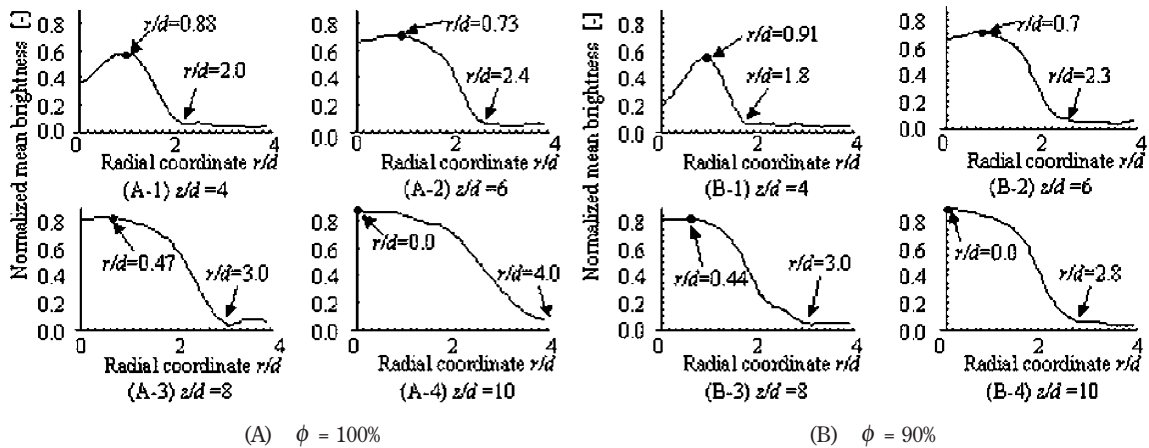


Fig. 8 Normalized mean brightness distribution at low wavelets level.

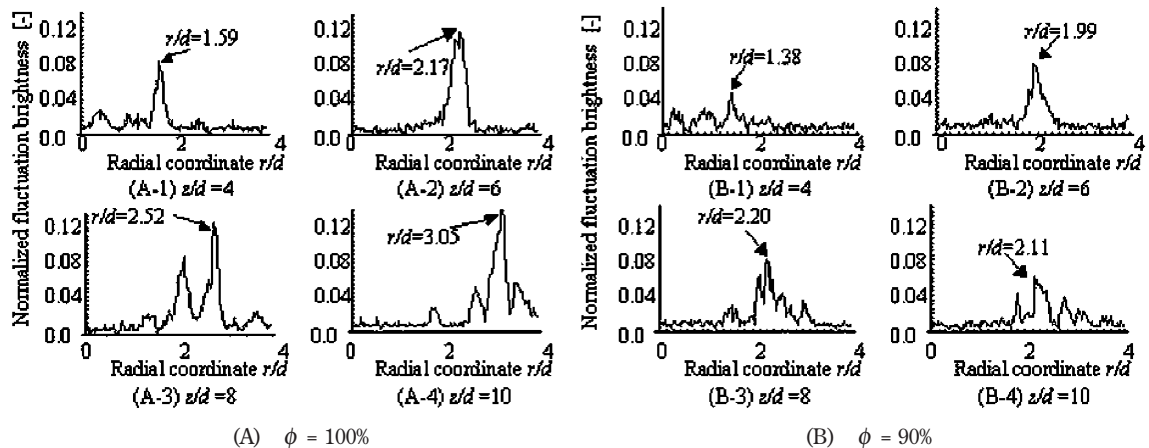


Fig. 9 Normalized fluctuation brightness distribution at high wavelets level.

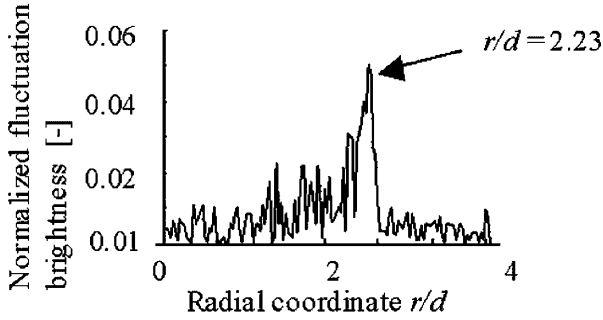


Fig. 10 Normalized fluctuation brightness distribution by difference ($\phi = 100\%$, $z/d = 6$).

4.2 温度支配境界位置と最外周位置の妥当性

4.1 では平均値成分と変動値成分とが混在した凝縮噴流画像からウェーブレット多重解像度を用いて平均値成分画像と変動値成分画像とに分離し、温度支配境界位置と最外周位置とを特定できることを示唆した。ここではそれらの半径位置が妥当かどうか実験データから定性的に考察する。

Fig. 11 は、Fig. 3 と 4 から求めた凝縮噴流と単相噴流との平均温度差分布、ならびに、その変動温度成分を示した図であり、(A) は $\phi = 100\%$ 、(B) は $\phi = 90\%$ の場合を示す。ここで、 T_c は凝縮噴流の温度、 T_s は単相噴流の温度である。前述の通り本研究では核成長率を無視しているので、この Fig. 11 は、その位置で発生した凝縮粒子の個数に依存するものであり、その位置の上流側で発生した凝縮粒子には依存しない。一方、Fig. 2 の凝縮噴流画像から分離した Fig. 8 および Fig. 9 の平均値成分画像と変動値成分画像の輝度分布は、 ξ 点で発生した凝縮粒子と、その点の上流側で発生し ξ 点を通過する凝縮粒子との t_1 秒間の積算値である。この違いを考慮に入れて、凝縮噴流の自由せん断層において、Fig. 11 の平均温度差分布と、Fig. 8 と Fig. 9 の平均値・変動値成分画像の輝

度分布とを比較する。

この Fig. 11 においては、前記 Fig. 3 における露点温度に達した半径位置 (以下、露点位置と呼ぶ) (a)、Fig. 9 における温度支配境界位置 (b)、この Fig. 11 からわかる凝縮噴流の平均温度が周囲温度と等しくなる半径位置 (以下、周囲温度到達位置と呼ぶ) (c)、および、Fig. 8 における最外周位置 (d) が記されている。この Fig. 11 から、温度支配境界位置 (b) は、露点位置 (a) よりも半径方向外側に位置し、周囲温度到達位置 (c) よりも内側に位置している。さらに、最外周位置 (d) は、ノズル近傍の $z/d = 4$ までは、周囲温度到達位置 (c) とほぼ同じ位置であるが、下流側の $z/d = 8$ から 10 では、最外周位置 (d) は周囲温度到達位置 (c) の外側に位置している。

そこではじめに、温度支配境界位置 (b) が、露点位置 (a) よりも外側に位置する要因は次のように考えられる。露点位置 (a) は露点温度に達する時間平均的な位置を示すが、実際には自由せん断層内で生じる組織的構造による間欠的流れの変動が存在する。したがって、高湿度周囲空気と冷却噴出空気との混合過程において、露点位置 (a) より外側でも、間欠的に露点温度以下に達し凝縮粒子が生じる。より具体的には、Fig. 11 (A) (B) の $z/d = 4$ から 8 においては、露点位置 (a) にかかなりの温度変動が存在するので、温度支配境界位置 (b) が、露点位置 (a) よりも外側に位置する。しかしながら、下流側 $z/d = 10$ においては、露点位置 (a) にほとんど温度変動が存在しないので、温度支配境界位置 (b) は、露点位置 (a) とほぼ同じ半径位置となる。

また、温度支配境界位置 (b) が、周囲温度到達位置 (c) よりも内側に位置する要因は、温度支配境界位置 (b) よりも外側の領域では、間欠的な凝縮粒子の生成により凝縮熱が間欠的に放出され、その領域は周囲温度到達位置 (c) まで達するからである。

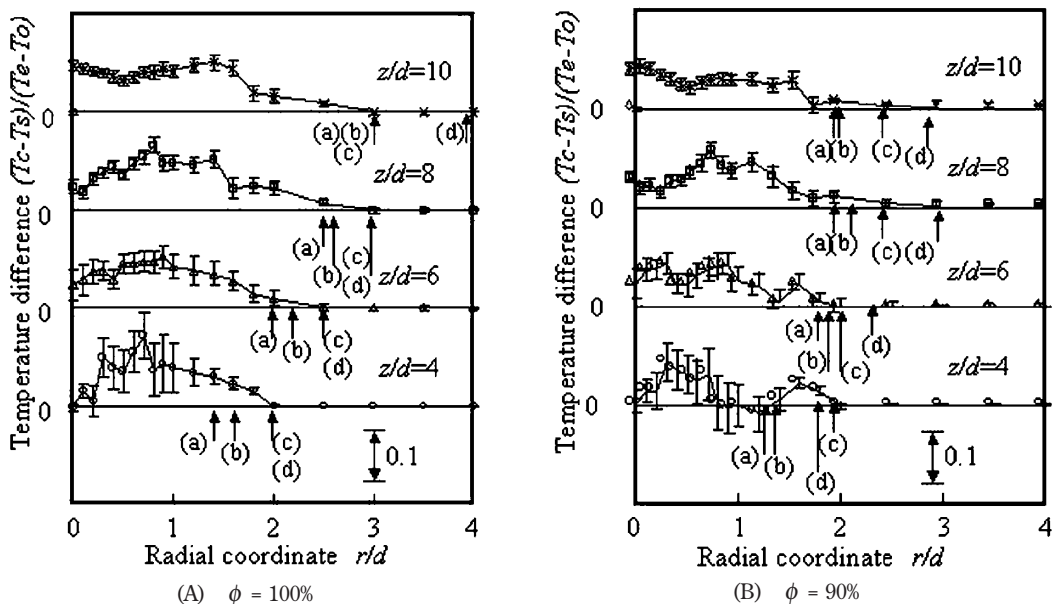


Fig. 11 Mean temperature distribution in radial-wise.

さらに、最外周位置 (d) が周囲温度到達位置 (c) とほぼ同じ位置、または、外側に位置する要因は、次のように考えられる。式 (6) より、Fig. 11 において周囲温度到達位置 (c) より外側では、凝縮粒子の生成はありえない。しかし、上流で発生した凝縮粒子が自由噴流内の渦構造に誘導され、その下流において外周部に輸送された結果、その凝縮粒子の流跡線が画像上に記録されたと考えられる。上流側 $z/d = 4$ から 6 までは、この凝縮粒子の外周部への輸送の影響は小さいため、最外周位置 (d) と周囲温度到達位置 (c) とはそれほど大きな差はないが、下流側 $z/d = 8$ から 10 では、この凝縮粒子の外周部への輸送の影響は大きいので、最外周位置 (d) は周囲温度到達位置 (c) の外側に位置する。

以上の考察より、ウェーブレット分離画像から得られた (b) 温度支配境界位置と (d) 最外周位置が、平均温度分布の実験結果より得られた、(a) 露点位置と (c) 周囲温度到達位置と比較して、定性的に妥当であることが確認された。

5. 結 論

冷却乾燥空気を円形ノズルより高湿度雰囲気中に噴出し、1.0 秒間露光した凝縮噴流の二次元画像を、ウェーブレット多重解像度に分解し、ウェーブレットレベルの 0 と 1 との低レベル和を、凝縮粒子濃度分布の平均値成分とし、ウェーブレットレベルの 2 から 6 までの高レベル和を、凝縮粒子濃度分布の変動値成分とした。その結果次のことが明らかとなった。

- (1) 平均値成分と変動値成分とが混在した凝縮噴流の二次元画像から、平均値成分画像と変動値成分画像とに分離することができた。
- (2) 分離された変動値成分画像から温度支配境界位置を求め、その位置が露点温度に達した半径位置 (露点位置) よりも外側に位置し、平均温度分布が噴流中央部温度から周囲温度に到る半径位置 (周囲温度到達位置) よりも内側に位置した。これは、自由せん断層内で生じる組織的構造による間欠的流れの変動が存在し、露点位置より外側でも、間欠的に露点温度以下に達し凝縮粒子が生じたからである。
- (3) 分離された平均値画像から得られた最外周位置は、ノズル近傍では周囲温度到達位置とほぼ同じ位置であるが、より下流側では、最外周位置は周囲温度到達位置の外側に位置した。これは、周囲温度到達位置より外側では、その場所における凝縮粒子の生成はありえないが、より下流側では上流で発生した凝縮粒子が自由噴流内の渦構造に誘導され、その下流において外周部に輸送された結果、凝縮粒子の流跡線が画像に記録されたからである。

謝 辞

本研究の実験を行うに当たり、ケーピーイー(株)斎藤誠氏、日本大学理工学部機械工学科木村研究室の松村雅義、岩垂裕司の両君に感謝いたします。また、有益なご助言を頂いた九州工業大学の趙耀華助教授、米国 Purdue University の Dr. Karen Vierow に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Delale, C. F., Muijtens, M. J. E. H. and Van Dongen, M. E. H.: Asymptotic Solution and Numerical Simulation of Homogenous Condensation in Expansion Cloud Chambers, *J. Chem. Phys.* Vol. 105, No. 19 (1996) pp. 8804–8821.
- 2) Schnerr, G. H. and Dohrmann, U.: Transonic Flow Around Airfoils with Relaxation and Energy Supply by Homogenous Condensation, *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 7 (1990) pp. 1187–1193.
- 3) Schnerr, G. H., Bohning, R., Breitling, T. and Jantzen, H. A.: Compressible Turbulent Boundary Layers with Heat Addition by Homogenous Condensation, *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 5 (1992) pp. 1284–1289.
- 4) Hill, P. G.: Condensation of Water Vapor during Supersonic Expansion in Nozzles, *J. Fluid Mech.* Vol. 25, Part 3 (1966) pp. 593–620.
- 5) Vatazhin, A. B., Klimenko, A. Y., Lebedev, A. B. and Sorokin, A. A.: Effect of Turbulent Fluctuations on Homogeneous Condensation in a Turbulent Isobaric Submerged Jet, *Fluid Mechanics-Soviet Research*, Vol. 20, No. 2 (1991) pp. 1–11.
- 6) Kimura, M., Itho, K., Saima, A.: The Study of Cold Jet Issuing into High Humidity Environment, *Proceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering*, (1995) pp. 165–170.
- 7) Kimura, M., Takei, M., Vierow, K., Saito, Y., Horii, K., and Saima, A.: Fluctuation Component Decomposition of Condensation Jet Image Using Wavelets, *J. Flow Visualization and Image Processing*, Vol. 8, (2001) pp. 149–164.
- 8) 例えば、新島耕一：ウェーブレット画像解析，科学技術出版 (1999)。
- 9) Li, H., Takei, M., Ochi, M., Saito, Y. and Horii, K.: Application of Two-dimensional Orthogonal Wavelets to Multiresolution Image Analysis of a Turbulent Jet, *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 42, No. 137 (1999) pp. 120–127.
- 10) Li, H., Hu, H., Kobayashi, T., Saga, T. and Taniguchi, N.: Visualization of Multi-scale Turbulent Structure in Lobed Mixing Jet Using Wavelets, *J. Visualization*, Vol. 4, No. 3 (2001) pp. 231–238.
- 11) Volmer, M.: *Kinetik der Phasenbildung*, Stienkopff-Verlag, Leipzig, Germany, (1939).