縮流ノズル内境界層の発達過程が液体噴流自由界面の波立ちに及ぼす影響*

伊藤 和宏^{*1}, 熊丸 博滋^{*1}

Influence of the Development History of Nozzle Wall Boundary Layer upon Wave Generation on a Liquid Jet Free Surface

Kazuhiro ITOH^{*1} and Hiroshige KUMAMARU^{*1} Department of Mechanical and System Engineering, University of Hyogo
2167 Shosha, Himeji-shi, Hyogo, 671-2280 Japan

The relation between the development of the wall boundary layer in a convergent nozzle and free surface waves on the emanated liquid jet has been investigated experimentally. In the convergent nozzle, which forms a water jet along a flat back wall, the velocity profiles of the wall boundary layer were measured using a laser Doppler velocimeter with jet average velocities of $U_0 = 5, 10$ and 15 m/s. The property of free-surface waves and the intermittency factor of free surface fluctuations were also determined by photography and an optical measurement technique, using laser beam refraction on the jet surface. For the lowest velocity case $U_0 = 5$ m/s, the mean velocity profiles of the boundary layer under the pressure gradient in the convergent nozzle indicated an inverse transition from turbulent to laminar boundary layer, so-called relaminarization. On the other hand, for the higher velocity case $U_0 \geq 10$ m/s, the relaminarization in the convergent section became incomplete. For these cases, the turbulent intensity near the wall increased significantly and the nozzle-exit boundary layer was restored quickly to a turbulent profile for a short parallel section immediately upstream of the nozzle exit plane. The increase in the velocity fluctuation near the wall promotes wave generation downstream of the nozzle exit plane. Therefore, the intermittence of the wave packet almost disappeared and the jet free surface was covered with continuous capillary waves when the turbulent boundary layer was separated from the nozzle exit.

Key Words : Liquid Jet, Nozzle, Boundary Layer, Velocity Profile, Relaminarization, Free Surface Wave, Optical Measurement, Intermittency Factor

1. 緒 言

噴流を形成する縮流ノズル内部の加速流は、ノズル壁に沿った速度せん断層の成長に強く影響する。例えば、ノズル内の順圧力勾配が一定の条件を満たす場合、再層流化と呼ばれる乱流境界層から層流境界層への逆遷移が引き起こされることが知られている。さらに、ノズルから大気あるいは真空雰囲気へ液体噴流が噴出される場合には、圧力勾配の影響を受けた境界層が剥離後に自由界面下速度せん断層として残留し、自由界面波の発生および成長に影響を及ぼすと考えられる。

加速流における壁面境界層の成長に関するいくつかの文献では、再層流化の発生に対する必要条件が述べられており⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾、また、再層流化後の速度場の変化についても論じられている⁽⁶⁾⁻⁽¹⁰⁾。しかし、これらの研究のほとんどが単相の流れを扱っており、形成された噴流の自由界面とノズル出口境界層との関連性については不明な点が残されている。また、高度な解析手法を以てしても⁽¹¹⁾⁻⁽¹⁴⁾、ノズル壁に沿った境界層の成長過程や、ノズル出口境界層の性状が噴流自由界面に及ぼす影響を数値的に評価することは容易ではない。

* 原稿受付 2011年 3 月 17 日, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 4, No. 3 (2009), pp.512-523
(原稿受付 2009 年 2 月 20 日)

^{*1} 正員, 兵庫県立大学大学院工学研究科 (〒671-2280 兵庫県姫路市書写 2167)
E-mail: itoh@eng.u-hyogo.ac.jp

一方、近年の中性子照射施設に関する提案では、自由界面を有する液体金属噴流をビームターゲットとして用いるものがあり⁽¹⁵⁾、比較的高流速の液体噴流上における波立ちを明らかにすることが必要とされている。自由界面の波成ちは液体金属の蒸散や飛散を促し、機器の性能を劣化させる懸念があるため、施設の設計では安定な自由界面を得ることが重要となる。これまで著者を含む研究者らは^{(16)・(21)}、このような噴流自由界面の波成ちに関し、ノズル出口より再層流化した層流境界層が剥離した場合には、自由界面下のせん断層不安定性によって Tollmien-Schlichting 波に類似した周期性のよい波が誘起されることを指摘してきた。しかし、ターゲット流の設計仕様（提案では ~ 15 m/s）を模倣する高流速条件については、未だ十分な理解が得られていない。

よって本研究では、縮流ノズル内の再層流化が不完全となる高流速条件について、ノズル壁面境界層の成長と自由界面変動との関連性について調べる。すなわち、上部の一面を、絞りのない平板とした二次元ノズルを製作し、その壁面に沿った壁面境界層の速度分布を測定するとともに、噴出後、その面より下流に形成される噴流自由界面の観察結果と比較した。縮流ノズル内部の圧力勾配は壁面境界層を薄くするため、焦点距離の短いレンズを装着したレーザードップラー流速計（LDV）を用いて速度分布を測定した。自由界面の変動は、波面で屈折したレーザ光の軌跡を時間応答性の良い二次元光学素子を用いて検出する非接触法で測定した。また、ノズル壁に沿った境界層厚さの変化に関して、経験的なモデルと実験データとの比較について付録に示した。

2. 実 験

2・1 試験部

図 1 にアクリル製試験部の概要を示す。厚さ $D_e = 10$ mm、幅 100 mm の水噴流が縮流ノズルより形成され、水平バックウォールに沿って噴出する。二次流れを抑制し、均一な流入速度分布を得るため、二枚の多孔板（開孔比 0.51）を試験部上流に設置した。ノズルは、入口平行流路（長さ 500 mm）、縮流部（長さ 200 mm、縮流比 5.5）、および、出口平行流路（長さ 10 mm）の三つの部分より構成される。壁面境界層の測定を容易にするため、ノズル全長にわたって上部壁には絞りを設けず、平坦な構造とした。

試験部の中心軸に沿って、自由界面の変動と境界層速度分布を測定した。流れ方向（ x ）軸、および、垂直方向（ y ）軸の原点を、図 1 に示すようにノズル出口に定義した。実験は、ノズル出口における噴流断面平均流速を $U_0 = 3 \sim 15$ m/s の範囲で変化させて行った。この時、噴流厚さと断面平均流速にもとづくレイノルズ数は Re ($\equiv U_0 \cdot D_e / \nu$) $= 3.3 \times 10^4 \sim 1.7 \times 10^5$ 、フルード数は Fr ($\equiv U_0 / \sqrt{g \cdot D_e}$) $= 9.58 \sim 47.9$ であった。

Fig. 1 Schematic view of the test section

これまで提案された再層流化条件との比較を行うため、本ノズル形状に対して予備的に非粘性流れ解析を実施した。境界層のゆがみに関して、様々な再層流化条件が提案されているが、ここでは加速パラメータ K を用いた Moretti ら⁽¹⁾の条件

$$K = \frac{\nu}{U_1^2} \frac{dU_1}{dx} > 3.5 \times 10^{-6} \quad (1)$$

について比較を行った。ここで、 U_1 は局所の自由流れ流速、 ν は動粘度である。

ノズル内部の流れ関数に関する二次元ラプラス方程式を、SOR 法を用いて反復計算した。ノズルを $39 \ 050$ (55×710) の計算格子に分割した。加速パラメータの計算結果を図 2 に示す。ノズル出口流速 U_0 が増加するに

つれて K の値は減少する．低流速の $U_0 = 5 \text{ m/s}$ の条件では， K の最大値は Moretti らの再層流化条件 3.5×10^{-6} を超えるが，高流速条件 ($U_0 \geq 5.7 \text{ m/s}$) では，本ノズル形状の K の値は再層流化条件を満たさない．

Fig. 2 Distributions of evaluated acceleration parameter

2・2 測定方法

境界層速度分布の測定では，前方散乱型のレーザー流速計を用い，鉛直 ($x - y$) 平面内の流れ方向速度成分を測定した．フロントレンズに短焦点距離 ($= 120 \text{ mm}$) のレンズを用いることにより，測定体積におけるビームウェストを $58 \mu\text{m}$ 以下とした．ファイバースコープは三次元微動ステージに設置し， y 方向には $10 \mu\text{m}$ の精度で移動することができる．また，できる限り壁近くでの測定を行うため，ファイバースコープをノズル上部壁に向けて 2° 傾けた．全ての測定位置において，10 000 点の瞬時データを取得し，平均流速 u と速度変動の標準偏差 u_{rms} を求めた．

図 3 に自由界面波測定のための光学系の概略を示す．1-mW レーザーを水面に垂直に照射した．自由界面位置におけるビーム径は 0.1 mm 以下である．レーザー光は噴流自由表面の局所傾斜角に依存して屈折し，水噴流，バックウォール，空気を通過して光学センサー（浜松フォトニクス, S1881）に到達する．

Fig. 3 Optical setup for measurement of the free-surface slope angle

光学センサーは pn 接合平面フォトダイオードであり，受感面上におけるスポット光の二次元位置を検出する．光電流は専用回路（浜松フォトニクス, C4674）により増幅および演算処理され，流れ方向 (x) および幅方向 (z) のスポット光位置に比例した一対の電圧信号として出力される．これより，局所の傾斜角 θ_x と θ_z は自由界面へ向

けて瞬時の光路をたどることにより評価される。センサー自体は 300 kHz の時間応答性を持つが、信号処理回路により応答周波数は 33 kHz に制限される。よって、回路からの信号を 100 kHz でサンプリングし、各測定位置において 1048 576 点のデータを収集した。

3. 実験結果

3・1 ノズル壁に沿った境界層の発達

噴流断面平均流速を変化させ、異なる x 方向位置で測定した自由界面側壁面境界層の速度分布を図 4 に示す。ノズル壁からの無次元距離 $y^+ \equiv yU_\tau/\nu$ に対する無次元流速 $u^+ \equiv u/U_\tau$ の値がプロットされている。ここで、 U_τ は摩擦速度であり、本研究では壁近くの数値勾配を最小二乗近似することにより求めた。また、速度分布の広い範囲に対数則が現れる測定位置では、 U_τ の評価にクラウザーチャート法を併用した。なお、 U_τ から算出した局所の壁面摩擦係数 $c_f (\equiv \tau_w/\{(1/2)\rho U_1^2\} = 2(U_\tau/U_1)^2)$ 、 τ_w は局所の壁面せん断応力、 ρ は密度)、および、形状係数 $H (= \delta_2/\delta_1)$ 、 δ_1 は境界層運動量厚さ、 δ_2 は排除厚さ) を図 5 に示す。

圧力勾配のない流れでは、層流境界層の速度分布は次式により表される。

$$u^+ = y^+ \quad (2)$$

一方、乱流境界層の普遍的対数則は、 $y^+ > 40$ に対して

$$u^+ = \frac{1}{0.41} \ln y^+ + 5.2 \quad (3)$$

と表される。

図 4 (a) ～4 (c) の左図に示した上流側平行流路における速度分布には、測定した全ての流速範囲で式 (3) に一致する対数法則領域が見られた。これより、流れは十分に発達して縮流域に到達していることがわかる。中央図に示した縮流部における速度分布は、式 (2) および式 (3) のどちらによっても表すことができない。これは、縮流部の圧力勾配が境界層の成長に影響を及ぼし、この位置における速度分布が遷移的な性質へと変化したことを示している。

低流速条件 $U_0 = 5 \text{ m/s}$ におけるノズル出口 (右図の $x = -2 \text{ mm}$) の速度分布は、式 (2) で表される層流分布に一致している。これは、式 (1) より予測される条件を満足することにより、縮流による再層流化が完了したことを示している。ところが、流速が $U_0 = 10 \text{ m/s}$ あるいは 15 m/s に増加すると、ノズル出口の速度分布は再び乱流的な分布に近づく。このような高流速の条件では、圧力勾配が消失した直後から、わずか 10 mm という短い距離の間に平均速度分布のゆがみが回復し、再び対数法則領域が現れることがわかる。

図 5 に示した c_f と H の流れ方向変化は、再層流化が完全となる条件では Warnack ら⁽¹⁰⁾の結果と一致する。すなわち、縮流部 ($-210 \text{ mm} \leq x \leq -10 \text{ mm}$) では、流れ方向距離 x が増加するとともに c_f は急激に減少し、 H は増加する。一方、 $U_0 = 10 \text{ m/s}$ と 15 m/s における c_f と H の変化は、順圧力勾配下における乱流境界層の性質⁽⁹⁾に類似している。ただし、縮流部より下流では、それらの量は急な変化をみせる。

Fig. 4 Velocity profiles in the free-surface side boundary layer for different streamwise locations

Fig. 5 Changes of local friction coefficient and shape factor

図 6 に乱れ強さ u_{rms}/U_1 の分布を示す。規格化に用いた U_1 は境界層外縁で測定された局所の主流速度であり、それらの値は表 1 に示されている。平均速度分布と同様に、上流側平行流路（図 6 (a) ~ 6 (c) の左図）における乱れ強さは、ほぼ同じ分布を示した。流れ方向への圧力勾配により、縮流部では、全ての流速条件において境界層の外側（図 6 (a) ~ 6 (c) の中央図における $y^+ > 50$ の範囲）の乱れ強さが減少する。しかし、 y^+ の小さい領域では流速条件によって差が生じる。すなわち、 $U_0 = 10$ m/s と 15 m/s では、ノズル内部であっても壁近く ($y^+ < 15$) の乱れ強さは流れ方向に増加するのに対し、 $U_0 = 5$ m/s では減少している。

すなわち、高流速の条件では、縮流ノズル内の加速による乱れ強さの減少は、境界層の外側のみに限定される。よって $U_0 \geq 10$ m/s では、壁近くの数値変動の増加によって出口平行流路における境界層速度分布のゆがみの回復が促進された可能性がある。

Fig. 6 Rms velocity fluctuations in the boundary layer for different streamwise locations

Table 1 Measured local values of free stream velocity, U_1 [m/s]

x mm	$U_0 = 5$ m/s	$U_0 = 10$ m/s	$U_0 = 15$ m/s
-620	1.23	2.41	3.55
-560	1.21	2.39	3.58
-460	1.17	2.37	3.50
-360	1.18	2.36	3.48
-260	1.18	2.33	3.42
-210	1.16	2.36	3.52
-160	1.31	2.65	3.87
-110	1.68	3.35	4.93
-85	1.98	3.99	5.91
-60	2.46	4.97	7.46
-35	3.35	6.75	10.09
-10	5.04	10.17	14.89
-2	5.29	10.67	15.70

速度変動の流れ方向変化を明示するため、乱れ強さの最大値 $u_{rms,max}$ を、 $u_{rms,max}/U_1$ および $u_{rms,max}/U_{1,inlet}$ のように規格化して図 7 に示す。ここで、 $U_{1,inlet}$ は縮流部入口 ($x = -210$ mm) において測定された主流速度である。 U_0 が増加すると、縮流部における $u_{rms,max}/U_1$ の流れ方向への変化率が正に転じ、 $u_{rms,max}/U_{1,inlet}$ の絶対値も増加している。よって、縮流ノズル内部の順圧力勾配が壁面境界層内の乱れの減少に及ぼす影響は、 U_0 の増加によって減ずることがわかる。

Fig. 7 Distributions of maximum turbulence intensity

3・2 自由界面の写真観察

発光時間が $4 \mu s$ のストロボを用いて噴流自由界面を撮影した結果を図 8 に示す。 $U_0 = 5$ m/s では、流れ方向への波の発達に関して三つの領域が認識される。すなわち噴流には、まず始めに可視的な波のない平滑 (smooth) な領域が現れる。次に、周期性のよい二次元的な (2D) 波が生ずる。ここでの波長は $0.5 \sim 1.0$ mm で、ノズル出口からの距離の増加に対して、波の振幅が増加している。さらに下流では、自由界面波の二次元的な構造が崩れ、三次元的 (3D) に乱れた波面へと移行する。

噴流速度が増加すると、平滑と 2D 波領域は短くなり、やがて消失する。写真から観察された平滑領域の長さを図 9 に示す。平滑領域の長さは、時間的にも空間的にも変動するため、5 枚の写真からその領域の長さの最大値と最小値を読み取り、それぞれの平均を取った。およそ $U_0 \geq 8$ m/s となると、噴流自由界面はノズル出口直下流から 3D 波に覆われる。

Fig. 8 Structures of the jet free surface

Fig. 9 Maximum and minimum lengths of the smooth region

図 10 に流れ方向と幅方向の局所の自由界面傾斜角のパワースペクトルを示す。 $U_0 = 5$ m/s における、三カ所の測定位置における結果が示してある。上流における傾斜角のスペクトル強度は上流では小さいが、ノズル出口からの距離 x が増加するにつれて増加する。2D 波領域では、流れ方向傾斜角の分布に明瞭なピークが現れる。しかし、3D 波領域 ($x > \sim 22$ mm) ではピークは広がり、不明瞭となる。幅方向の傾斜角変動に対するパワースペクトル密度は、流れ方向傾斜角よりもスペクトル強度が小さく、ピークも不明瞭である。図示した以外の流速条件においても、定性的には同様の結果が得られた。ただし、流れ方向傾斜角の明瞭なピークによって特徴づけられる 2D 波領域は、 $U_0 \geq 10$ m/s において消失した。

Fig. 10 Power spectrum densities of free-surface slope angle

なお、本研究のような非対称な形状のノズルより噴流を形成した場合、鉛直方向の速度成分（すなわち y 方向への圧力の非平衡）によって噴出後に自由界面厚さが急変し、自由界面現象に影響を及ぼす可能性が考えられる。しかし、表 1 に示すようにノズル出口近傍 ($x = -2$ mm) の上部壁側主流速度 U_1 は断面平均流速 U_0 に対して数%しか異ならず、本実験における出口主流速度分布はかなり平坦であると予想される。微動ステージの可動範囲の制約により主流速度分布の計測は行っていないが、仮に主流速度分布のゆがみが $x = -2$ mm の U_1 と U_0 との差の程度であるとすれば、噴出後の噴流厚さは、 U_0 の変化に対してそれほど大きく異ならないと考えられる。また、平滑および 2D 波領域の発生や 3D 波への遷移が、対称なノズル形状から生じた噴流自由表面⁽¹⁷⁾、あるいは、物体後流の湾曲したキャビティ表面⁽²²⁾においても観察されていることから、本研究では、自由界面の変動とノズル出口境界層の性状との関連性に着目して議論を進める。

3・3 ノズル出口直下流における間欠的な自由界面変動

写真では、噴流の平滑領域に可視的な波はほとんど観察されなかったが、自由界面傾斜角のデータには間欠的な波束が現れた。これは、ノズル壁面境界層からの擾乱が、時間的および空間的に不安定な成長を遂げつつ自由

界面波となって現れることを示唆している．このような波の成長を明らかにするため，傾斜角変動の時系列データに統計的な解析を施した．

まず，自由界面傾斜角のデータが，しきい値 θ_h より大きい場合に 1（小さい場合に 0）となる次のような関数を導入する．

$$I_i = \begin{cases} 1, & \text{for } |\theta_{x,i}| \geq \theta_h \\ 0, & \text{for } |\theta_{x,i}| < \theta_h \end{cases} \quad (4)$$

ここで，添え字 i は取得されたデータの番号を示す．測定位置を通過する一連の波を，連続した一つの波束と認識するため，隣り合う波の間のデータが一度だけゼロレベルを横切った場合に I_i を連結することとする．

図 11 に， $U_0 = 5 \text{ m/s}$ の $x = 5 \text{ mm}$ における流れ方向自由界面傾斜角データの例と，それに対応する I_i の値を示す．このような関数を用いて，自由界面変動の間欠性は，次式で与えられる間欠率によって評価される．

$$\gamma = \frac{\sum_{i=1}^N I_i}{N} \quad (5)$$

ここで， N はデータの全数である．

Fig. 11 Traces of (a) streamwise slope angle and (b) intermittency function

図 12 に間欠率 γ の評価結果を示す．ノズル出口近傍における γ の増加は，間欠的に現れる波束が隣り合う波束と結合し，より長い自由界面変動へと変化することを示している． γ は，平滑領域の中間位置（例えば， $U_0 = 5 \text{ m/s}$ では x がおおよそ $5 \sim 14 \text{ mm}$ の区間）で急激に増加し，ほぼ 1 に到達する．よって，2D 波領域となると，自由界面の変動はほぼ連続的となる．また，高流速条件 $U_0 \geq 10 \text{ m/s}$ では，ノズル出口直下流よりの間欠率はほぼ 1 となる．

しきい値 θ_h の大きさは，関数 I_i の時間的かつ空間的变化に影響を及ぼす．本研究では，図 11 (a) の破線で示すように，しきい値を 1.0° とした．この値は，本実験範囲内においてノズル出口の間欠率がほぼゼロとなり，平滑領域下流端の間欠率がほぼ 1 になるように，経験的に求めたものである．なお，間欠率 γ の値は θ_h の大きさによって定量的な変化を見せるが，定性的な傾向は変化しないことを確認している．

ノズル壁面境界層の測定結果と，自由界面波の間欠的な性質を比較することにより，両者の関連性について次のことが考えられる．縮流部において再層流化が完了する低流速の条件 ($U_0 = 5 \text{ m/s}$) では，自由界面の初期変動は比較的小さく，ノズル出口直下流に間欠率の低い平滑領域が現れる．しかし， $U_0 \geq 10 \text{ m/s}$ となる高流速条件では，境界層内の乱れが出口平行流路における境界層の再遷移を促し，壁からの頻繁なバーストを伴う再遷移後のノズル出口境界層が自由界面の間欠率を増大させ，ひいてはノズル出口より剥離後，直ちに 3D 波を誘起する．

Fig. 12 Variation of intermittency factor of free surface waves

4. 結 言

縮流ノズル内部の壁面境界層の発達過程を測定し、噴出後の自由界面波の性質と比較した。自由界面の変動は、レーザー光の屈折を利用した手法により評価した。縮流ノズル内部の再層流化が不完全となる条件に着目し、実験を行った結果について、以下にまとめる。

- (1) 局所の加速パラメータが Moretti らの再層流化条件を満たさない $U_0 = 10 \text{ m/s}$ および 15 m/s の流速条件では、ノズル内での再層流化は不完全であった。このような条件では、ゆがんだ境界層速度分布は出口平行流路内で乱流分布へと回復する。また、順圧力勾配が壁近くの乱れ強さに及ぼす影響は小さくなり、速度変動の減少は、境界層の外側においてのみ観察された。
- (2) 噴流速度の増加に伴い、周期的な 2D 波への不可視的な成長を伴う平滑領域は短くなり、やがて消失した。傾斜角変動の間欠率が急増する範囲も狭まり、 $U_0 \geq 10 \text{ m/s}$ の自由界面は、噴出直後より連続的な波で覆われた。
- (3) ノズル境界層の性状と自由界面波の観察結果との比較から、再層流化が不完全となる条件では、ノズル壁面に沿って成長を遂げた速度変動がノズル出口近傍での乱流境界層への再遷移を促進し、自由界面の乱れを誘起すると考えられる。

謝 辞

本研究は科研費（若手研究（B） 15760117）の助成を受けたものである。

付 録

壁面境界層厚さの予測に関する経験的なモデルと実験データとの比較について述べる。圧力勾配下の境界層運動量厚さは、層流境界層に対する Walz⁽²³⁾の式、あるいは、乱流境界層に対する Buri⁽²⁴⁾の式を用いて評価される。すなわち、層流境界層に対しては次式を用いる。

$$\delta_1^2 = \frac{0.470\nu}{U_1^6} \int_{x_1}^x U_1^5 dx \quad (\text{A1})$$

ここで x_1 は境界層が発生する初期位置を表す。層流から乱流への遷移は、

$$\text{Re}_{\delta_1} = \frac{U_1 \delta_1}{\nu} > 400 \quad (\text{A2})$$

において生ずると仮定する。また、乱流境界層に対する運動量厚さの変化は次式により評価される。

$$\delta_1 = \frac{U_1^{-4}}{\text{Re}_{\delta_1}^{1/4}} \left(c + 0.0158 \int_{x_2}^x U_1^4 dx \right) \quad (\text{A3})$$

ここで x_2 は乱流への遷移の生ずる位置、また、 c は位置 x_2 での運動量厚さに依存する定数である。

図 A1 に計算モデルの概要を示す。局所の自由流れ流速 U_1 は第 2.1 節で述べた二次元非粘性解析より評価した。試験部入口から式 (A1) を用いて運動量厚さの評価を開始する。局所の厚さが式 (A2) を満足した位置より、評価式を乱流のモデル式 (A3) に変更する。主流速度が、式 (1) で与えられる Moretti らの再層流化条件を満たす場合、すなわち、加速パラメータ K が始めて 3.5×10^{-6} を超えた位置 x_3 から、再び層流のモデル式 (A1) を用いて運動量厚さを計算する。ここで、式 (A3) から式 (A1) への移行が連続的に行われるために、仮想的な初期位置 x_1' を定める必要がある。本研究では、繰り返し計算を行うことにより、式 (A1) から見積もられた δ_1 が位置 x_3 における式 (A3) の予測値と一致するように x_1' を求めた。

運動量厚さの予測値を測定結果と比較して図 A2 に示す。計算結果は、実験で得られた境界層速度分布の積分から求められた運動量厚さによく一致している。このような単純なモデルによる予測値の実験結果に対する誤差は、本研究で対象とした全ての条件において 35% 以下であった。

Fig. A1 Model for momentum thickness prediction

Fig. A2 Comparison between evaluated momentum thickness and measured values

文 献

- (1) Moretti, P.M. and Kays, W.M., "Heat Transfer to a Turbulent Boundary Layer with Varying Free-Stream Velocity and Varying Surface Temperature-An Experimental Study," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 8 (1965), pp. 1187-1202.
- (2) Patel, V.C. and Head, M.R., "Reversion of turbulent to laminar flow," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 34, part 2 (1968), pp. 371-392.
- (3) Badri Narayan, M.A. and Ramjee, V., "On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 35, part 2 (1969), pp. 225-241.
- (4) Okamoto, T. and Misu, I., "Reverse Transition of Turbulent Boundary Layer Flow on Curved Wall of Two-Dimensional Symmetrical Contraction," *Transactions of Japan Society of Aeronautical Space Sciences*, Vol. 22, No. 57 (1979) pp. 128-138.
- (5) Ichimiya, M., Nakamura, I. and Yamashita, S., "Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 17 (1998), pp. 37-48.

- (6) Falco, R. E., "Combined Simultaneous Flow Visualization/Hot-Wire Anemometry for the Study of Turbulent Flows," *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol.102 (1980), pp. 174-182.
- (7) Misu, I., "An Experimental Study on Reverse Transition in Grid-Disturbed Flow," *Theoretical and Applied Mechanics*, Vol. 36 (1986), pp. 81-91.
- (8) Blair, M.F., "Boundary-Layer Transition in Accelerating Flows With Intense Freestream Turbulence: Part 2-The Zone of Intermittent Turbulence," *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 114 (1992), pp. 322-332.
- (9) Fernholz, H.H. and Warnack, D., "The effects of a favourable pressure gradient and the Reynolds number on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer. Part 1. The turbulent boundary layer," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 359 (1998), pp. 329-356.
- (10) Warnack, D. and Fernholz, H.H., "The effects of a favourable pressure gradient and the Reynolds number on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer. Part 2. The boundary layer with relaminarization," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 359 (1998), pp. 357-381.
- (11) Spalart, P.R. and Watmuff, J.H., "Experimental and numerical study of a turbulent boundary layer with pressure gradients," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 249 (1993), pp. 337-371.
- (12) Nagaosa, R. and Saito, T., "Turbulence Structure and Scalar Transfer in Stratified Free-Surface Flows," *AIChE Journal*, Vol. 43, No. 10 (1997) pp. 2393-2404.
- (13) Jentink, T.N., "An Evaluation of Nozzle Relaminarization Using Low Reynolds Number k - ϵ Turbulence Models," *Proceedings of the 31st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, (1993), pp.1-11.
- (14) Greenblatt, D. and Moss, E.A., "Pipe-flow relaminarization by temporal acceleration," *Physics of Fluids*, Vol. 11, No. 11 (1999), pp. 3478-3481.
- (15) Nakamura, H., Agostini, P., Ara, K., Cevolani, S., Chida, T., Ciotti, M., Fukada, S., Furuya, K., Garin, P., Gessii, A., Guisti, D., Heinzl, V., Horiike, H., Ida, M., Jitsukawa, S., Kanemura, T., Kondo, H., Kukita, Y., Lösser, R., Matsui, H. et al., "Latest design of liquid lithium target in IFMIF," *Fusion Engineering and Design*, Vol. 83, Issues 7-9 (2008), pp. 1007-1014.
- (16) Hassberger, J.A., "Stability of the FMIF high speed, free surface liquid jet flowing along a curved back wall," *Proceedings of the 10th Symposium of Fusion Engineering*, Vol. 2 (1983), pp. 1849-1853.
- (17) Itoh, K., Tsuji, Y., Nakamura, H. and Kukita, Y., "Initial Free Surface Instabilities on a High-Speed Water Jet Simulating a Liquid-Metal Target," *Fusion Technology*, Vol. 36 (1999), pp.69-84.
- (18) Itoh, K., Tsuji, Y., Nakamura, H. and Kukita, Y., "Free-Surface Shear Layer Instabilities on a High-Speed Liquid Jet," *Fusion Technology*, Vol. 37 (2000), pp. 74-88.
- (19) Horiike, H., Ida, M., Iida, T., Inoue, S., Miyamoto, S., Muroga, T., Nakamura, H., Nakamura, H., Matsushita, I., Yamaoka, N., "Lithium Free Surface Flow Experiment for IFMIF," *Fusion Engineering and Design*, Vol. 66-68 (2003), pp. 199-204.
- (20) Itoh, K., Nakamura, H., Kumamaru, H. and Kukita, Y., "Internal-Shear Mode Instabilities on High-Speed Liquid Jet, (I) Characteristics of Linear Solutions," *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 41, No. 8 (2004), pp. 802-808.
- (21) Kondo, H., Fujisato, A., Yamaoka, N., Inoue, S., Miyamoto, S., Iida, T., Nakamura, H., Ida, M., Matsushita, I., Muroga, T. and Horiike, H., "Experimental Study of Lithium Free-Surface Flow for IFMIF Target Design," *Fusion Engineering and Design*, Vol. 81(1-7) (2006), pp. 687-693.
- (22) Brennen, C., "Cavity surface wave patterns and general appearance," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 44, part1 (1970), pp. 33-49.
- (23) H. Schlichting, *Boundary Layer Theory* (7th edition), (1979), p. 213, McGraw-Hill.
- (24) H. Schlichting, *Boundary Layer Theory* (6th edition), (1966), p. 633, McGraw-Hill.