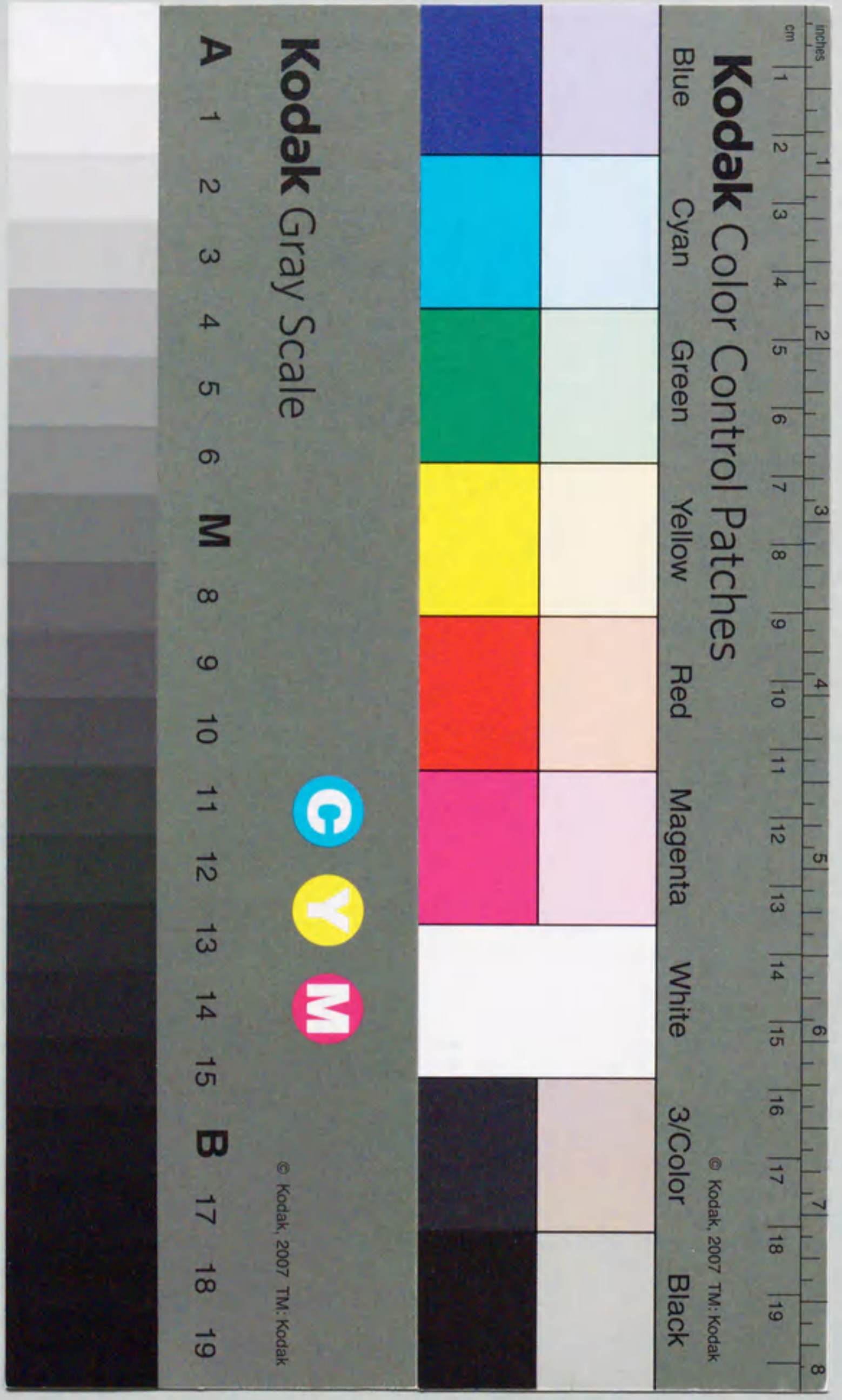


壁面に沿う高速液体噴流上の自由界面波に関する研究

伊藤和宏



①

壁面に沿う高速液体噴流上の自由界面波に関する研究

伊藤和宏

目次

第1章 序論	1
1.1 これまでの研究と問題点	1
1.1.1 噴流自由界面波に関する研究	1
1.1.2 せん断層安定性理論に関する研究	5
1.1.3 高速液体噴流自由界面波に関する既往の研究の問題点	10
1.2 核融合材料照射施設の開発	12
1.2.1 開発経緯	12
1.2.2 IFMIF の概念設計	14
1.2.3 IFMIF の熱流動解析	16
1.3 本論文の目的および構成	20
第2章 自由界面下速度せん断層の線形安定性理論	27
2.1 攪乱方程式と自由界面境界条件	27
2.2 せん断層速度分布の近似	34
2.2.1 後流相似解による近似	34
2.2.2 線形ないし区間線形近似	36
2.3 これまでの研究とその限界	38
2.4 線形安定性理論における攪乱方程式の解	40
2.4.1 表面張力、重力および求心加速度の影響: 一般的議論	40
2.4.2 攪乱方程式の解の性質	42
2.4.3 最不安定波に対する流体物性、噴流形状の影響	47
2.4.4 噴流自由界面下せん断層内の攪乱の増幅率	51
第3章 水平噴流実験	54
3.1 実験装置	54
3.1.1 試験部	55
3.1.2 ノズル形状	57
3.2 測定方法	59
3.2.1 従来の自由界面波計測法	59
3.2.2 屈折光による自由界面傾斜角測定	61
3.2.3 速度分布の測定	66
3.3 実験結果 I (自由界面波)	67
3.3.1 自由界面波の視覚観察	67
3.3.2 自由界面傾斜角の周波数スペクトル	68
3.3.3 平滑領域における自由界面波	73

3.4 実験結果Ⅱ (速度分布)	78
3.4.1 ノズル出口境界層	78
3.4.2 自由界面下せん断層速度分布	84
3.4.3 自由界面速度の流れ方向変化	86
3.4.4 線形分布によるせん断層速度分布の近似	89
第4章 線形安定性理論と実験結果の比較	96
4.1 自由界面波の卓越周波数	96
4.2 自由界面波の振幅	102
4.2.1 自由界面波振幅の実験的評価	102
4.2.2 線形安定性理論による振幅の予測	109
第5章 凹壁面に沿う噴流	112
5.1 凹壁面に沿う水噴流実験および解析	113
5.1.1 実験装置	113
5.1.2 ポテンシャル流モデルによる解析	115
5.2 実験および解析結果	120
5.2.1 噴流およびノズル内部の自由流れ	120
5.2.2 縮流ノズル壁に沿う境界層の発達	123
5.2.3 噴流厚さの流れ方向への変化	131
5.3 凹壁面に沿う噴流の自由界面波	134
第6章 結論	142
6.1 せん断層内攪乱の増幅に及ぼす表面張力、重力加速度、 求心加速度の影響	143
6.2 自由界面波およびせん断層速度分布の測定	144
6.3 線形安定性理論と実験結果の比較	145
6.4 凹壁面に沿う噴流の流動および自由界面波	145
6.5 今後の課題とターゲット設計への提言	146
付録A 気液間の相対速度に基づく界面不安定性	149
研究業績	151
謝辞	152

第1章 序論

高エネルギービームのターゲットとして液体金属噴流を使用する構想がある。ターゲットは高真空中に置かれるが、噴流表面に大きな擾乱(自由界面波)が発生すると、自由界面積の増加に伴って液体金属の蒸発拡散が増加し、さらに擾乱が成長した場合には自由界面から液滴が飛散するため、真空の維持に支障を来す。また、噴流厚さが大規模に変動するとビームエネルギーの吸収が局所的に不十分となり、中性子場の均一性やバックウォールの健全性に影響を及ぼす。本研究では、日本原子力研究所で計画されている国際核融合材料照射施設(IFMIF)での液体リチウム(Li)ターゲットを想定し、流速20m/sに及ぶ高速液体噴流及びその自由界面上の現象について実験的・解析的研究を行った。

本研究の成果は、液体ビームターゲット設計のための基礎データを与えるだけでなく、様々な応用が期待される高速液体噴流の自由界面における界面波の発生メカニズムについて知見を与えるものである。また、本研究のために開発した計測機器は、気液二相流などにおける界面形状の非接触計測のために広い応用範囲を持つ。

以下、第1.1節では、これまでの噴流自由界面波の実験的研究および噴流自由界面の安定性に関する解析的研究についてまとめ、これらの限界と問題点を明らかにする。第1.2節では、現在、概念設計中のIFMIFについて述べる。第1.3節では本研究の目的と本論文の構成について述べる。

1.1 これまでの研究と問題点

1.1.1 噴流自由界面波に関する研究

真空中の液体噴流に関する研究はごく僅かであるため、まず関連する研究として、気体中の液体噴流に関する研究について概観する。

噴流自由界面が平滑である場合と波を伴う場合とでは、気液間の摩擦や熱・物質伝達率が大きく異なる^[1,2]。また波の成長に伴って自由界面から液滴の飛散が増し、場合によっては噴流自体が不安定となって崩壊に至る。このため、噴流自由界面波の発生条件、およびその性状（振幅、波長、周波数等）について、これまで多くの研究がなされてきた。

工業上、最も一般的な噴流である円形噴流では、スプレイ、インクジェット、ジェットカッティングおよび内燃機関の燃料噴出技術などに関連して、噴流自由界面からの液滴の飛散や噴流の崩壊現象^[3,5,8]を明らかにすることが重要である。このため、写真観察による自由界面波や液滴径の測定^[4,6,7]、ガンマ線の吸収を利用した気液混合相（自由界面から周囲気体を巻き込んで混合した相）のボイド率測定^[10,13]、ホログラフィによる液滴径の測定^[11,12,14]等が行われ、ノズル形状^[9,10]や周囲気体密度^[13,14]が気液混合相に及ぼす影響について調べられた^[17]。

高流速の噴流に発生する自由界面波については、既にHoytら^[4,6,7]が写真観察によって、流速 25~27m/sのノズル出口近傍に周期性の高いしま状の2次元波が発生することを指摘している。しかし、その発生領域は短く、すぐに気液混合相が形成されるため、写真観察より詳細な測定結果は報告されていない。また、噴流内部せん断層¹の速度分布についてレーザー流速計^[15,16]やホットフィルム^[18]を用いた測定がなされ、自由界面の性状が噴流内部の速度分布の緩和や乱流強度に関係することが報告されているものの、詳細な測定が困難であることから、ノズル出口境界層および噴流内部の速度分布等の実験データはごく僅かしか存在しない。このため、円形噴流上の自由界面波の発生機構については未解明の点が多い。なお、ごく低速の層流噴流自由界面に定在波が生ずることはよく知られている^[19,20]。

一方、本研究で対象とする板状液体噴流については、液体微粒化や紙・フィルム製造技術、金属の極細線化あるいはストリップ連铸などに関連して、噴流自由界面に生ずる自由界面波を制御・抑制することを目的と

¹ 流れと接する固体表面の近傍や、速度差の大きい流体間の境界において、粘性摩擦の影響が大きいため急激な速度分布を伴う層。固体表面に現れるものを壁面境界層、流体内部に現れるものを内部境界層と呼ぶこともある。

した実験的、解析的研究が報告されている。Appelら^[21]は電気抵抗式水位計とプローブ接触式水位計を用いて、2次元噴流の自由界面波の振幅および周波数を測定した。流速 5m/s以上の噴流自由界面波振幅の流れ方向への増加が、噴流厚さを代表長さとしたウェーバ（Weber）数 We_D で整理され、重力や粘性の影響を表すフルード（Froude）数やレイノルズ（Reynolds）数に依存しないことを見いだした。これは、自由界面波の振幅に対して表面張力の影響が支配的になることを示している。しかし、さらに流速を上げると、振幅の増加を We_D では整理できなくなり、噴流厚さといった非局所的な代表長さでは自由界面波の成長を記述するのに限界があることを示唆している。また、2次元噴流に対するバックウォールの有無や、円形噴流との比較実験を行い、縮流ノズル内の境界層の発達と自由界面波の性状に関連があることを指摘しているが、実際に境界層の測定が行われておらず、十分な議論には至っていない。

Brennen^[23,24,25]は球およびたん形物体（bluff body）の後流に生ずる空洞流の自由界面波について、しま状2次元波の波長を写真測定し、自由界面下せん断層の安定性理論との比較を行った。本研究は噴流自由界面を扱ったものではないが、物質面で成長した境界層が剥離し、自由界面を有するせん断層流れに移行する点で、2次元噴流とよく類似している。Brennenは自由界面下せん断層の速度分布の緩和を平板後流速度分布で近似し、非粘性オア・ゾンマーフェルト（Orr-Sommerfeld）方程式²（以下、O-S方程式）の解を数値的に求めた。水を作動流体として流速 15m/sまでの実験を行い、理論から予測される空間的増幅率が最大となる波の波長（最不安定波長）と実験結果がよく一致したとしている。本研究はせん断層安定性理論を自由界面波の成長に適用した点で先駆的であるが、波長の測定が写真による限られたものであり、剥離点および自由界面下の速度分布が測定されていないため、理論との比較は極めて仮定の多いものとなっている。

橋本ら^[26]は薄い（0.2mm）スリットから気流中に噴出される液膜噴流（流速 3~7m/s）について実験的研究を行った。ノズル出口付近に初生

² 本論文第2.1節で詳しく紹介する。

するしま状2次元波の波長が、下流において支配的な気液間の相対速度にもとづく界面不安定性（ケルビン-ヘルムホルツ（Kelvin-Helmholtz）不安定性）に起因する変動波に比べて短く（1/10程度）、気流速度などの周囲気体の条件にもほとんど依存しないことを見出した。レーザー光の反射および屈折を利用して界面傾斜角を測定し、界面傾斜角の変動強度が流れ方向に増加することや周波数スペクトルの形が流れ方向に変化することを報告している。さらに鈴木ら^[27]は、橋本らの測定した液膜噴流のしま状変動波に対して、噴流内部全体を占めるせん断層の安定性理論解析を行った。鈴木らによる解析は、噴流全体の安定性に関わるものであり、Brennenや本研究が対象とする薄い自由界面下せん断層を持つ流れとは速度分布の点で異なるが、粘性を考慮したO-S方程式から予測される時間的最不安定攪乱の波数と実測した2次元波の波数がよく一致する結果を示している。しかし、せん断層の速度分布はLienhardの方法^[22]により近似されたものであり、剥離点における境界層の測定も行われていないため、定性的な評価にとどまっている。また、表面張力など流体物性の影響について、噴流速度を代表速度とし、スリット幅を代表長さとしたウェーブ数が増加するにつれて増幅率が減少することを報告している。

Yoshinoら^[28]は水平な自軸まわりに回転している円柱の外側にある自由表面を持つ水流の自由界面波をレーザー光の反射を用いて測定し、比較的流速が高い場合（3m/s程度）にノズル付近に波長1~3mmの2次元波が発生することを報告している。

以上の研究から示されるように、噴流の形状（円形か板状かあるいは壁面の有無）に関わらず、数m/sの流速をもつ液体噴流の自由界面流れの表面にしま状で周期性の高い2次元自由界面波が初生することが見出され、その発生機構が自由界面下せん断層の安定性に関係しているらしいことが徐々に明らかにされてきた。しかし、いずれの研究報告においても2次元波の波長が約1mm程度と小さく、波が数m/sの速度で移動するために測定が困難であること（数kHz以上の応答速度が必要）、さらに自由界面下や剥離点でのせん断層速度分布の測定データが極めて限られていることから、理論との比較は不十分であり、依然、未解明の点が多

い。

1.1.2 せん断層安定性理論に関する研究

せん断層の安定性解析では、せん断層とせん断層外部の自由流れおよび自由界面（または壁面）との境界条件、また、せん断層内の速度分布が重要な役割を果たし、これらをO-S方程式に代入することにより、個々の流れに対する微小攪乱の増幅率が与えられる。自由界面を持たない層流自由せん断層については、速度分布が変曲点を持ち、Tollmienの定理より非粘性の極限において不安定である（すなわち正の増幅率をもつ攪乱が存在する）ことが既に証明されている。また、粘性を考慮した安定性解析においても、これらの流れが不安定になることが明らかにされている^[29,30]。

本論文で注目する剥離した自由界面下せん断層の速度分布は、十分に広い一様流れの中に置かれた平板の後流せん断層の速度分布と類似である。これは、自由界面せん断層においては自由界面上で、後流せん断層においては対称面上でせん断応力が零となるためである³。そこで、平板後流せん断層の安定性について、これまでの研究を紹介した後、自由界面下せん断層の安定性について述べることにする。

Wynanskiら^[31]は、平板を含む種々の物体の後流速度分布を熱線流速計を用いて測定し、物体面から剥離した境界層速度分布が粘性によって徐々に流れ方向に変化する過程（緩和過程）の詳細な測定結果を報告した。また、測定された速度分布を非粘性O-S方程式に代入した攪乱方程式を解くことにより、外部から人為的に後流に与えた攪乱の増幅を予測できることを明らかにした。Cimbalaら^[32]は2次元物体の後流について、流れの可視化および熱線流速計による速度測定を行った。後流内の大きな渦構造の周波数が、非粘性O-S方程式から求められた最大空間増幅率をもつ攪乱の周波数に一致することを報告している。Marasliら^[33,34]は粘

³自由界面下せん断層では、自由界面に生じた波による圧力変動の影響を受けるため、平板後流の速度分布と完全には一致しない。

性を考慮したO-S方程式による増幅率の解析と後流の速度変動周波数の比較を行い、よい一致を得た。以上の研究から、平板後流においては、せん断層内の攪乱が選択的に増幅され、それにより周期性の高いコヒーレント構造をもつ渦が形成することが十分な精度をもって示されている。このような後流速度分布における安定性の実験的検証は、速度分布や乱れの詳細な測定結果に支えられたものである。

一方、比較的高流速の流れに関する自由界面下せん断層の安定性と自由界面波の成長との比較については、前節において述べたように、非粘性O-S方程式によるBrennenの研究、および粘性を考慮したO-S方程式による鈴木らの研究がある。いずれの研究においても、自由界面波の波長と安定性理論における最不安定波長がよく一致したと報告されている。しかし、自由界面波の詳細な測定が困難である上、剥離点での境界層速度分布およびせん断層速度分布の実験結果が不足しているため、理論の検証において不明確な点が多く残されている。これは、高速で流れる自由界面波の測定技術⁴や変動する自由界面下の速度分布を精度良く測定する技術が十分に開発されていないことによる。例えば作動流体が水である場合、後で示すように流速が10m/s程度の噴流自由界面せん断層が層流であるのは、せん断層厚さが約0.2mm以下（境界層運動量厚さが約0.04mm以下）の場合であり、このように薄いせん断層内の速度分布の計測は難しく、特に自由界面に波が発生している場合の界面付近の速度分布計測は困難である。さらに密度が空気の約1000倍と大きいため、運動量の大きい液体高速流を低振動で再現することは容易ではない。これらが、現在においても自由界面下せん断層の安定性理論の実験的検証を困難なものにしている理由である。

せん断層の安定性問題と比較して、さらに自由界面下せん断層に特徴的なものとして、自由界面の境界条件が挙げられる。せん断層の境界が自由界面として変動すると、せん断層内速度分布との相互作用^[38,41]から、安定性に複雑な影響を及ぼすと考えられる。しかし、線形理論では、速度分布と自由界面との相互作用は無視し、振幅が十分に小さい微小振幅

⁴ 自由界面波の測定技術については、第3.2.1項にまとめられている。

波を仮定して、自由界面における境界条件として運動学的条件（自由界面形状の連続条件）と動学的条件（自由界面における圧力の釣り合い条件）のみを与えている⁵。このような線形的な扱いでも、表面張力、重力加速度および自由界面の曲率による求心加速度などが境界条件に含まれるため、攪乱方程式の解すなわち攪乱の増幅率に影響を及ぼす。すなわち、自由界面下せん断層の安定性問題では単純なレイノルズ相似則が成り立たなくなり、たとえせん断層の速度分布が相似であっても、攪乱の増幅を予測するためには、個々の流体物性値や自由界面境界条件に対して攪乱方程式を計算しなくてはならない。これは液体金属など特殊な流体を扱う場合に特に顕著な問題となる。このため、攪乱方程式の解の性質、特に表面張力および求心加速度が解に及ぼす影響を明らかにすることは重要である。さらに、攪乱の増幅に対して支配的な無次元量を見だし、それに対して増幅率を整理することにより、初めて安定理論による予測が物性の異なる流体の噴流自由界面波に適用可能となる。

O-S方程式は4階の微分方程式、非粘性O-S方程式は2階の微分方程式であり、解を求めるためには一般に数値的な手法に頼らざるを得ない。このため、解の性質を議論することは難しく、表面張力や求心加速度などの影響を吟味するためには、多大な労力を要する。Triantafyllouら^[36]は自由界面に固定した円筒の後流に生じる自由界面下せん断層に対し、非粘性の攪乱方程式に実験から求めた速度分布を代入して数値的に解を計算した。円筒半径 a を代表長さとしたフルード数 $Fr_0 (=U_0/\sqrt{ga})$ を0~7まで変化させ、後流のある固定点での時間的増幅率の変化を示した。時間的増幅率は空間的増幅率（すなわち波数の虚部）が零の時に最大となり、攪乱の位相速度に対して2つの極大値をとる（これをBranch IおよびBranch IIと呼ぶ）。 $Fr_0 > 1$ （すなわち高速流の場合）には片方（Branch II）の極大値が他方より大きくなり、その極大値は Fr_0 の増加（すなわち流速の増加）と共に増加する。しかし、この解析では表面張力の影響が無視されているため、流体物性が異なる場合に適用可能であるか明らかではない。また、空間的増幅率については、位相速度に対して極大値を

⁵ 自由界面の境界条件については、第2.1節で詳しく述べる。

取り、最不安定攪乱が存在することが示されているものの、 Fr_Δ に対する依存性は示されていない。Dimasら^[39]はフルード数が無限大までの結果を示し、Branch IIの時間的増幅率がフルード数の増加に対して増加すること、また、その極大値は低波数領域に移動することを示したが、この場合においても表面張力の影響は考慮されていない。

一方、Sternら^[35]は自由界面下せん断層の安定性問題において、自由界面の境界条件が存在することから最も単純な直線速度分布（線形分布）においても不安定解が生じることを指摘し⁶、この場合に非粘性O-S方程式が単純な3次の代数方程式に帰着することを示した。これにより、攪乱方程式の解の性質を見通しよく議論することが可能となり、表面張力が波数の大きな攪乱の増幅率を減少させ、低流速における中立安定曲線に与える影響が大きい（逆に高速流では表面張力の影響が小さい）ことを示している。Sternらの導出した3次代数方程式は、速度分布の仮定を除いて、BrennenやTriantafyllouらの非粘性O-S方程式を用いた線形安定性解析と等価である。なお、Sternらの研究では空間増幅率については議論されておらず、波数は実数として扱われている。

Caponiら^[37]は、同様に線形速度分布近似による3次代数方程式を解き、攪乱の時間的増幅率の波長依存性について調べた。攪乱の時間的増幅率は、せん断層上端と下端の速度差 u_Δ およびせん断層厚さ Δ に依存し、せん断層厚さがある閾値よりも大きい場合（ $\Delta > \Delta_{crit}$ ）に不安定攪乱が存在することを示した。速度差 u_Δ の増加に対して Δ_{crit} は減少し、不安定となる波長の範囲（約1mm～数十mm）は増加する。また、 u_Δ の増加に対して最不安定攪乱の波長は減少し、位相速度は増加することが明らかになった。しかし、Caponiらは風波を関心の対象としたため、解の挙動は速度差 u_Δ が小さい（深水波の位相速度の2倍、約0.5 m/sまで）の場合しか調べられていない。また、表面張力は考慮されているものの、その大きさが増幅率に及ぼす影響については議論されていない。

同じくLonguet-Higgins^[40]は、速度分布を線形近似した攪乱方程式から、

⁶ すなわち、自由界面下せん断層ではTollmienの定理に反して、“変曲点のない速度分布”でも不安定となる。

不安定攪乱の分散関係を示している。しかし、結果は限られた条件（ $u_\Delta = 4.0(gT)^{1/4}$, $\Delta = 0.4(g/T)^{1/2}$, g : 重力加速度、 T : 表面張力）に対してのみ与えられている。さらにLonguet-Higgins^[42]は線形速度分布の自由界面近傍に均一流速部分を加えた区間線形の速度分布を用いて、自由界面下せん断層の速度分布を近似した。この場合、O-S方程式と境界条件は4次の代数方程式に帰着する。4次方程式から求められる時間増幅率は、Triantafyllouらの結果と類似して波長に対して2つの極大値をもつが（Branch IとII）、均一流速部分が小さい場合、すなわち速度分布が線形分布に近い場合にはBranch IIの増幅率が他方よりも非常に大きくなる。この結果から、線形分布を仮定した3次方程式の解の振る舞い（特に増幅率が最大となる最不安定波に関して）は、後流速度分布またはその他の曲線分布で速度分布を近似した攪乱方程式のBranch IIの解に類似すると考えられる。Longuet-Higginsはせん断層厚さを代表長さとしたフルード数（ $= u_\Delta / \sqrt{g\Delta}$ ）の増加に対し、時間的増幅率の最大値は単調に増加し、最不安定波数は減少することを報告している。また、両者の変化率はフルード数が大きくなるほど減少することを示しており、Triantafyllouらの結果と類似している。しかし、ここでも表面張力は無視されおり（ $T = 0$ ）、表面張力を変化させた場合の増幅率および最不安定波数の振る舞いについては明らかにされていない。

以上に述べたように、最不安定波の波数および増幅率は、フルード数依存性について整理されており、表面張力が及ぼす影響については明らかにされていない。流速依存性についてもフルード数が7程度までしか調べられておらず高流速条件に関する解析データベースは十分ではない。また、時間的増幅率についてのみ扱っている研究がほとんどであり、空間的増幅率を評価しているものはBrennenのみである。せん断層厚さの流れ方向の変化が緩やかである場合、座標変換によって空間的増幅率と時間的増幅率を容易に関係づけることができるが、噴流自由界面下せん断層では、剥離点から急激に速度分布が緩和されるため、時間的増幅よりもむしろ空間的増幅率によって自由界面波の増幅を議論するべきである。

1.1.3 高速液体噴流自由界面波に関する既往の研究の問題点

高速液体噴流の自由界面上に生ずる波の発生機構について、いくつかの既往の研究において自由界面下せん断層の不安定との関連が指摘されている。しかし、これまでの研究では自由界面波やせん断層に関する実験データが極めて不十分であり、理論との比較によって発生機構を確定するには至っていない。以下にこれまでの実験的研究の問題点について示す。

(1) 自由界面波の測定が不十分である。特に高速噴流については、写真による波長の測定以上に詳細な結果が得られておらず、波の周波数、位相速度、流れ方向の振幅や性状の変化、波の発生条件などが定量的に明らかにされていない。

(2) 自由界面下せん断層の速度分布は、せん断層の安定性の決定因子であり、理論との比較のためには速度分布の測定が不可欠であるが、高速の自由界面下せん断層については、技術的困難が大きいため実測例は報告されていない。

(3) 既往の低速噴流に関する研究では、自由界面波の成長を噴流厚さないし直径など非局所的な代表長さを用いて整理しようとしているが、これには明らかな限界がある。自由界面波がせん断層の不安定に起因するものであれば、せん断層厚さなど局所の代表長さによる整理がより有効であると考えられるが、低速噴流に関してさえも、このような検討は十分に行われていない。

一方、自由界面下せん断層の安定性に関しては比較的多くの研究があるが、高速液体噴流の自由界面波の予測への適用については、以下のような問題がある。

(1) 既往の解析は低速でかつせん断層の厚さが大きい場合（低フルード数）に集中しており、高速で湾曲した液体金属噴流の自由界面の安定性において問題となるような、流体の表面張力が大きく、高流速（高フルード数）で、かつ求心加速度が大きい場合の安定性については、これらの研究からは不明である。

(2) 低速の場合についても実験結果との対比が十分に行われておらず、特に高速流の場合については理論の適用性の検証が行われていない。

(3) ほとんどの研究では攪乱の時間的安定性のみを扱っている。本研究で取り扱うような噴流自由界面上を下流に向かって波が成長するような場合については、むしろ空間的安定性を解析の対象とすべきであるが、このような問題についてはほとんど解析例がない。

以上から、これまで液体金属ターゲット流の自由界面波を予測することは困難であり、噴流自由界面に生ずる波を抑制するための設計上の明確な指針も存在しなかった。本研究はこれらの問題点を解決し、凹壁面に沿う高速液体噴流の自由界面波を予測可能とするものである。本研究の目的は、第 1.3 節に示すこととし、次節においては、本研究の背景である高速液体噴流をターゲットとする強中性子照射施設（IFMIF）の概念設計について述べる。

1.2 核融合材料照射施設の開発

1.2.1 開発経緯

核融合炉に使用される部材の多くは高エネルギー中性子に曝され、その耐照射性能がシステムの成立性に直接関与する。特に、プラズマ・真空系とブランケットを隔てる構造材の耐照射性能は、エネルギーを運ぶ中性子の強さと積算量の限界値を支配し、システムの効率と部材交換などを含めてエネルギーコストに直結する。

D-T 炉で使用されるプラズマ近接領域の部材は 14MeV までのエネルギースペクトルをもつ中性子照射に曝される。このような高エネルギーの核融合中性子は、核分裂中性子と大きく異なる形で材料の耐久性に影響すると予測されている。しかし、これまでの核融合材料研究は、核融合中性子の代用としての分裂中性子、加速イオン、電子線などで得た実験データからの推論に終始してきた。

こうした状況を踏まえ、核融合炉の中性子エネルギースペクトルに近似性が良く、かつ高い中性子束の得られる照射施設の開発が進められてきた。米国の FMIT (Fusion Materials Irradiation Test) 計画^[43-46] (1978~1985) では LINAC で重陽子ビームを加速して液体 Li ジェット流薄膜に入射させ中性子を得る d-Li ストリッピング反応方式 (d-Li 方式) でビーム電流値 100 mA 規模の施設を設計した。図 1.1 にターゲット部の概念図を示す。

本計画が財政上の理由で建設直前に中止された後、IEA (国際エネルギー機関) 傘下の協力で施設概念の選択作業^[47]が続けられる一方、日本では日本原子力研究所を中心に ESNIT (Energy Selective Neutron Irradiation Test facility) 構想の技術検討^[48-50] (1988~93) が行われ、d-Li 方式が施設概念中、唯一実現可能であること、また加速器ビームを約 250 mA とし、試験片微小化技術と組み合わせれば照射体積要求の充足は可能であることなどが確認された。

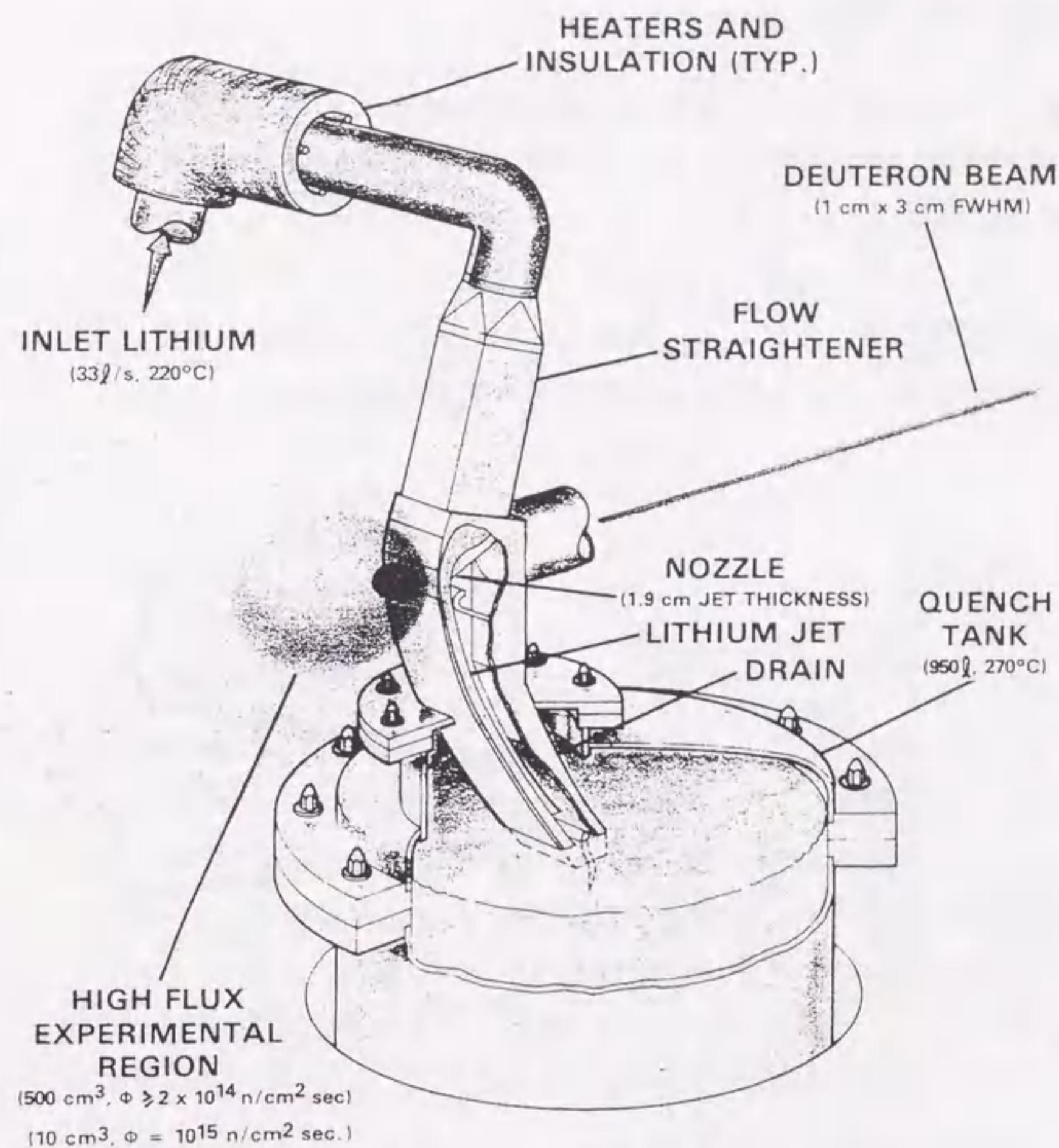


図 1.1 FMIT ターゲット部概念図^[44]

1992 年に IEA の活動で d-Li 方式が最適概念として選定されたのち、1993 年より日-米-欧-露で IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility) 概念設計活動^[51] (CDA) がスタートし、安全性、コスト等の評価を終え、1996 年に最終報告^[52,53]がまとめられた。今後、工学確証段階を経て詳細設計へと進められる予定である。

1.2.2 IFMIF の概念設計

IFMIF は、40MeV、125mA の 2 基の重陽子加速器、ビーム輸送系、液体リチウムを用いたターゲット系、ターゲットと照射施設を収納するテストセルから構成されている。図 1.2 にターゲットアセンブリーのレイアウトを示す。2 本の重陽子ビームは、水平に対し±10°の角度で Li ジェット流の自由界面に照射する。液体 Li 噴流との d-Li 反応により、照射領域（フットプリント）背後に高中性子束領域が得られる。

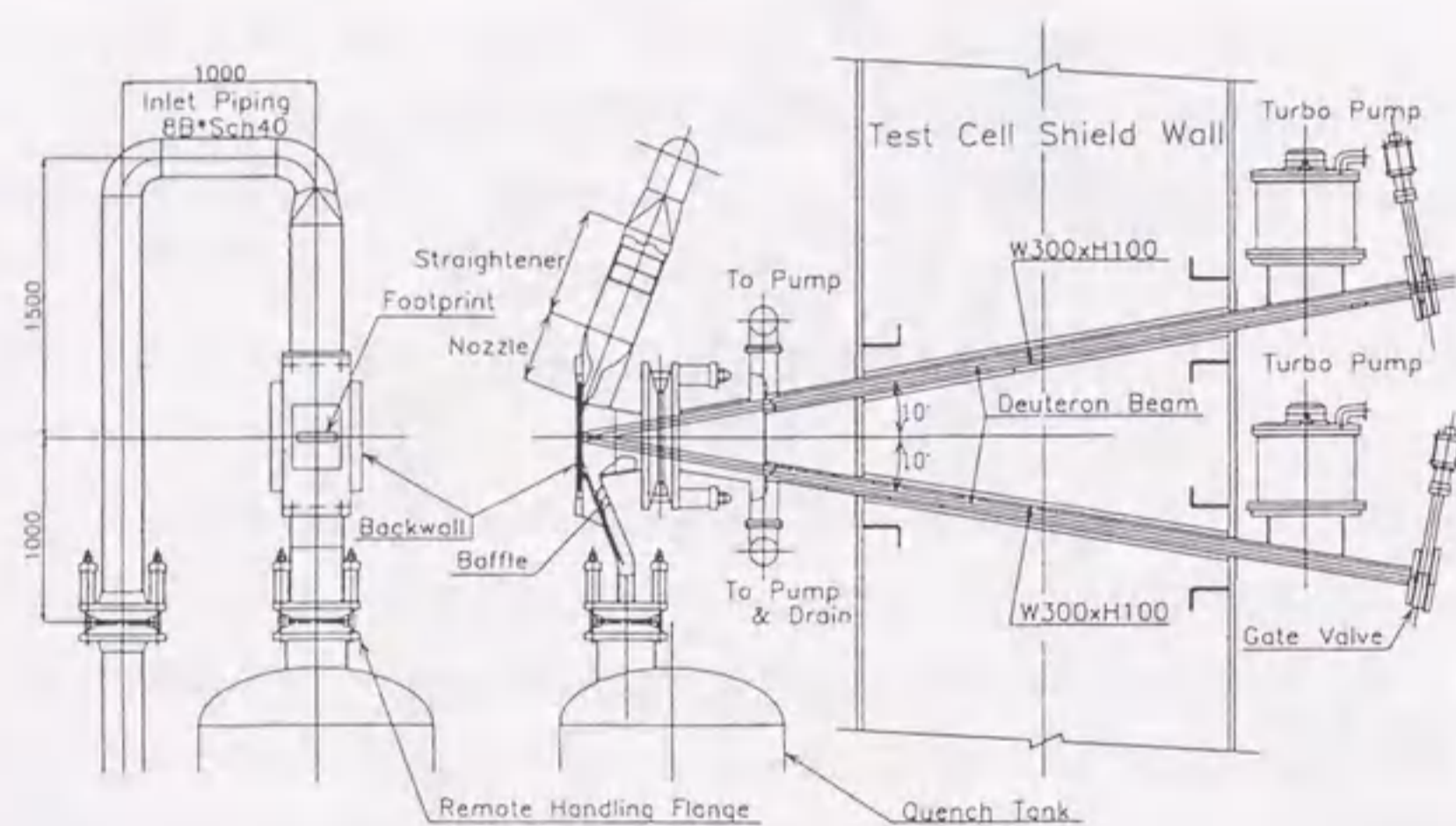


図 1.2 IFMIF ターゲットアセンブリーのレイアウト^[53]

IFMIF-CDA では、2 台の 125mA 重陽子リニアックを用いてそれぞれ独立にビーム加速を行い、ターゲット面上で合成する方法が選択されている^[54]。加速エネルギーは最大 40MeV で 32, 36MeV も選択可能である。ビーム分布は水平 20cm×垂直 5cm の矩形一様であり、ビーム総出力は 5MW である。

液体 Li 噴流ターゲットは、Li 噴流の安定性を維持し、発生する高エネルギー中性子束の照射試料に対する時間的、空間的な安定性を保証すること、および重陽子ビームによる Li 流内部発熱（最大約 10MW）の

除去を目的として設計された。IFMIF ターゲットにおける Li 噴流のパラメータを表 1.1 に示す^[55-57]。

噴流厚さ	0.025 m (40 MeV D+)
	0.022 m (36 MeV D+)
	0.019 m (32 MeV D+)
噴流幅	0.26 m
噴流速度	15 m/s (範囲 10 ~ 20 m/s)
入口温度	250 °C
出口温度	300 °C (15 m/s)
表面温度	290 °C (15 m/s)
ピーク温度	450 °C (15 m/s)
ビームフットプリント	5×20 cm ²

表 1.1 Li 噴流パラメータ

ビームエネルギーの損失を防ぐため、ターゲットチャンバー内の真空度は、Li 流自由界面近傍で 10^{-3} Pa に保つことが必要である。このため Li 噴流は、最大流速 20m/s 時にも 25mm の噴流厚さを安定に維持すると共に、ビーム入射時には、Li の沸騰や自由界面から真空中への蒸発を抑制しなければならない。FMIF および IFMIF では、バックウォールに半径数十～数百 cm 以下の曲率を持たせ、求心加速度による静圧の上昇を噴流内に発生させることにより、Li の沸騰を抑制する構造としている。凹壁面に沿う噴流内部では、求心加速度の発生によって自由界面側の流速が速く凹壁面側が遅いといった自由渦速度分布が形成され、(i) 凹壁面付近では、静圧の上昇に伴い飽和温度が上昇し、沸騰開始までの熱的余裕が増加する。(ii) 自由界面付近では流速の増加により熱エネルギーの移流が増加するため、温度上昇が抑制される。(iii) 自由界面上の波の成長を抑制する等、多くの好ましい効果をもたらすと考えられている。(i), (ii)の効果については、次節で述べる数値計算による熱流動解析でおおむね確かめられている。しかし、(iii)の効果については、これまで自由界面波の発生機構が明らかにされていなかったため、ほと

んど評価されていない。本論文（第 2.4 節）はこの効果について、ノズル出口近傍における求心加速度、表面張力および重力加速度が自由界面波の成長にどのように影響するかを安定性理論から明確に示すものである。また、凹壁面に沿う Li 噴流のノズル出口近傍に初生する自由界面波を、安定性理論を用いて予測可能であることを示す（第 5 章）。

中性子束分布の空間的および時間的な変動の予測やターゲット自身の健全性確保のため、内部発熱を伴い、自由界面を有するターゲット流の熱流動特性（例えば、自由界面上での波の生成と成長、厚さ分布の変化、凹壁面上の流れに生じる求心加速度の効果、高熱流束ビームの入射・発熱に伴う昇温・密度低下による自由界面の変動、噴流内部の沸騰や自由界面からの大規模蒸発の可能性等）の把握が不可欠である。そこで IFMIF/CDA では、ターゲット流の流動特性を調べると共にその設計データを得るため、FMIT や ESNIT での設計研究^[58]を参考にしつつ、ターゲットアセンブリーの暫定的な設計が行われた。次節では、本研究にも関連があることから、ビーム照射時の熱流動解析^[59-61]を紹介する。

1.2.3 IFMIF の熱流動解析

ビーム照射によるターゲット噴流内部での沸騰と、自由表面から真空への Li 蒸発の抑制に関わる熱的裕度を把握するため、流速範囲 10~20m/s について、凹壁面の曲率半径をパラメータとした熱流体解析が行われた。解析では、重陽子ビーム（35MeV, 250mA）の照射で生じる Li 噴流中の発熱分布を計算コード EDEP-1^[62]を用いて求め、解析条件として与えている（図 1.3）。

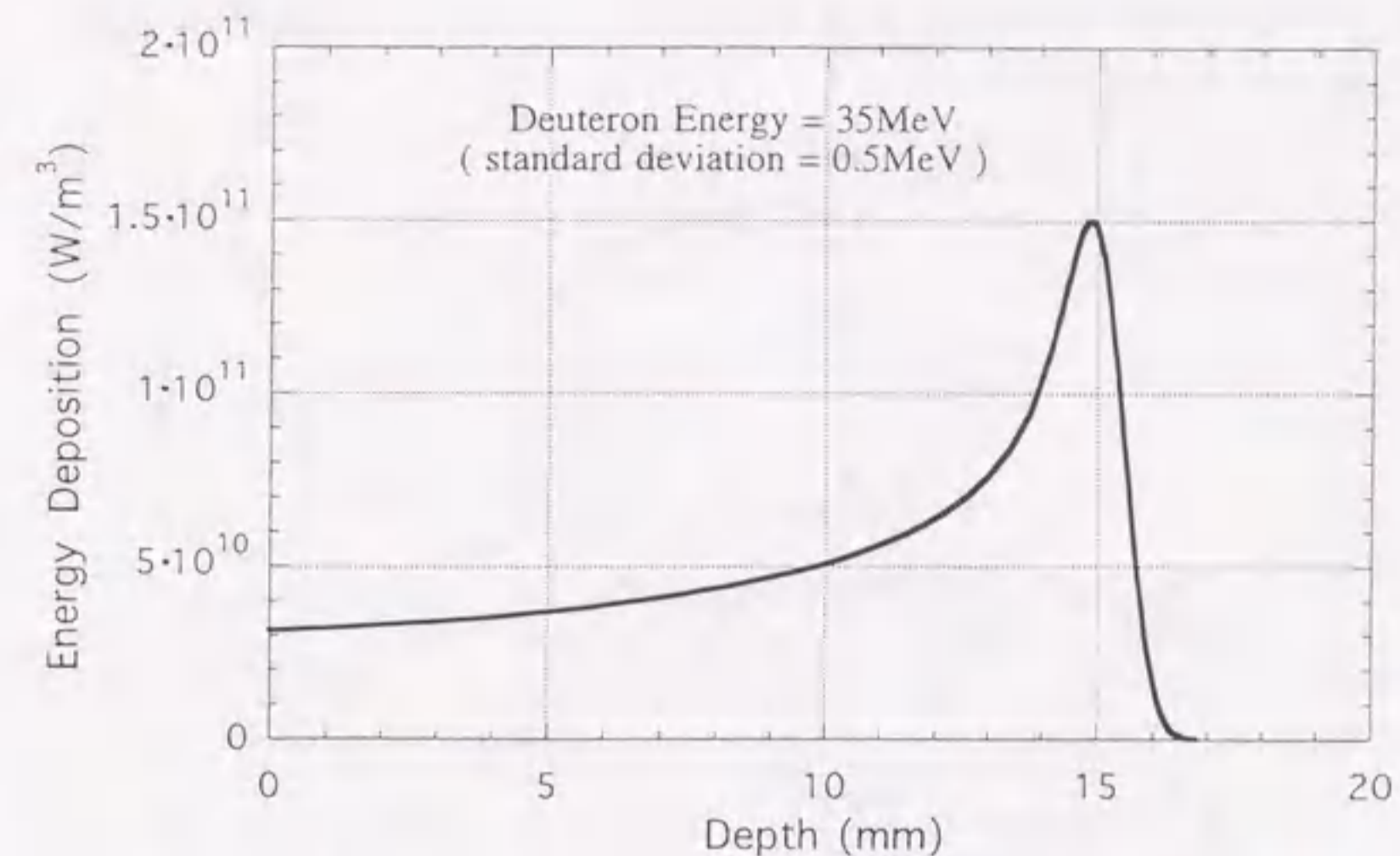


図 1.3 重陽子ビームによる Li 中の発熱分布^[59]

バックウォール曲率半径 250mm, 流速 20m/s の場合における、ターゲット噴流内部の温度分布の典型例を図 1.4 に示す。最高温度は照射領域の下流端 ($L=25\text{mm}$) に生じ、それより下流ではほぼ同心円状の等温線となる。この結果より、ピーク位置で大きな昇温が生じるものの、主に熱伝導による半径方向の熱移動は小さいことが示されている。

噴流内部の昇温は流速にほぼ反比例する。また、求心加速度による静圧の上昇（すなわち飽和温度の上昇）は流速と共に増加するため、低流速ほど熱的裕度が低い条件となる。照射領域下流端での温度分布予測を、液体 Li の飽和温度（沸点）と共に図 1.5 に示す。また、液体 Li に関する飽和蒸気圧を図 1.6 に示す。IFMIF 設計値の最低速度 10m/s の場合でも、表面およびターゲット流内のピーク温度位置で十分な熱的裕度を確保できることが確認された。なお、半径方向の静圧上昇はバックウォール曲率半径の増加と共に低下するが、曲率半径が 1000mm と十分大きな場合でも飽和温度は約 850°C であり、熱的裕度は十分確保される。また、この解析では入口速度分布を均一分布で与えているが、実際には前述の様に半径方向に傾斜した流速分布となり、自由表面の流速は平均流速より大きくなるため、自由表面での熱的裕度はさらに増加する。バックウォールの曲率がノズル出口速度分布および噴流厚さに与える影響については、本論文の第 5 章でポテンシャル流モデルを用いて評価を行う。

また、ノズル壁に沿う境界層の発達を評価し、Li 噴流の自由界面波に及ぼす影響について述べる。

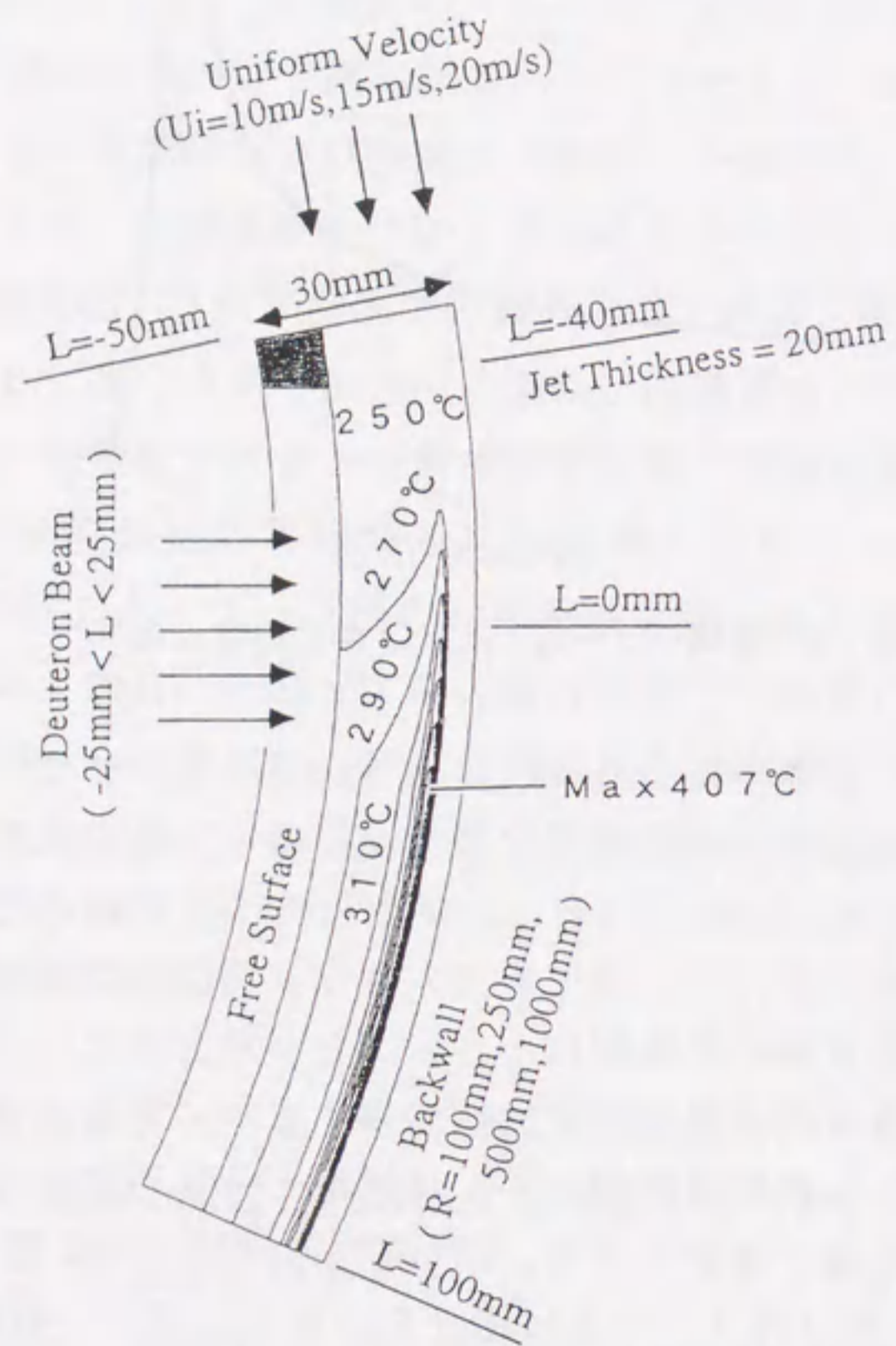


図 1.4 噴流内温度分布[53]

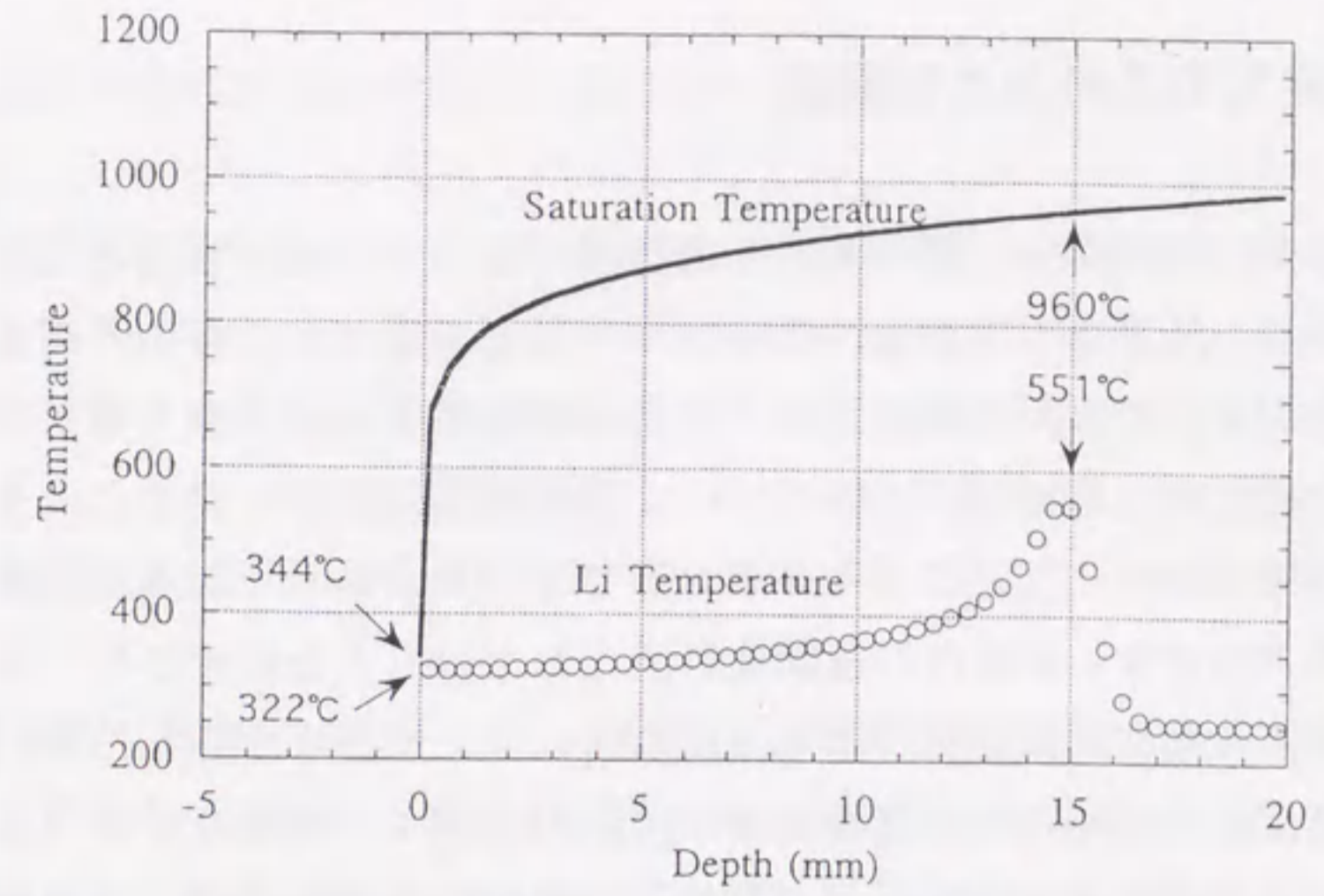


図 1.5 Li 噴流温度と飽和温度の比較(バックウォール曲率 250mm, 流速 10m/s)[53]

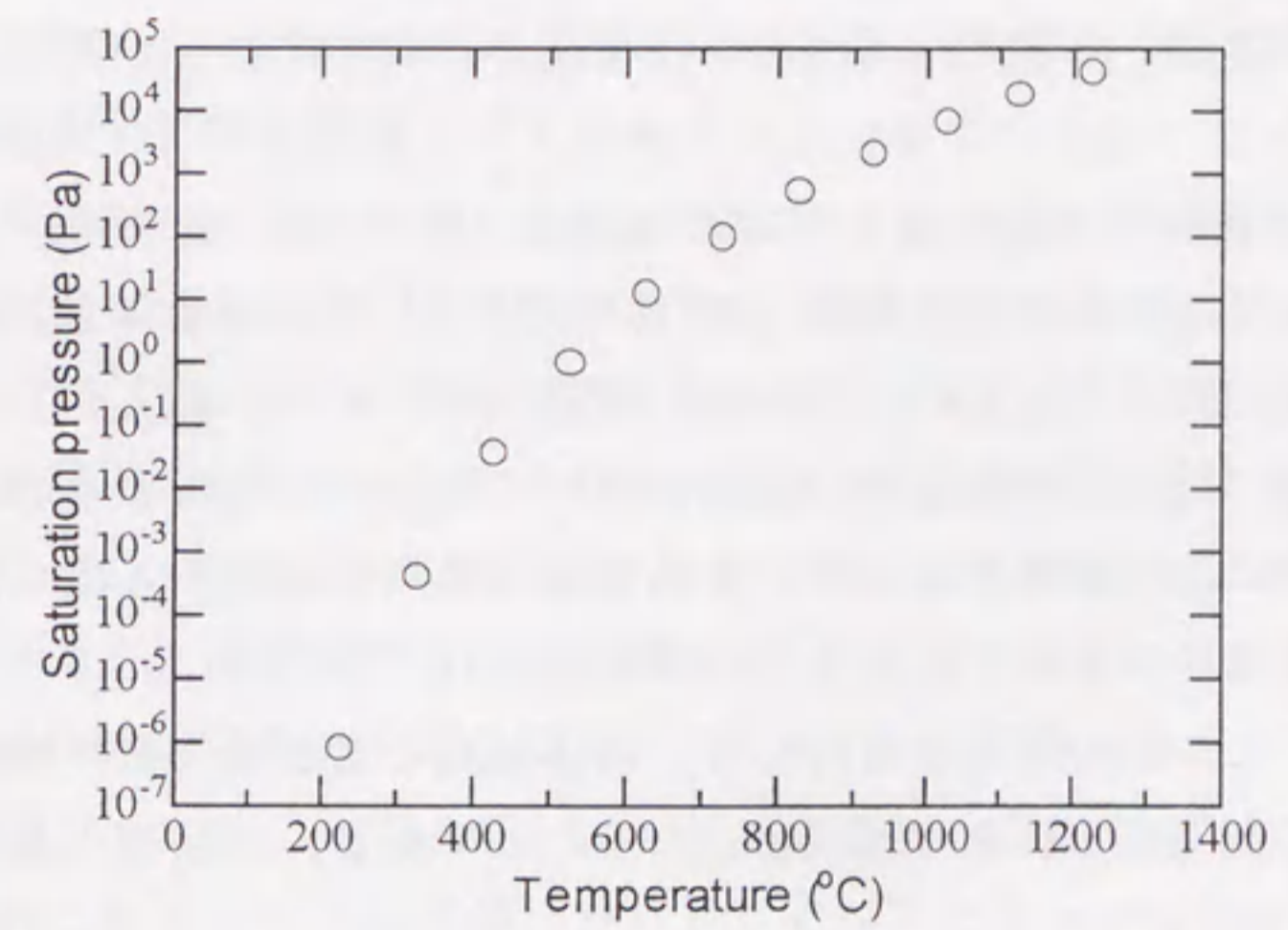


図 1.6 液体 Li の飽和蒸気圧

1.3 本論文の目的および構成

これまでの研究から、液体噴流自由界面に発生する波の原因として自由界面下せん断層の不安定性が示唆されている。しかし、自由界面波の測定結果および剥離点や自由界面下のせん断層速度分布の測定結果が不足しているため、理論との比較において不明確な点が多く残され、十分な検証が行われていないことは第 1.1 節で述べたとおりである。現状では、流れ方向にせん断層内の運動量が変化しないことを仮定して、せん断層の速度分布を後流速度分布等で近似的に与えて攪乱方程式を解いているが、攪乱の増幅と自由界面波との比較において、剥離点におけるせん断層厚さが不可欠となる。ところが、急激な圧力勾配の生じる縮流ノズル内部では、境界層の成長が圧力勾配のない平板境界層のそれとは大きく異なるため、ノズル出口での境界層の性状（層流または乱流）や境界層厚さを精度良く評価することは困難である。また、噴流自由界面下せん断層の速度分布の流れ方向変化（緩和過程）は、せん断層内の攪乱の増幅や自由界面との相互作用から平板後流とは異なることが予想される。

一方、自由界面下せん断層の安定性理論については、低フルード数 ($u_{\Delta}\sqrt{g\Delta}$, u_{Δ} :せん断層内の速度差, g :重力加速度, Δ :せん断層厚さ) に対する解の挙動が調べられているものの、高速（高フルード数）でかつ表面張力が大きい液体金属噴流への適用については調べられていない。さらに、凹壁面に沿う噴流に対して、自由界面の曲率に起因する求心加速度が攪乱の増幅率に及ぼす影響についても示されていない。

本研究は、これらの問題点を踏まえ、液体金属を含む高速液体噴流の自由界面波に発生する波を予測可能とするものである。本研究の目的を以下に示す。

(1) 自由界面波の発生機構を自由界面下せん断層の安定性によるものと仮定し、また、液体金属噴流を用いた核融合中性子照射施設へ適用することを考慮して、表面張力、重力および自由界面曲率が自由界面波に及ぼす影響を明確にし、時間的、空間的に増幅される最不安定波の波数を

高速液体噴流に適した無次元数によって整理する。

(2) 高速液体噴流のノズル出口付近に発生する自由界面波に対し、これまで得られなかった自由界面波の周波数や剥離点（縮流ノズル出口）での境界層、自由界面下せん断層の速度分布を測定し、その性状を明らかにする。また、線形安定性理論による予測と実験結果との比較を行い、線形理論が高速液体噴流についても適用可能であることを明らかにする。

(3) 実際に液体金属ターゲットを模擬した流動形状に対し、凹壁面が縮流ノズル内の流動および境界層厚さ等に及ぼす影響を明らかにする。これにより、液体金属ターゲット流の流動を自由界面波を含めて予測可能であることを示す。

本研究では、目的 (1) に対して、自由界面下せん断層の速度分布を線形分布で近似した線形安定性解析 (Stern の方法) を行った。これは、攪乱方程式の解析解を求めることのできる本方法が、表面張力および求心加速度の影響を見通しよく議論する上で有力な手法であるからである。せん断層厚さが十分に薄い高速流においては、攪乱の増幅率がせん断層厚さを代表長さとするウェーバ数 We_{Δ} によって支配されることを明確に示し、 We_{Δ} に対して安定性解析の解の挙動を示した。また、時間的増幅率と空間的増幅率についての解を示し、両者の差を明確に表している。

目的 (2) を達成するためにレーザー光の屈折を利用して界面の 2 方向傾斜角を同時計測する手法を開発し、水による実験にこれを適用した。本計測法は、従来の光学的計測に比べて 2 桁高い 33kHz の応答周波数を持ち、これによって 20m/s に及ぶ高速噴流の自由界面上の波を初めて定量的に捉えることが可能になった。また、これまで実験的な検証のほとんど行われていない Stern の方法に対し、水による結果との比較を行った。なお、自由界面下せん断層の速度分布に後流速度分布を仮定した場合の線形安定性解析に対しては、Brennen の数値解析結果に本研究で測定した剥離点のせん断層厚さを代入することにより、自由界面波との比較を行っている。

目的(3)に対して、液体金属ターゲット流形状を模擬した水噴流実験およびポテンシャル流モデルによる数値解析を行い、凹壁面が縮流ノズル内の自由流れおよび縮流ノズル壁に沿う境界層の発達に及ぼす影響を評価した。これを基に、液体金属ターゲット流自由界面に生ずる自由界面波がせん断層安定性により予測可能であることを示した。

本論文第2章では、自由界面下せん断層の線形安定性理論について述べ、自由界面下せん断層の速度分布の近似について述べる。攪乱方程式の解を求め、局所ウェーブ数に対して最不安定攪乱の分散関係および増幅率を示す。第2章は上記の目的(1)に対する成果を与えるものである。第3章では、水平水噴流実験に対して、高速流の自由界面波測定技術および自由界面下せん断層の詳細測定について述べる。自由界面波のスペクトル、剥離点での境界層速度分布、流れ方向への自由界面速度および自由界面下せん断層の速度分布の変化について測定結果を報告する。第3章は、目的(2)に対する成果を与える。第4章では、自由界面下せん断層の線形安定性理論による最不安定波の予測と自由界面波の周波数および振幅との比較について述べる。第4章は、目的(2)に対する成果を与える。第5章では、IFMIFターゲット流を模擬した凹壁面に沿う水噴流実験およびポテンシャル流モデルによる数値解析について述べる。縮流ノズル壁に沿う境界層の発達を評価し、水噴流およびLi噴流の自由界面波の測定結果と線形安定性理論の予測結果を比較し、本研究の成果が液体金属ターゲット流に対して適用可能であることを述べる。第5章は、目的(3)に対する成果を述べるものである。最後に第6章において、研究の成果をまとめ、今後の課題について検討する。

第1章 文献

第1.1節

- 円形噴流に関する研究
- [1] M. J. McCready and T. J. Hanratty, "Effect of Air Shear on Gas Absorption by a Liquid Film," *AIChE J.*, **31**-12, pp. 2066-2074 (1985).
 - [2] L. M. Wolff and T. J. Hanratty, "Instantaneous Concentration Profiles of Oxygen Accompanying Absorption in a Stratified Flow," *Exp. in Fluids*, **16**, pp. 385-392 (1994).
 - [3] R. E. Phinney, "The Breakup of a Turbulent Liquid Jet in a Gaseous Atmosphere," *J. Fluid Mech.*, **60**-4, pp. 689-701 (1973).
 - [4] J. W. Hoyt, J. J. Taylor and C. D. Runge, "The Structure of Jets of Water and Polymer Solution in Air," *J. Fluid Mech.*, **63**-4, pp. 635-640 (1974).
 - [5] R. E. Phinney, "Breakup of a Turbulent Liquid Jet in a Low-Pressure Atmosphere," *AIChE J.*, **21**-5, pp. 996-999 (1975).
 - [6] J. W. Hoyt and J. J. Taylor, "Waves on Water Jets," *J. Fluid Mech.*, **83**-1, pp. 119-127 (1977).
 - [7] J. W. Hoyt and J. J. Taylor, "Turbulence Structure in a Water Jet Discharging in Air," *Phys. Fluids*, **20**-10, pp. S253-S257 (1977).
 - [8] P. Lafrance, "The Breakup Length of Turbulent Liquid Jets," *Trans. ASME, J. Fluid Enging.*, **99**, Ser. 1, No. 2, pp. 414-415 (1977).
 - [9] R. D. Reitz and F. V. Bracco, "Mechanism of Atomization of a Liquid Jet," *Phys. Fluids*, **25**-10, pp. 1730-1742 (1982).
 - [10] G. A. Ruff, A. D. Sagar and G. M. Faeth, "Structure and Mixing Properties of Pressure-Atomized Sprays," *AIAA J.*, **27**-7, pp. 901-908 (1989).
 - [11] P.-K. Wu, G. A. Ruff and G. M. Faeth, "Primary Breakup in Liquid-Gas Mixing Layers," *Atomization and Sprays*, **1**, pp. 421-440 (1991).
 - [12] P.-K. Wu, L.-K. Tseng and G. M. Faeth, "Primary Breakup in Gas/Liquid Mixing Layers for Turbulent Liquids," *Atomization and Sprays*, **2**, pp. 295-317 (1992).
 - [13] L.-K. Tseng, G. A. Ruff and G. M. Faeth, "Effects of Gas Density on the Structure of Liquid Jets in Still Gases," *AIAA J.*, **30**-6, pp. 1537-1544 (1992).
 - [14] P.-K. Wu and G. M. Faeth, "Aerodynamic Effects on Primary Breakup of Turbulent Liquids," *Atomization and Sprays*, **3**, pp. 265-289 (1993).
 - [15] A. Mansour and N. Chigier, "Effect of Turbulence on the Stability of Liquid Jets and Resulting Droplet Size Distributions," *Atomization and Sprays*, **4**, pp. 583-604 (1994).
 - [16] A. Mansour and N. Chigier, "Turbulence Characteristics in Cylindrical Liquid Jets," *Phys. Fluids*, **6**-10, pp. 3380-3391 (1994).
 - [17] G. M. Faeth, L.-P. Hsiang and P.-K. Wu, "Structure and Breakup Properties of Sprays," *Int. J. Multiphase Flow*, **21**, pp. 99-127 (1995).

- [18] D. H. Wolf, F. P. Incropera and R. Viskanta, "Measurement of the Turbulent Flow Field in a Free-Surface Jet of Water," *Exp. in Fluids*, **18**, pp. 397-408 (1995).
- [19] I. Takahashi and Y. H. Mori, "An Optical Technique for Detecting Minute-Amplitude Standing Waves on a Liquid Jet," *Exp. in Fluids*, **19**, pp. 429-431 (1995).
- [20] D. Sklaventes, "Wave Patterns on a Water Column," *American J. of Phys.*, **65-3**, pp. 225-230 (1997).

2次元噴流に関する研究

- [21] D. W. Appel and F. R. Swenson, "Measurement of Surface Roughness of Turbulent Water Jets," *Tappi*, **51-3**, pp. 132-141 (1968).
- [22] J. H. Lienhard, "Effects of Gravity and Surface Tension Upon Liquid Jets Leaving Poiseuille Tubes," *Trans. ASME, Ser. D*, **90-2**, p. 262 (1968).
- [23] C. Brennen, "The Dynamic Balances of Dissolved Air and Heat in Natural Cavity Flows," *J. Fluid Mech.*, **37-1**, pp. 115-127 (1969).
- [24] C. Brennen, "A Numerical Solution of Axisymmetric Cavity Flows," *J. Fluid Mech.*, **37-4**, pp. 671-688 (1969).
- [25] C. Brennen, "Cavity Surface Wave Patterns and General Appearance," *J. Fluid Mech.*, **44-1**, pp. 33-49 (1970).
- [26] 橋本弘之, 鈴木孝司, 「平面液膜噴流界面における微細しま状波の実験観察」, 日本機学会論文集(B), **56-523**, pp. 712-718 (1990).
- [27] 鈴木孝司, 橋本弘之, 「静止気体中の平面液膜流の不安定性解析」, 日本機学会論文集(B), **56-523**, pp. 702-707 (1990).
- [28] F. Yoshino, T. Hayashi and K. Urata, "Measurement of Two-Dimensional Wave of Shallow-Water Flow on Circular Cylinder," *Proc. 2nd ASME/JSME Fluid Engrg. Div. Summer Meeting, Laser Anemometry, ASME, FED-229*, pp. 225-255 (1995).
- [29] 巽友正, 「流体力学」, 培風館, p. 381 (1982).
- [30] 神部勉, P. G. Drazin, 「流体力学 安定性と乱流」, 東京大学出版会, p. 92 (1998).

後流せん断層安定性に関する研究

- [31] I. Wygnanski, F. Champagne and B. Marasli, "On the Large-scale Structures in Two-dimensional, Small-deficit, Turbulent Wakes," *J. Fluid Mech.*, **168**, pp. 31-71 (1986).
- [32] J. M. Cimbalá, H. M. Nagib and A. Roshko, "Large Structure in the Far Wakes of Two-dimensional Bluff Bodies," *J. Fluid Mech.*, **190**, pp. 265-298 (1988).
- [33] B. Marasli, F. H. Champagne and I. Wygnanski, "On Linear Evolution of Unstable Disturbances in a Plane Turbulent Wake," *Phys. Fluids*, **A3-4**, pp. 665-674 (1991).
- [34] B. Marasli, J. Cohen and V. Levinski, "Mean Flow Distribution due to Finite-amplitude Instability Waves in a Plane Turbulent Wake," *Phys. Fluids*, **6-3**, pp. 1315-1322 (1991).

自由界面下せん断層の安定性に関する研究

- [35] M. E. Stern and Y. A. Adam, "Capillary Waves Generated by a Shear Current in Water," *Mem. Soc. R. Sci. Liege, ser 6-6*, pp. 179-185 (1973).
- [36] G. S. Triantafyllou and A. A. Dimas, "Interaction of Two-dimensional Separated Flows with a Free Surface at Low Froude Numbers," *Phys. Fluids*, **A1-11**, pp. 1813-1821 (1989).
- [37] E. A. Caponi, H. C. Yuen, F. A. Milinazzo and P. G. Saffman, "Water-wave Instability Induced by a Drift Layer," *J. Fluid Mech.*, **222**, pp. 207-213 (1991).
- [38] M. Rashidi, G. Hetsroni and S. Banerjee, "Wave-turbulence Interaction in Free-surface Channel Flows," *Phys. Fluids*, **A4-12**, pp. 2727-2738 (1992).
- [39] A. A. Dimas and G. S. Triantafyllou, "Nonlinear Interaction of Shear Flow with a Free Surface," *J. Fluid Mech.*, **260**, pp. 211-246 (1994).
- [40] M. S. Longuet-Higgins, "Shear Instability in Spilling Breakers," *Proc. R. Soc. Lond., A*, **446**, pp. 399-409 (1994).
- [41] D. T. Walker, C.-Y. Chen and W. W. Willmarth, "Turbulent Structure in Free-surface Jet Flows," *J. Fluid Mech.*, **291**, pp. 223-261 (1995).
- [42] M. S. Longuet-Higgins, "Instabilities of a Horizontal Shear Flow with a Free Surface," *J. Fluid Mech.*, **364**, pp. 147-162 (1998).

第 1.2 節

液体金属ターゲットの概念設計に関する研究

- [43] J. A. Hassberger, C. E. Annese, R. K. Greenwell, J. G. Ingham, R. R. Miles and W. C. Miller, "Design of the FMIT Lithium Target," *Proc. 9th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research*, **2**, IEEE Pub. No. 81CH1715-2, pp. 1981-1915 (1981).
- [44] R. R. Miles, R. K. Greenwell, J. A. Hassberger and J. G. Ingham, "Improved Liquid-Lithium Target for the FMIT Facility," *Trans. ANS*, **43**, pp. 193-195 (1982).
- [45] J. A. Hassberger, "Comparison Between Measurement and Predicted Performance of a High Speed, Free Surface Liquid Jet Flowing along a Curved Wall," *Nuclear Technol./Fusion*, **4**, pp. 433-438 (1983).
- [46] J. A. Hassberger, "Stability of the FMIT High Speed, Free Surface Liquid Jet Flowing along a Curved Back Wall," *Proc. 10th Symp. Fusion Engng.*, **2**, IEEE Cat. No. 83CH1916-6 NPS, pp. 1849-1853 (1983).
- [47] T. Kondo, D. G. Doran, K. Ehrlich and F. W. Wiffen, *J. Nucl. Mater.*, **191-194**, pp. 100-107 (1992).
- [48] T. Kondo, H. Ohno, M. Mizumoto and M. Odera, *J. Fusion Energy*, **8**, pp. 229-235 (1989).
- [49] K. Noda et al., "Characteristics of an energy selective neutron irradiation test facility (ESNIT) for material irradiation studies," *J. Nucl. Mater.*, **179-181**, pp. 1147-1150 (1991).
- [50] Report of the Int. Panel on Reviewing ESNIT, JAERI (1993).
- [51] T. Kondo, T. E. Shannon and K. Ehrlich, *J. Nucl. Mater.*, **233-237**, pp. 82-91 (1996).

- [52] IFMIF-Final Rep.-RT/ERG/FUS/96/11, IEA (1997).
- [53] 国際核融合材料照射施設(IFMIF)の設計活動, 日本原子力学会誌, **40-3** (1998).
- [54] IFMIF CDA TEAM : ENEA Frascati Report, RT/ERG/FUS/96/11, (1996).
- [55] IFMIF-CDA Team(Ed.) M. Martone, "IFMIF-CDA, Final Report," ENEA Frascati Report, RT/ERG/FUS/96/17, (1996).
- [56] H. Katsuta, D. Smith, Y. Kato, T. Hua, L. Green, Y. Hoshi, S. Cevolani and S. Konishi, "Conceptual design of the IFMIF target facility," J. Fusion Technol., **30-3**, pp. 1152-1160 (1996).
- [57] Y. Kato, et al., "Conceptual design study of IFMIF target system," Proc. 8-th Int. Topical Meeting on Nucl. Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-8), **3**, pp. 1260-1267, (1997).
- [58] T. Kondo, T. E. Shannon and K. Ehrlich, "High-energy/Intensity Neutron Facilities for Testing Fusion Materials," Fusion Engng. Des., **22**, pp. 117-127 (1993).
- [59] A. Hassanein, "Deuteron Beam Interaction with Lithium Jet in a Neutron Source Test Facility," J. Nucl. Mater., **233-237**, pp. 1547-1551 (1996).
- [60] M. Ida, et al., "Preliminary Analysis of Li Jet Flows for the IFMIF Target," JAERI-Res. 97-030, (1996).
- [61] M. Ida, et al., "Thermal and Fluid Analysis for the IFMIF Lithium Target Jet Flow," Proc. 8-th Int. Topical Meeting on Nucl. Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-8), **3**, pp. 1276-1283 (1997).
- [62] T. Aruga, "Computer Simulation of Damage Depth Profiles for 2-7.5 MeV/amu Heavy Ions Incident on Pure Metals with Experimental Comparisons," Nucl. Instrum. Methods, Phys. Res., **B33**, pp. 748-751 (1988).

第 2 章

自由界面下速度せん断層の線形安定性理論

本章では自由界面下速度せん断層に関する線形安定性理論について論ずる。第 2.1 節で線形攪乱方程式の導出と自由界面における境界条件について述べる。第 2.2 節では、せん断層の速度分布を線形分布で近似した場合の攪乱方程式について述べ、第 2.3 節では、自由界面下速度せん断層の安定性に関する過去の解析的研究を概括し、本研究との関わりと限界について述べる。第 2.4 節では速度分布を線形近似した場合の攪乱方程式の解について述べ、その解に基づいて高速液体噴流自由界面上の安定性に対する表面張力、重力加速度および求心加速度の影響を論ずる。

2.1 攪乱方程式と自由界面境界条件

図 2.1 に示すように、ノズルによって液体を加速し、真空中に噴流として流出させると、加速ノズルの壁面上に生じる境界層のため、噴流の自由界面下には非一様な速度分布を持つ層(せん断層)が生じる。このせん断層の速度分布は、ノズル出口直下流では境界層の速度分布に等しいが、自由界面上ではせん断応力が零であるために、ノズル出口から遠ざかるとともにせん断層外の自由流れの速度に等しい一様な速度分布に近づく。

本章ではこのような液体自由界面下のせん断層の線形安定性について考える。すなわち、自由界面下のせん断層内を伝播する微小攪乱を考え、特定の波数、位相速度をもつ攪乱が選択的に増幅されることによって可視的な振幅を持つ界面波をもたらすものとする。噴流の幅はせん断層の厚さに比べて十分大きく、せん断層内の流れは 2 次元であるものとする。また、自由界面の曲率半径がせん断層の厚さに比べて十分大きい場合 ($r_f \gg \delta$)、図 2.1 のように流れの方向と座標系を一致させることにより、局所の流れを平面流れとみなすことができる。ただし、

自由界面における境界条件の中では曲率の効果を考慮する。

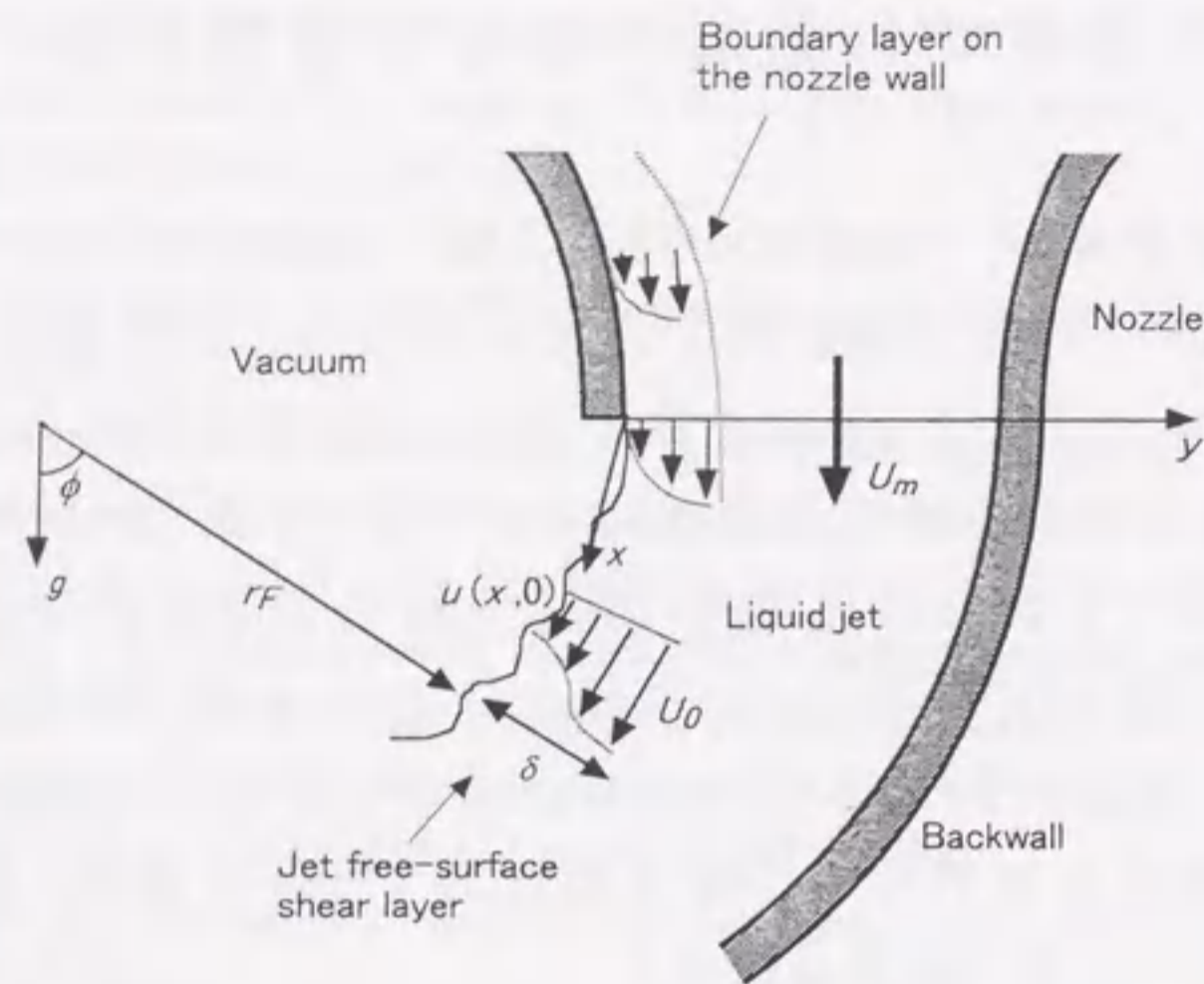


図 2.1 ノズル出口境界層および自由界面下せん断層

自由界面下せん断層においては、固体壁上の境界層や、同一流体中の噴流ないし後流における自由せん断層と同様に、いわゆる境界層近似¹⁾が成立し、このような流れ場の安定性は平行流の安定性によって近似的に表すことができる。また、Squire の定理「2次元平行流においては、2次元攪乱に対する臨界レイノルズ(Reynolds)数は常に3次元攪乱に対する臨界レイノルズ数よりも小さい」³⁻⁵⁾によって示されるように、2次元平行流は3次元攪乱よりも2次元攪乱に対してより不安定である²⁾。このため、本章では自由界面せん断層を2次元(平面)平行流によって近似し、そこでの2次元微小攪乱の線形安定性を論ずることとする。

¹⁾ 境界層の厚さを δ とし、流れ場の代表的な長さを l とするとき、 $\delta \ll l$ となる状況を想定して、運動方程式(2.4)の δ/l のオーダーを無視する近似。

²⁾ ここでは中立不安定について述べている。増幅率についてはこの限りではない。

速度及び圧力を時間平均値と変動量の和により以下のように表す。

$$\begin{aligned} u^* &= u(x, y) + \tilde{u}(y)e^{i\alpha(x-ct)} \\ v^* &= \tilde{v}(y)e^{i\alpha(x-ct)} \\ p^* &= p(y) + \tilde{p}(y)e^{i\alpha(x-ct)} \end{aligned} \quad (2.1)$$

また、自由界面の形状を次のように表す。

$$\xi^* = \tilde{\xi}e^{i\alpha(x-ct)} \quad (2.2)$$

ここで、攪乱の波数 α と速度 c は一般に複素数である。すなわち攪乱の振幅は時間及び流れ方向の距離 x とともに変化する。(2.1)を非圧縮性流体の連続の式

$$u_x^* + v_y^* = 0 \quad (2.3)$$

およびナビエ・ストークス(Navier-Stokes)方程式

$$\begin{aligned} \frac{Du^*}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} p_x^* + \frac{\mu}{\rho} (u_{xx}^* + u_{yy}^*) \\ \frac{Dv^*}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} p_y^* + \frac{\mu}{\rho} (v_{xx}^* + v_{yy}^*) \end{aligned} \quad (2.4)$$

に代入する。ここで、添え字は偏微分を示す。時間平均速度 u の y 方向の変化に比べ x 方向の変化は十分に小さい($|u_x| \ll |u_y|$)ものとし、さらに、微小攪乱 \tilde{u} 、 \tilde{v} の2次以上の項を省略すれば、変動分に関する次式を得る。

$$i\alpha\tilde{u} + \tilde{v}_y = 0 \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} i\alpha\tilde{u}(u-c) + \tilde{v}u_y + \frac{i\alpha}{\rho}\tilde{p} &= \frac{\mu}{\rho}(\tilde{u}_{yy} - \alpha^2\tilde{u}) \\ i\alpha\tilde{v}(u-c) + \frac{1}{\rho}\tilde{p}_y &= \frac{\mu}{\rho}(\tilde{v}_{yy} - \alpha^2\tilde{v}) \end{aligned} \quad (2.6)$$

これらの式から \tilde{p} と \tilde{u} を消去すれば、せん断層内の攪乱の時間的、空間的成長を記述するオア・ゾンマーフェルト(Orr-Sommerfeld)方程式(以下、O-S方程式)が得られる。

$$(u-c)(\tilde{v}_{yy} - \alpha^2 \tilde{v}) - u_{yy} \tilde{v} = -\frac{\mu}{\alpha \rho} (\tilde{v}_{yyyy} - 2\alpha^2 \tilde{v}_{yy} + \alpha^4 \tilde{v}) \quad (2.7)$$

ここで、すべての変数をせん断層外の自由流れの速度 U_0 およびせん断層の運動量厚さ δ_1 を用いて無次元化し、無次元変数を前と同じ記号を用いて表すこととすれば、(2.7)は

$$(u-c)(\tilde{v}_{yy} - \alpha^2 \tilde{v}) - u_{yy} \tilde{v} = -\frac{1}{\alpha \text{Re}_{\delta_1}} (\tilde{v}_{yyyy} - 2\alpha^2 \tilde{v}_{yy} + \alpha^4 \tilde{v}) \quad (2.8)$$

と書ける。ここで、(2.8)の右辺は(2.4)の粘性項から導かれ、 Re_{δ_1} はレイノルズ数 ($\text{Re}_{\delta_1} = U_0 \delta_1 / \nu$)である。(2.8)の右辺は、 Re_{δ_1} が十分に大きな値をとるとき、左辺に比べ無視できる^[6]。(2.8)の右辺を零とおいた

$$(u-c)(\tilde{v}_{yy} - \alpha^2 \tilde{v}) - u_{yy} \tilde{v} = 0 \quad (2.9)$$

を非粘性 O-S 方程式とよぶ。本研究における自由流れ速度およびせん断層厚さは、上記の条件を満足する ($\text{Re}_{\delta_1} > 191$)。よって、以下の安定性解析では攪乱方程式として(2.9)を用いる³。

自由界面における境界条件として、まず、流体が自由界面に沿って流れること、すなわち、流体の速度と自由界面速度の法線成分とが一致することが必要である。これは運動学的条件 (kinematic condition) と呼ばれる。自由界面の流体粒子は

$$F(x, y, t) = y - \xi^* = 0 \quad (2.10)$$

を満足する。自由界面上の流体粒子は界面に対して法線方向の相対速度を持たないから、時刻 t において(2.10)を満足し、自由界面上に存在した流体粒子は、時刻 $t + \delta t$ にも同じ(2.10)を満たす。この条件は $\delta t \rightarrow 0$ の極限において

³ 安定性解析は局所のせん断層速度分布に関して非粘性 O-S 方程式(2.9)の解を求めるものであるが、自由界面下せん断層が流れ方向に緩和する事象は粘性の作用によるものである。本研究における安定性理論と実験結果との比較においては、液体金属ターゲット流への適用を考慮し、Liの動粘性係数がほぼ等しい水を作動流体に用いることにより、粘性の作用を模擬している。

$$\frac{DF}{Dt} = -\frac{\partial \xi^*}{\partial t} - u^* \frac{\partial \xi^*}{\partial x} + v^* = 0 \quad (2.11)$$

となる^[7,8]。自由界面波の振幅が微小である ($\xi^* \equiv 0$) ことを仮定すると、(2.11)は速度と自由界面変位の関係として次式のように表わされる。

$$\tilde{\xi} = \frac{v(0)}{i\alpha[u(x,0) - c]} \quad (2.12)$$

ここで、 $u(x,0)$ は自由界面 ($y = 0$)における流れ方向の時間平均速度である。

自由界面においては、これに加えて法線方向の応力が連続であることが必要で、これを動学的条件 (dynamic condition) と呼ぶ。自由界面下の圧力分布は(2.5)より、 $\text{Re}_{\delta_1} \rightarrow \infty$ の条件に対して次式で与えられる。

$$\frac{\tilde{p}}{\rho} = \frac{\tilde{v}_y}{i\alpha} (u-c) - \frac{\tilde{v}}{i\alpha} u_y \quad (2.13)$$

ここで、右辺は x 方向のナビエ・ストークス方程式における非定常項および x, y 方向の移流項から導かれる。これより、自由界面 $y = \xi^* \equiv 0$ における動学的条件は、圧力、表面張力 T 、重力 (流れの法線方向と角度 ϕ をなすものと仮定する) および自由界面の曲率による求心加速度によって、

$$\frac{\tilde{p}(0)}{\rho} = \frac{1}{i\alpha} \tilde{v}_y(0)[u(x,0) - c] - \frac{\tilde{v}(0)}{i\alpha} u_y(0) = \tilde{\xi} \left[\alpha^2 \frac{T}{\rho} + g \cos \phi + \frac{u(x,0)^2}{r_F} \right] \quad (2.14)$$

と表わされる。

式(2.14)を(2.12)に代入することにより、垂直方向速度変動成分の自由界面における境界条件として次式を得る。

$$\tilde{v}_y(0) - \frac{\tilde{v}(0)}{[u(x,0) - c]} u_y(0) = \frac{\tilde{v}(0)}{[u(x,0) - c]} \alpha c_0^2 \quad (2.15)$$

ここで、

$$c_0 = \sqrt{\alpha \frac{T}{\rho} + \frac{1}{\alpha} \left[g \cos \phi + \frac{u(x,0)^2}{r_F} \right]} \quad (2.16)$$

は波数 α の深水波⁴の位相速度であり、(2.16)で表される波数と位相速度の関係を深水波の分散関係 (dispersion relation) という。水平かつ平坦な自由界面における深水波の分散関係^[8]を図 2.2 に示す。

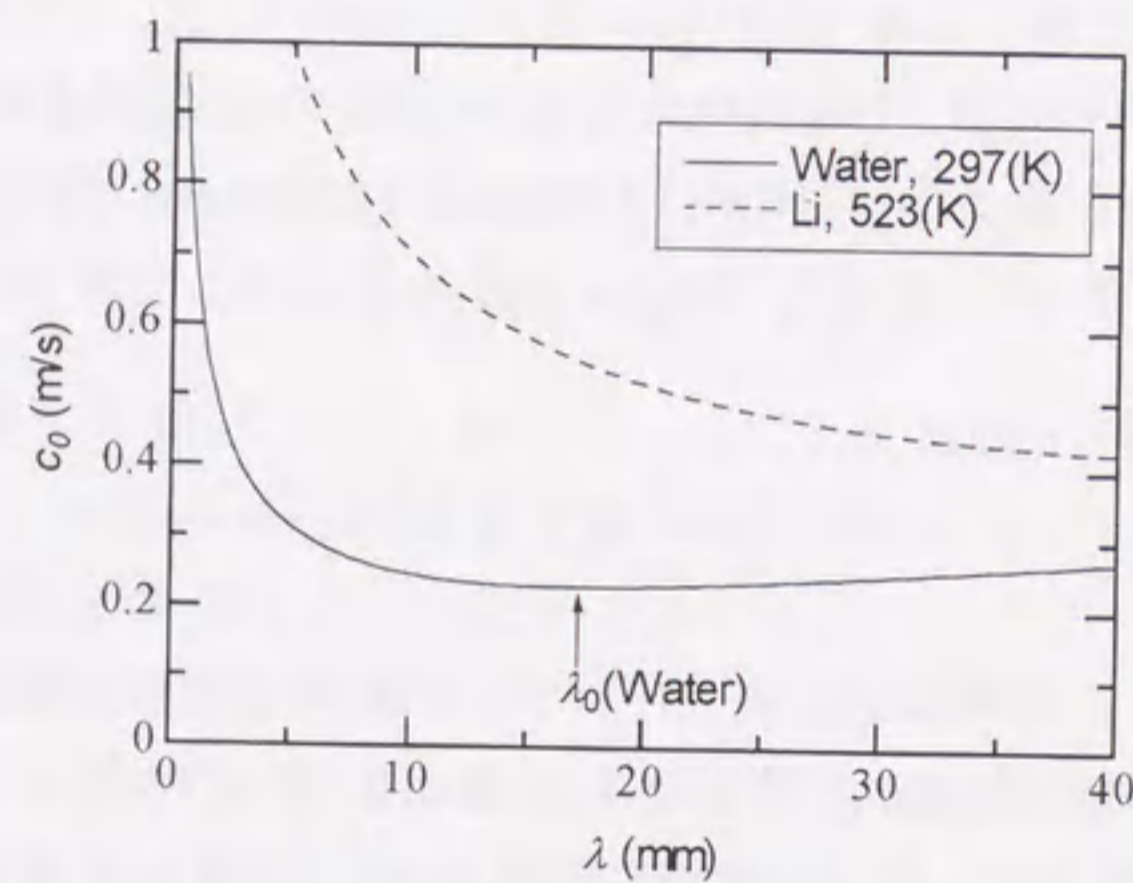


図 2.2 深水波の分散関係

深水波の位相速度 c_0 は、表面張力、重力および自由界面上の求心加速度によって決まる。従って、ある波数において自由界面上の動学的境界条件 (2.15) に表面張力、重力および求心加速度のいずれの影響が重要であるかを見るには、(2.16)の各項の大きさを比較すれば良い。

せん断層外縁における境界条件は、速度が一様となり、変動成分が

⁴ 深水波とは、何らかの原因によって自由界面上に発生した攪乱が、自由界面における力の釣り合いのみによって定まる位相速度で伝播するものをいう。これに対して、本研究では自由界面下のせん断層内を伝播する攪乱が界面波をもたらすものと考えている。この場合、界面波の位相速度はせん断層内の攪乱の位相速度によって与えられる。

消失すること、すなわち

$$u \rightarrow U_0, \quad v^* \rightarrow 0, \quad p^* \rightarrow 0 \quad (y \rightarrow \infty) \quad (2.17)$$

である。具体的な境界条件の表式は、速度分布の仮定に依存するため、次の第 2.2 節において論ずる。

攪乱の空間増幅率 σ_s は、自由界面波の振幅の変化率より、(2.2)を用いて次のように与えられる。

$$\sigma_s = \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\xi^*} \frac{d\xi^*}{dx} \right) = \operatorname{Re}(i\alpha) = -\alpha_i \quad (2.18)$$

一方、時間増幅率 σ_t は αc の虚部より与えられる。

$$\sigma_t = \operatorname{Im}(\alpha c) = \alpha_i c_r + \alpha_r c_i \quad (2.19)$$

なお、 αc の実部は攪乱の角周波数 $2\pi f$ を表す。

$$2\pi f = \operatorname{Re}(\alpha c) = \alpha_r c_r - \alpha_i c_i \quad (2.20)$$

ここで、添え字 r および i はそれぞれ実部および虚部を示す。

2.2 せん断層速度分布の近似

せん断層内を伝播する攪乱の増幅率を予測するためには、局所の速度分布を与えて攪乱方程式の解 (α, c) を求める必要がある。しかし、一般に攪乱方程式は数値的にしか解くことができず、個別の速度分布に対して解が得られても結果を見通しよく議論することは難しい。

自由界面せん断層の速度分布を自己相似な分布によって近似すると、少数のパラメータで安定性を一般的に記述することが可能となる。過去の研究では、自由界面せん断層の速度分布を層流後流相似解や、線形ないし区間線形速度分布によって近似し、これに基づいて安定性を記述する試みが行われている。

2.2.1 後流相似解による速度分布の近似

Brennen^[9]は、物体背後の空洞流自由界面に現れる波の解析において、せん断層の速度分布 $u(x, y)$ を層流平板後流に関する相似解で近似し、非粘性 O-S 方程式 (2.9) の解を数値的に求めている。

自由界面せん断層の速度分布は、十分に広い一様流れ中の厚さ零の平板の後流せん断層の速度分布と相似である。これは、両者がいずれも (i) 境界層の剥離によって生じ、(ii) 流れ方向の圧力勾配がないためにせん断層の初期運動量欠損が保存され、(iii) 自由界面せん断層においては自由界面上で、後流せん断層においては対象面上でせん断応力が零となるためである。自由界面との相互作用を無視すれば、主流速度 U_0 、剥離点での境界層の運動量厚さ δ_1 、剥離点からの距離 x が同一であれば、自由界面せん断層の速度分布は対応する後流せん断層 (の半分) の速度分布に等しい。

後流せん断層の速度分布は、平板終端の境界層厚さに比べて十分下流では自己相似となり、層流の場合

$$\frac{w}{w_c} \equiv \frac{1-u(x,y)/U_0}{1-u(x,0)/U_0} = e^{-\ln 2 (y/b(x))^2} \quad (2.21)$$

となることが知られている^[10]。せん断層の速度半値幅 $b(x)$ は次式で表される。

$$\frac{\delta_1}{b(x)} = \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} \left[w_c(x) - \frac{w_c(x)^2}{\sqrt{2}} \right], \quad w_c(x) = \sqrt{\frac{U_0}{\pi \nu}} \frac{\delta_1}{\sqrt{x}} \quad (2.22)$$

ここで、 $w_c(x) (\equiv 1-u(x,0)/U_0)$ は後流の対称軸 (または自由界面) における無次元速度欠損である。

Brennen は (2.21) の速度分布を仮定し、自由界面での境界条件 (2.12)、(2.14) およびせん断層外縁における境界条件

$$\lim_{y \rightarrow \infty} \left[\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \alpha \tilde{v} \right] = 0 \quad (2.23)$$

を用いて (2.9) を数値的に解いている。なお、(2.23) は、せん断層と一様流の接続条件 ($y \rightarrow \infty$ で $u_{yy} \rightarrow 0, \tilde{v} \rightarrow 0$) の近似表現である。

自己相似性 (2.21) が成立する範囲で、かつ自由界面での動学的条件 (2.14) の右辺が左辺に対して無視できる場合 (すなわち、重力、表面張力、界面の曲率による求心加速度の影響が無視できる場合) には、無次元化された解 ($\alpha b, w_c c/U_0$) が得られる。一方、(2.14) の右辺が左辺に対して無視できない場合には、与えられた重力、表面張力、界面の曲率に関する条件の下で、 U_0 と δ_1 (いずれも x に依存しない) および局所の w_c を与えることにより解 (α, c) が得られる。

以上のように Brennen は、速度分布として相似解を用いることにより自由界面せん断層の安定性解析を単純化している。しかし、速度分布 (2.21) はノズル直下流には適用できないという問題 (第 3.4.4 項参照) があり、これとともに、O-S 方程式を数値的にしか解けないという問題がある。

また、Dimas ら^[11]は、翼後流におけるせん断流実験データを良くフィットする分布

$$u(y) = U_0 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{b' y}{\Delta} \right) \quad (2.24)$$

により、自由界面せん断層の速度分布を近似し、安定性の解析を行っている。ここで、 b' は分布の半値 ($u = 1/2 U_0$) を与える無次元深さ y/Δ が 1 となるように定めた定数である ($b' = 0.8814$)。Dimas は (2.1) で与えられる攪乱に対し、波数 α をパラメータとした時間的増幅率 α_i を求め、その結果を数種のフルード

(Froude)数 ($\equiv U_0/\sqrt{g\Delta}$) に対して報告している。

2.2.2 線形ないし区間線形近似

せん断層の速度分布を線形近似、ないし区間線形近似して線形安定解析を行うという手法は古くから用いられているが、解の性質を見通しよく議論できることから、最近の研究でもしばしば用いられている。

Stern ら^[12]は、一様流速 U_0 の流れの上に存在する自由界面下せん断層の安定性解析において、せん断層内の速度分布を次式の線形分布(これも自己相似である)で近似した。

$$\begin{aligned} u(x, y) &= -\Omega y + u(x, 0) & (0 \leq y \leq \Delta) \\ &= U_0 & (\Delta \leq y) \end{aligned} \quad (2.25)$$

ここで、 Δ はせん断層厚さ、 $\Omega (\equiv [u(x, 0) - U_0]/\Delta)$ はせん断層内の渦度である。このような速度分布に関して、非粘性 O-S 方程式(2.9)は次式に帰着する。

$$\tilde{v}_{yy} - \alpha^2 \tilde{v} = 0 \quad (2.26)$$

この方程式の一般解は $\tilde{v} = Ae^{\alpha y} + Be^{-\alpha y}$ である。

ここで、自由流れの速度 U_0 で動く移動座標系を導入し、この座標系において自由界面速度および攪乱の位相速度をそれぞれ $\hat{u}(x, 0)$ および \hat{c} と表わすことにする。

式(2.25)で表されるせん断層の外縁では渦度 Ω が不連続となるが、せん断層と一様流との間で \tilde{v} 及び p_x^* が連続に変化する必要がある。せん断層外では、(2.17)の境界条件(すなわち $y \rightarrow \infty$ において $\tilde{v} \rightarrow 0$)を満たすために、(2.26)の解は $\tilde{v} = Ce^{-\alpha y}$ ($y \leq \Delta$) となり、 $y = \Delta$ における垂直方向速度 v が連続的に変化する条件は次式で表される。

$$v(\Delta) = Ae^{\alpha\Delta} + Be^{-\alpha\Delta} = Ce^{-\alpha\Delta} \quad (2.27)$$

また、 $y = \Delta$ における \tilde{v}_y の連続条件として、(2.27)より次式を得る。

$$\tilde{v}_y(\Delta) = A\alpha e^{\alpha\Delta} - B\alpha e^{-\alpha\Delta} = -C\alpha e^{-\alpha\Delta} = -\alpha(Ae^{\alpha\Delta} + Be^{-\alpha\Delta}) \quad (2.28)$$

p_x^* は、速度の変動分について線形化し、連続式および $Re_{\delta_2} \rightarrow \infty$ の仮定を考慮すると

$$p_x^* = i\alpha \tilde{p} e^{i\alpha(x-ct)} = [(u-c)\tilde{v}_y - \tilde{v}u_y] e^{i\alpha(x-ct)} \quad (2.29)$$

と表されるから、境界条件は

$$\lim_{y \rightarrow \Delta+0} p_x^* = \lim_{y \rightarrow \Delta-0} p_x^* \quad (2.30)$$

すなわち、(2.28)より

$$(A\alpha e^{\alpha\Delta} - B\alpha e^{-\alpha\Delta})(u-c) - (Ae^{\alpha\Delta} + Be^{-\alpha\Delta})u_y = -\alpha c(Ae^{\alpha\Delta} + Be^{-\alpha\Delta}) \quad (2.31)$$

と表される。

Stern らは非粘性 O-S 方程式(2.26)および境界条件(2.15)、(2.31)が無次元数 $r \equiv \Omega\Delta/(\Omega\Delta - \hat{c})$ に関する3次方程式

$$r^3 f^* (1 - 2\kappa - e^{-2\kappa}) + r^2 (1 - 2\kappa + 2\kappa f^* - e^{-2\kappa}) + r\kappa(1 + 2\kappa - e^{-2\kappa}) - 2\kappa^2 = 0 \quad (2.32)$$

に帰着することを導いた。ここで、 κ および f^* も無次元数であり、

$$\kappa = \alpha\Delta, \quad f^* = \kappa\alpha_0^2/(\Omega\Delta)^2 \quad (2.33)$$

である。

同様に、Caponi ら^[13]は(2.32)を $\theta \equiv (\hat{c} - \Omega\Delta)/c_0$ に関して書き改め、これと等価な次式を得た。

$$\theta^3 + (F + 2q)\theta^2 - (1 + \beta F)\theta + F = 0 \quad (2.34)$$

ここで、

$$q = \frac{\Omega\Delta}{c_0}, \quad \beta = \frac{q}{\kappa}, \quad F = \frac{1}{2}\beta(1 - e^{-2\kappa}) - q \quad (2.35)$$

攪乱方程式(2.32)ないし(2.34)においては、自由界面上の重力、表面張力、求心加速度の影響は、 c_0 により表される(この点については、第2.4節で詳しく述べる)。

実験室系における自由界面波の位相速度および周波数は

$$c = \hat{c}_r + u(x, \Delta), \quad f = \frac{\text{Re}(\alpha c)}{2\pi} = \frac{\alpha_r [\hat{c}_r + u(x, \Delta)]}{2\pi} \quad (2.36)$$

のように与えられる。

なお、自由界面せん断層においては運動量欠損が保存されるが、(2.25)で表されるせん断層にこれが成立するものとする、 Ω と Δ の間には

$$\frac{\delta_2}{\Delta} = \frac{\Omega\Delta(3U_0 - 2\Omega\Delta)}{6U_0^2} \quad (2.37)$$

の関係がある。

Longuet-Higgins^[14]はせん断層を一様流速を持つ上層と、線形速度分布を持つ下層に分け、2層の境界で \bar{v} と p_x^* の連続を考慮することによって、 $(\hat{c} - \Omega\Delta)/c_0$ に関する4次式を得ている。

2.3 これまでの研究とその限界

本研究では、高速でかつ薄い(すなわちフルード数 $Fr_\Delta = [U_0 - u(x,0)]/\sqrt{g\Delta}$ が大きい)自由界面せん断層を対象としている。過去の解析的研究の中でこのような条件を対象としているのは Brennen^[9]のみであり、実験データとの直接比較を行っているのも同研究のみである。この研究では空間増幅率 σ_r を数値的に計算し、最も不安定な波長(空間増幅率が最大となる波長)が空洞流における自由界面波の実験データと良く一致したとしている。しかし、実験値は写真測定に限られており、波長の流れ方向変化を測定していないなど、きわめて不十分である。

これ以外の既往の研究はいずれも低フルード数の流れを対象としているが、解の振る舞いを論じている点が参考となる。Sternら^[12]は、 α が実数(すなわち空間増幅率が零)の範囲において、時間増幅率 σ_t に関する中立安定条件($\sigma_r = \alpha_r c_r = 0$)に対する重力及び表面張力の影響を少数の例について示している。Caponiら^[13]は、 c_r が c_0 の極小値(図2.2における λ_0 に対応する位相速度)より大きく、かつ攪乱の波長 $\lambda = 2\pi/\alpha_r$ が Δ と Ω により定まるある範囲にある場合のみ不安定が生じることを見出している。また Longuet-Higgins^[15]は、フルード数が小さい場合について、ある速度分布($u(x,0)$, Δ)の例について分散関係を求め、時間増幅率 σ_t が α_r に対し極値を持つことを論じている。

さて、IFMIF装置のビームターゲットでは作動流体が液体Liであり、流れに沿って重力と流れの間の角度が変化し、自由界面は湾曲している。一方、本

研究では線形解析および水による実験結果を用いてこのような流れの安定性を予測しようとしている。この目的のために、本論文では、実験によって線形解析の適用性を確認し、解析によって流体物性値(特に表面張力)、重力、自由界面の曲率が自由界面の安定性におよぼす影響を評価する。過去の研究では、Brennenが表面張力および自由界面曲率が中立安定解に及ぼす影響を論じ、いずれも小さいと結論しているが、解析範囲がごく限られており、どのような条件でどの程度の影響があるのか明らかでない。本研究では、次節において非粘性攪乱方程式の解の性質を論じ、これに基づいて、表面張力、重力、自由界面曲率が攪乱の増幅に及ぼす影響を明らかにする。

2.4 線形安定性理論における攪乱方程式の解

本節では、速度分布に線形近似を用いた攪乱方程式の解の性質について述べ、さらに本研究における実験での典型的な(Ω , Δ)の値について、空間増幅率 σ_s ($=-\alpha_i$)、波長 λ ($=2\pi/\alpha_r$) および位相速度 \hat{c}_r を求めた結果を示す。

2.4.1 表面張力、重力および求心加速度の影響：一般的議論

第 2.1 節で述べたように、流体の粘性、重力加速度、自由界面の湾曲に伴う求心加速度は、自由界面における境界条件(2.15)を通じて攪乱方程式の解に影響する。ここでは、本研究が対象としている高速噴流上の層流せん断層について、これらの影響について論ずる。

高速噴流の場合、自由界面の曲率半径が比較的大きな場合でも、求心加速度 $G \equiv u(x,0)^2/r_F$ は重力による加速度 $g \cos \phi$ に比べて大きくなる。例えば、IFMIF ターゲットの運転条件を $u(x,0)=15\text{m/s}$, $r_F=250\text{mm}$ とすると、 $G/g \approx 90$ である。この場合の capillary length¹ λ_0 ($=2\pi\sqrt{T/\rho(g+G)}$)は、水(297 K)の場合 1.8mm、Li(523 K)の場合 5.8mm となり、重力場で水平平行流上を伝播する表面張力-重力波の λ_0 の値 17.1mm(水)および 55.4mm(Li)に比べて小さい。これより、噴流自由界面が数百 mm 以下の曲率を持つ場合には、求心加速度に対して重力加速度を無視して考えることができる。

次に、高速噴流の自由界面下せん断層が層流であるためには、ノズル出口における境界層厚さが十分に小さい必要がある。境界層が層流となる条件を速度勾配のない境界層に対する条件 $\text{Re}_{\delta_1} < 400$ で表すと、 $U_m = 15\text{m/s}$ の水噴流の場合 $\delta_1 < 0.024\text{mm}$ であり、同じ流速のLi噴流では $\delta_1 < 0.028\text{mm}$ となる。一方、空間増幅率に対する最不安定波長は、解析の結果、せん断層の厚さにほぼ比例することを示すことができる

¹ 表面張力-重力波の分散関係において、位相速度が極小となる波長。 $d\hat{c}/d\lambda$ より求められる。

(後述、図 2.6 参照)。これより、高速かつ層流のせん断層の場合(すなわち $\Delta < \lambda_0$ である場合)、最不安定波長は λ_0 に比べて十分に小さくなる。すなわち、自由界面の力の平衡において、求心加速度は大きな役割を果たさない。以上より、自由界面に曲率を持つ噴流においても、せん断層厚さが曲率半径に対し十分に小さい場合には、表面張力の影響が支配的であることがわかる。この時、最も不安定な攪乱の波数を α とすると、 c_0 は次式で与えられる。

$$c_0 \equiv \sqrt{\alpha \frac{T}{\rho}} \quad (2.38)$$

式(2.38)が成り立つ場合、速度の比 $\hat{u}(x,0)/c_0$ ($=\sqrt{\hat{u}(x,0)^2 \lambda \rho / (2\pi T)}$)はウェーバ数の次元を持つ。ここで、 $\lambda = 2\pi/\alpha$ である。これは、せん断層厚さ Δ が λ_0 に比べて十分に小さい場合には、自由界面の境界条件における表面張力の効果はウェーバ数 $We_\lambda = \sqrt{\hat{u}(x,0)^2 \rho \lambda / T}$ により表せることを示している。また、後述の数値計算の結果から λ^*/Δ はほぼ一定($\lambda^*/\Delta \approx 5$)であることが示されるため、表面張力効果の指標として、せん断層厚さ Δ を代表長さとするウェーバ数 $We_\Delta = \sqrt{\hat{u}(x,0)^2 \rho \Delta / T}$ を用いることができる。

さらに、自由界面の境界条件(2.15)は次式のように書くことができる。

$$\Delta \left\{ \frac{\tilde{v}_y(0)}{\tilde{v}(0)} - \frac{u_y(0)}{[\hat{u}(x,0) - \hat{c}]} \right\} = \kappa \left[\frac{c_0}{\hat{u}(x,0) - \hat{c}} \right]^2 \quad (2.39)$$

すなわち、上式の右辺 $\kappa [c_0 / \hat{u}(x,0) - \hat{c}]^2$ が零に近づくような条件の下では、表面張力、重力、求心加速度の影響をすべて無視することができる。この時、界面の動学的条件は上式の左辺の非定常項および慣性項のみによって決定されることとなる。Stern は、このような場合、せん断層の速度分布を線形分布(2.25)で近似すると、攪乱方程式(2.32)は r に関する2次方程式

$$r^2(1 - 2\kappa - e^{-2x}) + r\kappa(1 + 2\kappa - e^{-2x}) - 2\kappa^2 = 0 \quad (2.40)$$

に帰着することを示している¹¹²⁾。本式の解は、 Ω と Δ のみで決まり、流体物性値や噴流の形状に依存しない。高速噴流の自由界面せん断層においては、 $\hat{u}(x,0)$ が大きく、さらに、後で示すように最不安定波長におい

ては $c_0 < \hat{u}(x,0)$ かつ $c < \hat{u}(x,0)$ であるから、 $c_0 \ll \hat{u}(x,0)$ かつ $c \ll \hat{u}(x,0)$ とみなせるような条件の下では、上記のような近似が可能となりうる。しかしながら、位相速度 \hat{c} および無次元波数 $\kappa (= \alpha\Delta)$ が複素数であることを許容すると(すなわち攪乱の振幅が時間、空間的に変化するものとする)、(2.39)右辺の虚数部分の影響を考慮する必要があり、攪乱方程式が(2.40)に帰着する条件は単純には定まらない。そこで、以下の解析においては、3次式表示の攪乱方程式(2.32)または(2.34)の解と2次式表示の攪乱方程式(2.40)の解を比較して示すことにより、自由界面境界条件の影響を見ていくことにする。

2.4.2 攪乱方程式の解の性質

せん断層内の攪乱の振幅は、距離および時間とともに変化する。ある速度分布の下での攪乱の振幅の空間的、時間的変化率は波数 α に依存するが、本研究では増幅率の最も大きな攪乱が自由界面の可視的な波をもたらすものとする。

せん断層速度分布を線形近似すると、速度分布は2つのパラメータ (Ω, Δ) によって定まり、これらの値を与えれば、攪乱方程式(2.32)または(2.34)から、与えられた各波数における増幅率を求めることができる。従来の自由界面下せん断層の安定解析の多くは、振幅の空間的変化がないものと仮定し、時間的な不安定のみを扱っている。例外としては、Brennen^[9]の解析があるが、これらも解の性質を系統的に論じてはいない。第3.3節で述べるように、本研究の実験で観測された波の振幅は、時間的にも変化するものの、流れ方向の増加が顕著であり、空間的変化を考慮した解析を行うことが望ましい。以下では攪乱の振幅の空間的変化が無いと仮定した場合と変化を考慮した場合の両方について解の性質を論ずる。

(i) 空間増幅率が零の場合の解

空間増幅率 ($\sigma_s = -\alpha_i$) を零と仮定した場合、攪乱方程式(2.32) (または(2.34))、(2.40)はいずれも実係数の代数方程式となる。ここでは、

簡単のために重力および自由界面の湾曲による求心加速度の効果は無視できるものとする²。この時、前節(2.4.1)で述べたように、表面張力とせん断層内速度差 $\hat{u}(x,0)$ の効果はウェーバ数 $We_\Delta = \sqrt{\hat{u}(x,0)^2 \rho \Delta / T}$ により表わすことができる。図2.3に、攪乱方程式(2.34)および(2.40)に $\Omega = -5.0 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 、 $\Delta = 2.0 \times 10^{-4} \text{ mm}$ を代入して解 (α, c) を求め、これらを(2.19)および(2.20)に代入し、時間増幅率 σ_t および周波数 f を求めた結果を示す。表面張力には523KのLiの値 ($T = 0.387 \text{ N/m}$) を用い、この時のウェーバ数は $We_\Delta = 5.1$ である。実線が攪乱方程式(2.34)の解を示し、破線が(2.40)の解を示す。また、図中の数字は3次方程式表示の攪乱方程式である(2.34)の第1～第3解を表わす。

時間増幅率が正 ($\sigma_t > 0$) となる(2.34)の解は、この例では $0.003 < \kappa < 2.0$ において存在する。ここで、 σ_t が正となる最大波数を α_{\max} 、最小波数を α_{\min} とする。また、時間増幅率が最大となる波数 ($\kappa_i = \alpha_i \Delta \sim 1.3$) を最不安定波長 λ_i^+ とする。なお、 $\alpha_i = 0$ の条件の下では攪乱方程式(2.34)は必ず一つの実数解(図2.3に示す第1解)を持ち、この解の時間増幅率は零であるが、周波数が負の値をとるため、実在する攪乱には対応しない。

Caponiらは、比較的 U_0 が小さい ($U_0 \leq 2 \text{ m/s}$) 条件に対して解析を行い、 U_0 の増加に対して λ_{\min} は減少し、 λ_{\max} は増加することを報告している。すなわち、 U_0 の増加に対して、時間増幅を受ける波長ないし波数の範囲は拡大する。また、 U_0 の増加に対して時間増幅率の最大値 σ_t^+ は増加し、これに対応する最不安定波長 λ_i^+ は減少するが、 λ_{\max} の変化率に対して、 λ_{\min} および λ_i^+ の変化率は小さい。

2次方程式表示の攪乱方程式(2.40)は、ある波数範囲(この例では $\kappa_i = \alpha_i \Delta < 1.8$) において共役複素解を持つ。 We_Δ の増加に対し、(2.34)の時間増幅率の分布は(2.40)の分布に徐々に漸近する。最大増幅率の(2.34)と(2.40)との比較については、空間増幅率 $\neq 0$ とした場合の結果も含めて、第2.4.3節で述べる。

² この仮定の下では攪乱方程式は自由界面の絶対速度 $u(x,0)$ に依存しない。

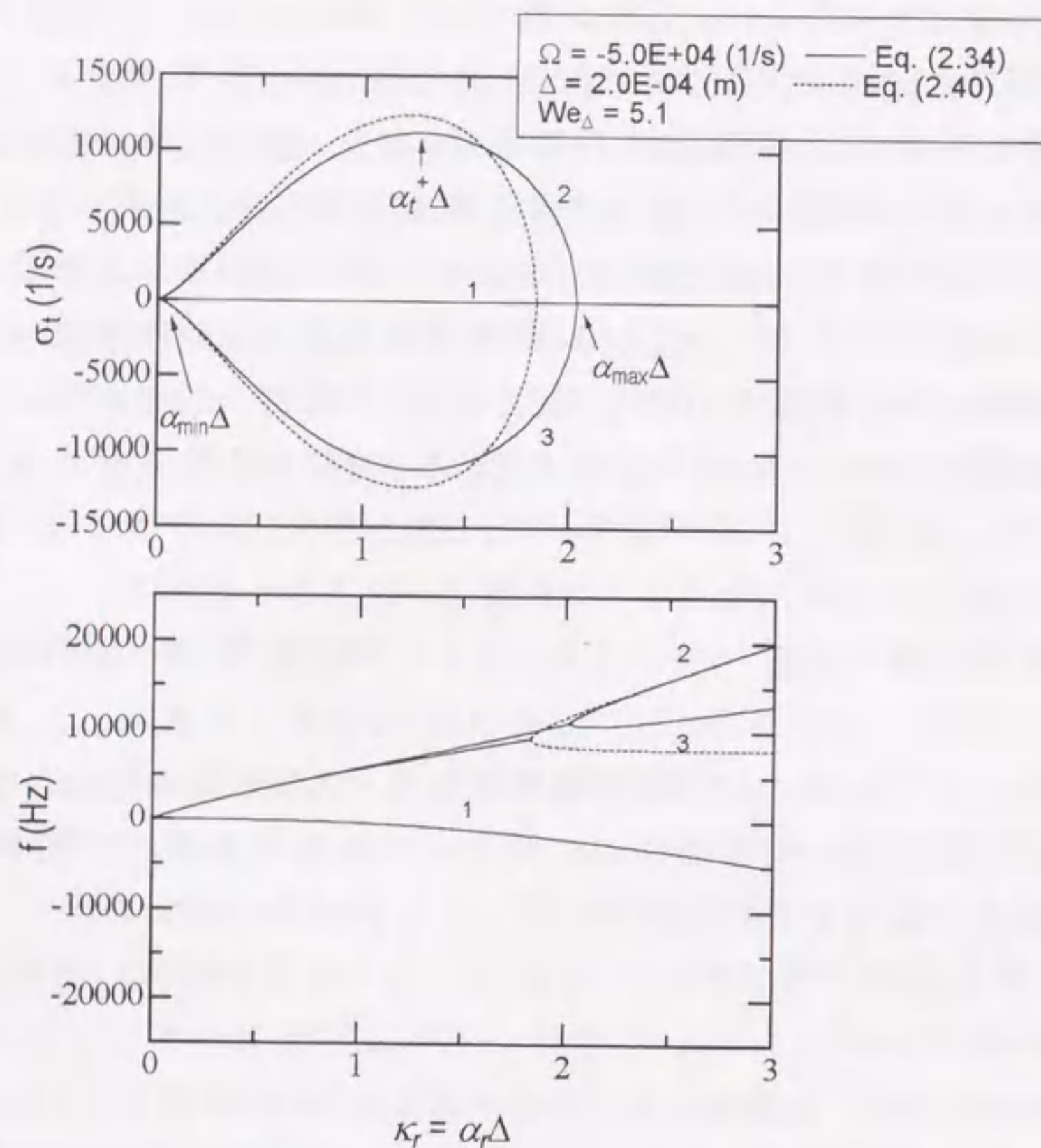


図 2.3 速度分布を線形近似したときの、攪乱の時間増幅率および周波数
(空間増幅率=0の場合)

(ii) 空間増幅率 $\neq 0$ を許容した場合の解

次に、解の振幅が時間のみならず流れ方向の位置にも依存する場合 ($\sigma_s = -\alpha_i \neq 0$) を考える。この場合には、攪乱方程式は複素係数の方程式となる。攪乱方程式 (2.34) に前項と同じく $\Omega = -5.0 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 、 $\Delta = 2.0 \times 10^{-4} \text{ m}$ を代入し、 $\sigma_s = 500 \text{ m}^{-1}$ および $\sigma_s = 1500 \text{ m}^{-1}$ (すなわち $\alpha_i = -500 \text{ m}^{-1}$ および -1500 m^{-1}) とした場合の時間増幅率 $\sigma_t = \alpha_i c_r + \alpha_r c_i$ を図 2.4 に示す。振幅の空間的变化がないとした場合に比べて、時間増幅率の波数依存性は異なっている。例えば $\sigma_s = 500 \text{ m}^{-1}$ においては、

$0.3 < \alpha_r \Delta < 2.1$ で時間増幅率が正となり、この範囲内の波数をもつ攪乱は時間的、空間的に増幅される。解曲線と $\sigma_t = 0$ の交点は、与えられた空間増幅率における時間的中立安定点であり、定常状態を表す。時間増幅率 $\sigma_t \geq 0$ となる α_r の範囲は、 (Ω, Δ) の値に依存するが、 σ_s の増加とともに減少しやがて消滅する。すなわち、定常でかつ空間的に成長する解の空間増幅率は有界である。なお、(2.34) の解として、 $\sigma_t \geq 0$ となる解がもう一種類存在するが、 α が実数の場合の実数解と同様に、周波数が負になるため実現象には対応しない。

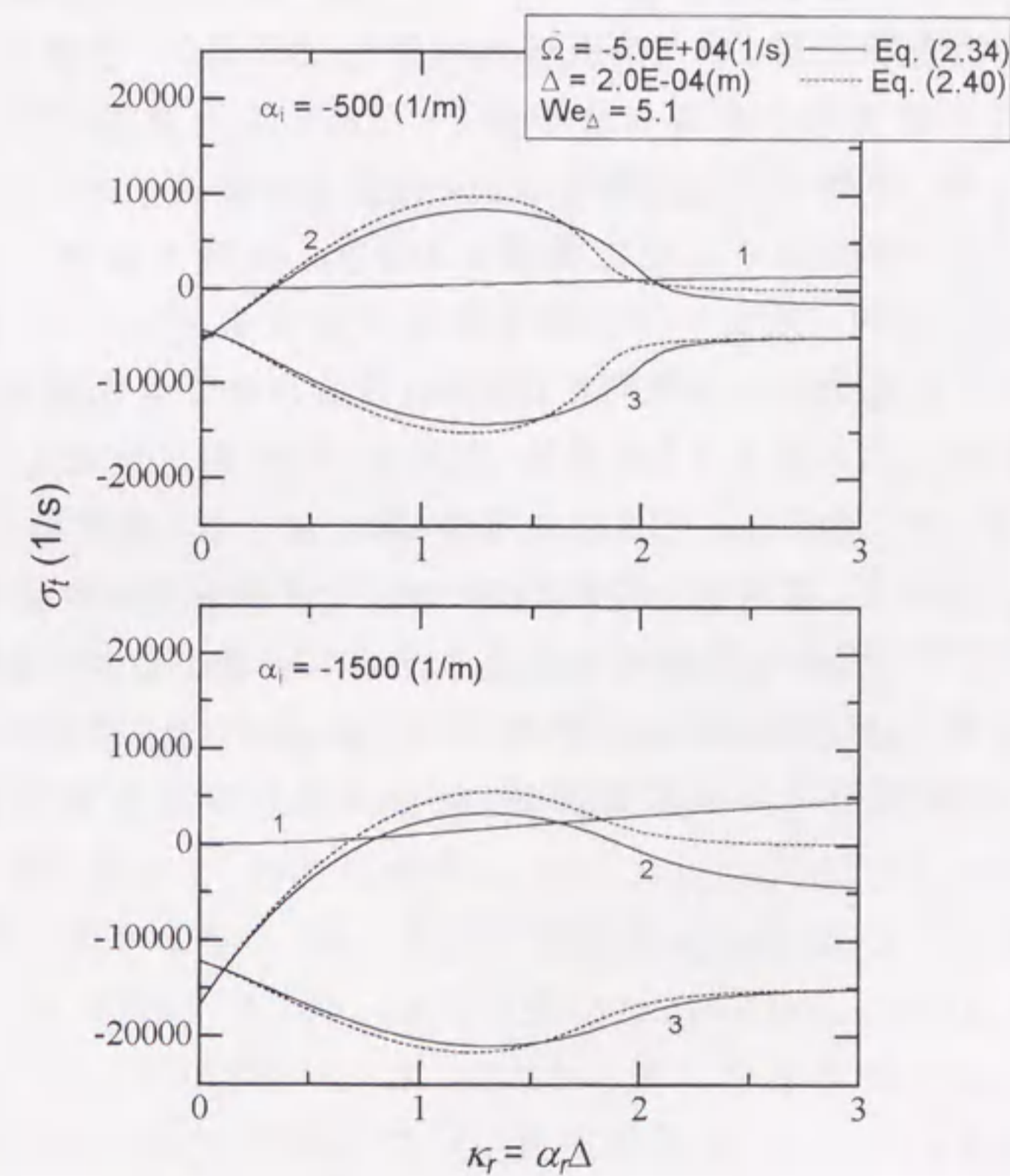


図 2.4 速度分布を線形近似したときの攪乱の時間増幅率
(空間増幅率 > 0 の場合)

ここで、2次式表示の擾乱方程式(2.40)の2本の解曲線のうち、上側のものは、波数 α_r がある値以上では時間的不安定($\sigma_r > 0$)であり、 $\alpha_r \rightarrow \infty$ において時間的中立安定($\sigma_r = 0$)に漸近する。擾乱方程式(2.34)の第2解と、(2.40)の上側の解の差は $\alpha_r \Delta$ が大きい所で顕著となる。その理由は(2.39)に示すように、 $\kappa(c_0/\Omega\Delta)^2 \rightarrow 0$ の場合に限られ、ここで示す例において $\kappa_r > 2$ または κ_r の絶対値が大きい場合には、これが成立しないためである。

図2.5に速度(すなわち We_Δ)を変化させた場合の各空間増幅率 σ_r に対する時間的中立安定点をプロットしたものを示す。ここでは、空間増幅率が正の値をとる場合について示しているため、上に凸の時間的中立安定曲線に囲まれた閉領域内の擾乱は時間的、空間的に増幅される。この領域内の波長の最小値(すなわち最大波数に対応する波長) λ_{crit} は、時間的にも空間的にも中立安定な波長であり、 Δ よりも大きな値をとる。時間的中立安定曲線における α_r の極大値は、与えられた We_Δ の値において定常かつ空間増幅率の最大値 σ_r^* となる。また、その増幅率に対応する α_r が最不安定波数、すなわち自由界面波の波数である。また、これに対応する波長を(空間的)最不安定波長 λ_s^* とする。

図2.4に示したように、(2.40)の解曲線は、 $\sigma_r = 0$ との交点が一つしか存在しないため、空間的、時間的に増幅される擾乱は、時間的中立安定曲線で区切られた開領域に存在する。すなわち、(2.40)の解に空間的最不安定波長は存在しない。また、 α_r が小さい領域において、(2.34)の時間的中立不安定曲線は、(2.40)の中立不安定曲線に漸近する。

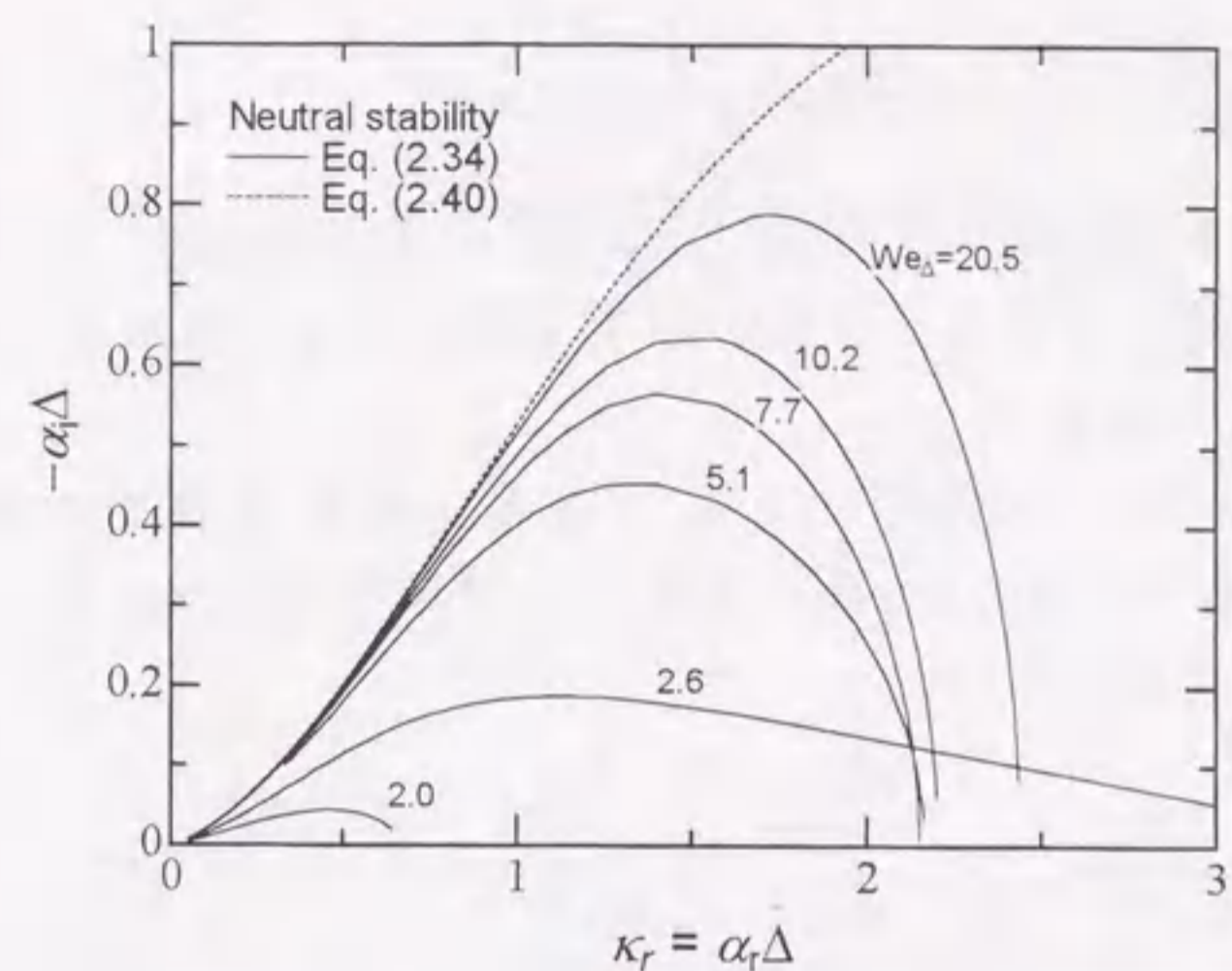


図2.5 時間的中立安定曲線

2.4.3 最不安定波に対する流体物性、噴流形状の影響

第2.4.1項で述べたように、最不安定波長 λ^* の値やそこでの増幅率は、せん断層の速度分布(Ω, Δ)のみならず、自由界面上の表面張力、重力加速度、流線の湾曲に伴う求心加速度に影響される。

図2.6に We_Δ を変化させたときの、時間増幅率の最大値 σ_r^* (空間増幅率=0)、空間増幅率の最大値 σ_s^* (時間増幅率=0)および最不安定波数 α_r^* の変化を示す。最大増幅率 $\sigma_r^* \Delta / U_0$ および $\sigma_s^* \Delta$ は We_Δ の増加に対して単調に増加する。しかし、最不安定波数 $\alpha_r^* \Delta$ は $We_\Delta < 3$ においては急激に変化するものの、 $We_\Delta \geq 3$ では変化は小さくなる。これは、 We_Δ が大きい条件では、 λ^* / Δ がほぼ一定、すなわち最不安定波長がせん断層厚さにほぼ比例することを示している。空間増幅率=0としたときの時間増幅率 σ_r^* および α_r^* は、 $We_\Delta \rightarrow \infty$ において、(2.40)で与えられる時間増幅率および最不安定波数に漸近する。時間増幅率の最大値に関し、(2.34)と(2.40)の差が10%以下になる条件は

$$We_{\Delta} = \sqrt{\frac{\hat{u}(x,0)^2 \rho \Delta}{T}} \geq 5 \quad (2.41)$$

与えられる。これは、 $|\hat{u}(x,0)|$ が c_0 の数倍以上であれば、空間的に一様で時間的に最不安定な攪乱の時間増幅に対する表面張力の効果を見捨てることを意味する。

これと同様にして、(2.34)と(2.40)の比較より、自由界面の曲率および重力の影響を見捨てる条件を求めることができる。速度比 $c_0/\hat{u}(x,0)$ は次式のように書き表される。

$$\frac{c_0^2}{\hat{u}(x,0)^2} = \frac{\kappa}{We_{\Delta}^2} + \frac{1}{\kappa Fr_{\Delta}^2} + \frac{\Delta}{\kappa r_F} \frac{u(x,0)^2}{\hat{u}(x,0)^2} = \frac{\kappa}{We_{\Delta}^2} \left[1 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \right] \quad (2.42)$$

ここで、 $Fr_{\Delta}^2 = \hat{u}(x,0)^2 / (\Delta g \cos \phi)$ は、 Δ を代表長さに持つフルード数である。前述の(2.34)と(2.40)の解の比較より、表面張力の影響を見捨てる条件は $We_{\Delta} \geq 5$ であることを見出している。これと同様に、重力の影響を見捨てる条件として $\kappa Fr_{\Delta} \geq 5$ が得られる。また、自由界面の曲率の影響も $\kappa^2 (r_F/\Delta) [\hat{u}(x,0)/u(x,0)]^2 \geq 25$ では見捨てる。ここで、 $\hat{u}(x,0)/u(x,0) (=w_c^2/(1-w_c^2))$ は x の増加に対して減少するが、噴流初期領域 ($w_c > 0.5$) においては 1 よりも大きい。また、本実験体系 ($We_{\Delta} = 6 \sim 12$) における最不安定波の κ はおよそ 1.3 であるので(図 2.6 参照)、初期領域 ($w_c > 0.5$) では表面界面曲率の影響を見捨てる条件として $r_F/\Delta \geq 15$ を得る。

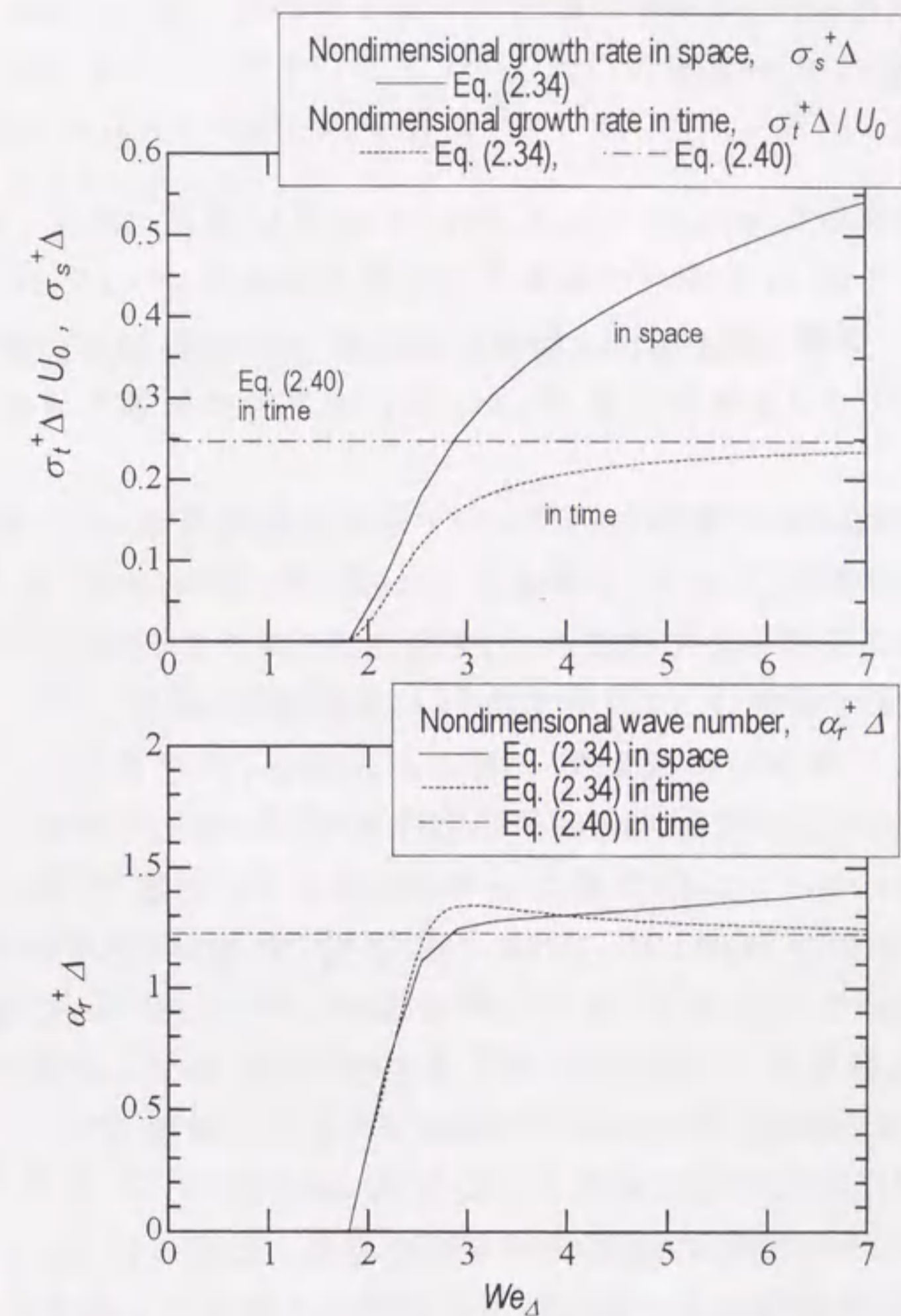


図 2.6 We_{Δ} の変化に対する時間増幅率、空間増幅率および、それに対応する波数の変化

式(2.42)は、波長が λ_0 よりも小さい場合 ($\lambda < \lambda_0$)、常に表面張力の影響が曲率の影響を上回っていることを示している。ここで、 $G \gg g$ の時、 $(\lambda/\lambda_0)^2 = (1/\kappa)^2 \cdot We_{\Delta}^2 \cdot \Delta/r_F$ と表される。ここで、 $We_{\Delta}' (=u(x,0)\sqrt{\rho\Delta/T})$ は $u(x,0)$ を代表速度に持つウェーバ数である。例えば、 $\kappa = \alpha_r \Delta = 1$ の波が

$(\lambda/\lambda_0)^2 < 1/10$ となり、曲率の影響が十分小さくなるような条件は、

$$\frac{r_F}{\Delta} > 10 \cdot We_\Delta^2 \quad (2.43)$$

である。すなわち、 $u(x,0)=15\text{m/s}$ 、 $\Delta=0.36\text{mm}$ の Li 噴流の場合、 $We'_\Delta=10$ となり、条件 (2.43) を満たす自由界面の無次元曲率は $r_F/\Delta > 1000$ である。しかし、剥離点近傍では、自由界面速度 $u(x,0)$ は 15m/s よりも小さいため、より小さな曲率半径でしか、求心加速度の影響を考慮する必要はない。

空間増幅率が 0 でない場合については、空間増幅率=0 の場合と異なり、 We_Δ が増加しても (2.34) の解は (2.40) の解に収束せず、図 2.6 に示すように、定常 (時間増幅率=0) を仮定した時の最大時間増幅率および最不安定波数は We_Δ の増加とともに単調増加する。しかし、最不安定波数については、時間的最不安定波の場合と同様に、 $We_\Delta > 3$ での変化は少ない。このことから、時間的最不安定波の場合と同様に、最不安定波数については $We_\Delta \geq 5$ 以上では表面張力の影響が、 $\kappa Fr_\Delta \geq 5$ では重力の影響が、 $r_F/\Delta \geq 15$ では求心加速度の影響がそれぞれ小さいとみなすことができる。一方、最大空間増幅率については We_Δ の増加とともに増加し続ける。この結果は、例えば水の自由界面せん断層における攪乱は、せん断層の速度や厚さが同等であるとき、液体 Li における攪乱よりも空間的により速く成長することを示している。

以上より、せん断層の速度分布を線形近似した場合における、表面張力、重力加速度および求心加速度が攪乱の増幅率に影響を及ぼす条件を示すことができた。しかし、実際の自由界面下せん断層では、速度分布は線形ではなく、本章で導出した攪乱方程式や境界条件は、 $Re_{\sigma_1} \rightarrow \infty$ や界面波の振幅を微小とするなど多くの仮定が含まれている。このため、理論による予測結果を高速液体金属噴流ターゲットの設計に適用するには、理論の妥当性を実験によって確認する必要がある。これまでの研究では、自由界面波や界面下の速度分布の測定が困難であるため、理論との比較は十分ではなく、特に高速流については実験データ自体がほとんど存在しない。そこで、第 4 章では、(2.34) による空間

増幅率に関する最不安定周波数と、実験により測定された自由界面波の卓越周波数との比較を行う。この時、局所の速度分布の情報 (すなわち、局所の Ω および Δ の値) が必要となるが、これらの評価については第 3 章で詳しく述べる。

2.4.4 噴流自由界面下せん断層内の攪乱の増幅率

本研究では、水噴流自由界面下せん断層の速度分布を測定し、これに基づいて (Ω , Δ) の評価を行った。その結果については実験結果の章 (第 3.4 節) で示す。ここでは、水噴流自由界面下せん断層の代表的な (Ω, Δ) に対し、攪乱方程式 (2.34) の解を評価し、その解の性質について述べる。ノズル出口 (剥離点) より流れ方向に成長する自由界面波に注目するため、攪乱の空間的な増幅率について評価を行い、時間的な増幅率は零 (すなわち波の振幅は定常) と仮定する。

図 2.7 は自由流れの流速 U_0 が 6m/s における増幅率および位相速度の波長依存性 (分散関係) を示すものである。表面張力など流体物性値は 293K の水の値を用い、水平な自由界面 (自由界面の曲率半径 $r_F = \infty$) を仮定している。ここで示す例では、空間増幅率に対する最不安定波長 λ_s^* は約 1mm であり、図 2.2 に示した深水波の λ_0 ($=17.1\text{mm}$) より小さい。これは、自由界面の動力的条件において表面張力が支配的であることを意味している。図 2.7 における実線、破線、鎖線は剥離点からの距離が異なる 3 つのケースを示している。距離の増加とともに、自由流れとのせん断力によってせん断層の速度勾配は緩和され、 Δ は増加し、 w_0 は 0 に漸近する。この時、空間増幅率の最大値 σ_s^* は減少するが、図 2.6 に示すように、最不安定波長 λ_s^* はあまり変化しない。

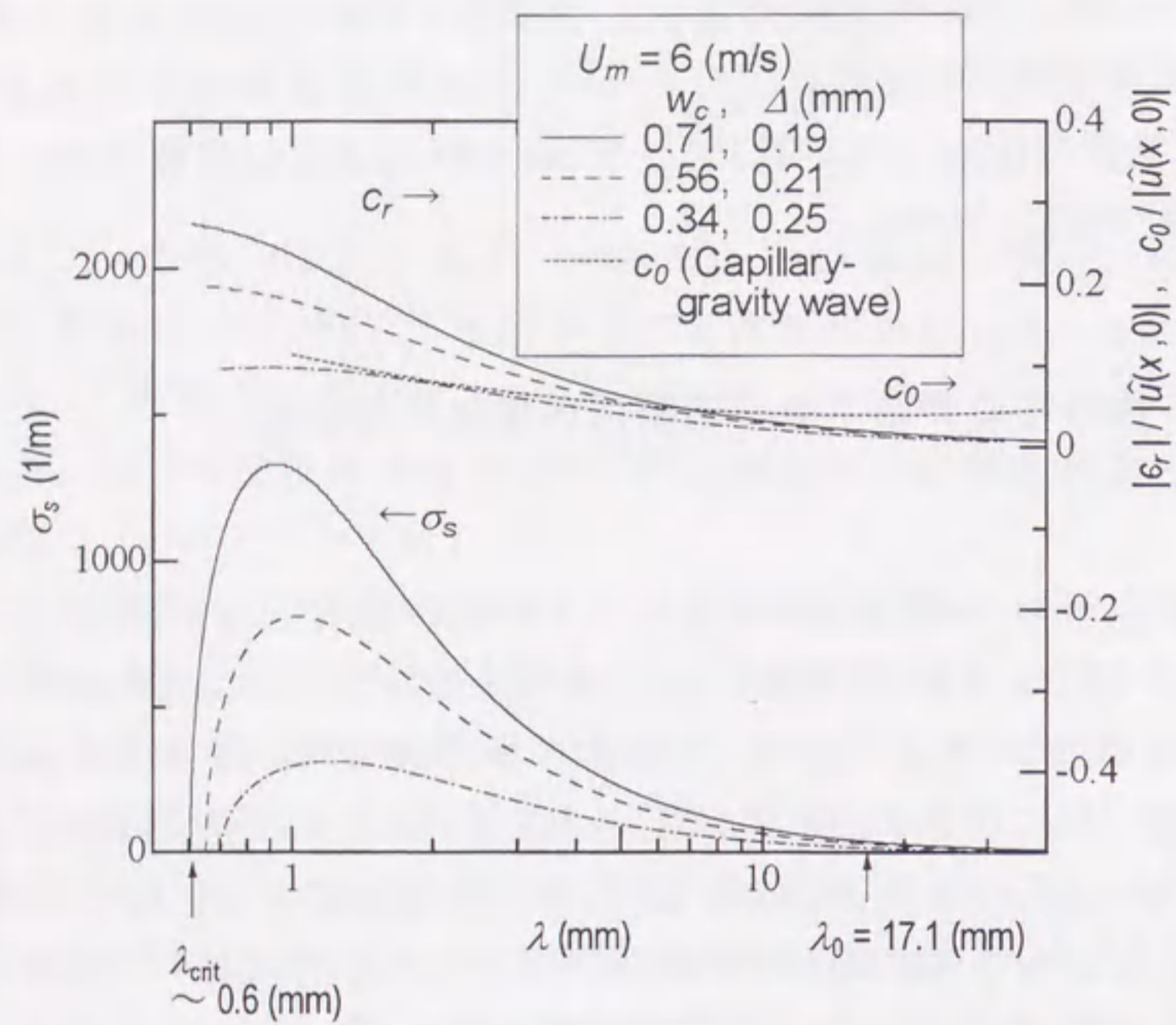


図 2.7 速度分布を線形近似した時の空間増幅率および位相速度

第 2 章 文献

- [1] 巽 友正, 「流体力学」, 培風館, pp. 324-328 (1982).
- [2] 田古里哲夫, 荒川忠一, 「流体工学」, 東京大学出版会, pp. 117-120 (1989).
- [3] 巽 友正, 「流体力学」, 培風館, pp. 365-371 (1982).
- [4] 日野幹雄, 「流体力学」, 朝倉書店, pp.343-348 (1992).
- [5] C. Godreche and P. Manneville, "Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities", Cambridge University Press, New York, pp.226-243 (1998).
- [6] H. Schlichting, "Boundary Layer Theory" (7th ed.), MacGraw-Hill, New York, p. 492 (1979).
- [7] 巽 友正, 「流体力学」, 培風館, pp. 64-65 (1982).
- [8] 日野幹雄, 「流体力学」, 朝倉書店, pp.172-178 (1992).
- [9] C. Brennen, "Cavity Surface Wave Patterns and General Appearance," J. Fluid Mech., **44-1**, pp. 33-49 (1970).
- [10] H. Schlichting, "Boundary Layer Theory" (7th ed.), MacGraw-Hill, New York, p. 179 (1979).
- [11] A. A. Dimas, and G. S. Triantafyllou, "Nonlinear Interaction of Shear Flow with a Free Surface," J. Fluid Mech., **260**, pp. 211-246 (1994).
- [12] M. E. Stern and Y. A. Adam, "Capillary Waves Generated by a Shear Current in Water," Mem. Soc. R. Sci. Liege, ser 6-6, pp. 179-185 (1973).
- [13] E. A. Caponi, H. C. Yuen, F. A. Milinazzo and P. G. Saffman, "Water-wave Instability Induced by a Drift Layer," J. Fluid Mech., **222**, pp. 207-213 (1991).
- [14] M. S. Longuet-Higgins, "Instabilities of a Horizontal Shear Flow with a Free Surface," J. Fluid Mech., **364**, pp. 147-162 (1998).
- [15] M. S. Longuet-Higgins, "Shear Instability in Spilling Breakers," Proc. R. Soc. Lond. A, **446**, pp. 399-409 (1994).

第3章

水平噴流実験

本章では、水平バックウォールに沿って流れる高速水噴流に関する実験について述べる。IFMIF 液体金属ターゲット噴流の設計では、求心力により噴流内の静圧を上昇させ沸騰開始条件に対する余裕を確保することを目的として、バックウォールを凹面(曲率半径=数百 mm 程度)とする計画であるが、本章の実験では自由界面及び界面下の流れを高精度で測定を行うため、バックウォールを水平とした。IFMIF ターゲットのようにバックウォールが凹面である場合、自由界面も湾曲し、自由界面における力の釣り合いが求心加速度の影響を受けるが、第 2.4.3 節で論じたように、曲率半径がせん断層厚さの 15 倍以上であれば、最不安定波数や増幅率に及ぼす求心加速度の影響は無視できる。IFMIF においてもせん断層厚さは 1 mm 以下と予測されるため、曲率半径 250mm のバックウォールによる求心加速度の影響は小さい。さらに、数値計算により、バックウォールの曲率は、上流のノズル内流れ(自由流れ)に影響を及ぼすものの、境界層厚さにはあまり影響しないことを確認している(第 5 章参照)。また、本章の実験では作動流体として水を用いており、水の表面張力は液体金属に比べ小さいが、表面張力の影響が小さい条件では、本実験結果は液体金属の場合の現象に近いものとみなすことができる。

第 3.1 節で実験装置について述べ、第 3.2 節で高速水噴流自由界面波の測定方法について述べる。本研究では、高速($\leq 20\text{m/s}$)の液体噴流上自由界面波の測定を行うためにレーザー光の屈折を利用した測定法を開発し、これに成功した。自由界面波の測定結果は第 3.3 節で報告する。第 3.4 節ではノズル出口境界層および自由界面下せん断層の速度分布について述べる。

3.1 実験装置

本実験装置は、安定な高速液噴流を形成して、自由界面に発生する波の振幅、波形、周波数等の流れ方向の変化を計測し、また自由界面せん断層の速度分布についても計測することを目的としている。第 2 章で述べたように、自由

界面の安定性はノズル出口の境界層の性状(層流であるか、それとも乱流か)及び厚さに強く依存する。そこで本実験装置では、IFMIF 液体金属ターゲット流におけるノズル出口境界層の模擬を行うため、同装置のために提案されているノズルと同様な形状を持つノズルを使用している。

3.1.1 試験部

試験部の側面概略図を図 3.1 に示す。ノズルより噴出する平板状の噴流が水平なバックウォールに沿って流れることにより、自由界面を持つ高速噴流が形成される。ノズル出口は幅 $W = 100\text{ mm}$ 、深さ $D_e = 10\text{ mm}$ の矩形断面である。噴流幅は側壁により一定に保たれる。ノズル出口より 70mm 下流まで観察用窓が設けられており、噴流自由界面は大気に開放されている。この窓を通じて噴流自由界面の真上からの写真撮影およびレーザー光照射が可能である。また、試験部全体が透明アクリル樹脂でできており、側面からの観察およびレーザー流速計による測定が可能である。

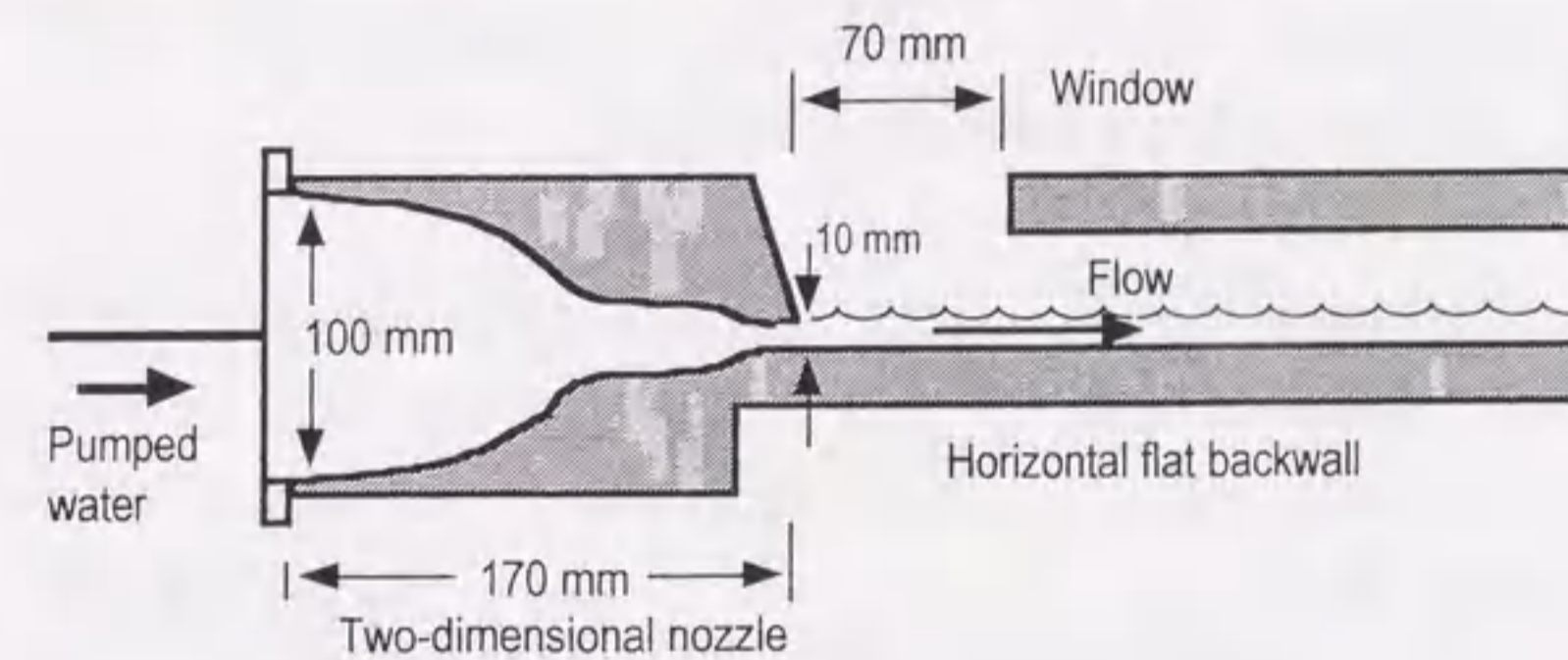


図 3.1 試験部概略図

作動流体には常温大気圧の水を使用した。表 3.1 に示すように常温水の動粘度は IFMIF 運転条件(523K)における Li の動粘度にほぼ等しいが、表面張力は約 1/5 である。表 3.1 には、本実験装置と IFMIF ターゲット流の運転条件を無次元量によって比較した結果も示す。これらの無次元量は、ノズル出

口深さ D_e を代表長さとしたものであり、Li に関しては IFMIF 運転条件(ノズル出口平均流速 $U_m = 15.0\text{m/s}$, $D_e = 24\text{mm}$)を、また水については実験条件 ($U_m = 3.5 \sim 20.0\text{m/s}$, $D_e = 10\text{mm}$)について示している。なお、ここでは全体的な比較のためにノズル出口深さ D_e を代表長さ、平均流速 U_m を代表速度としているが、局所の現象を対比するためには、第 3.4 節に示すようにノズル出口境界層厚さや自由界面速度等、局所の代表長さ、代表速度を用いる必要がある。

	Li (523 K)	Water (297 K)	Water/Li (-)
Density, ρ (kg/m ³)	507	997	2.0
Kinematic viscosity, $\nu \times 10^{-7}$ (m ² /s)	10.6	9.1	0.9
Surface tension, $\sigma \times 10^{-2}$ (N/m)	38.7	7.2	0.2
Reynolds number, $Re_{D_e} = U_m D_e / \nu$	3.5×10^5	$3.5 \times 10^4 - 2.4 \times 10^5$	0.1 - 0.7
Froude number, $Fr_{D_e} = U_m / \sqrt{g D_e}$	30.3	11.2 - 63.9	0.4 - 2.1
Weber number, $We_{D_e} = U_m \sqrt{D_e \rho / \sigma}$	85.8	40.6 - 235.2	0.5 - 2.7

表 3.1 IFMIF 運転条件における Li と室温大気圧下の水の物性値の比較、およびノズル出口深さ D_e を代表長さとした無次元量

噴流は長さ 800mm の水平バックウォールに沿って流れた後、タンクに集められ、ポンプで循環する。縮流ノズル入口での速度分布を均一にするため、ノズル入口より 200mm 上流に 3 枚の多孔板(孔の直径 5mm、開口率 63%)を 100mm 間隔に設置し、さらに 300mm 上流にアルミ製ハニカム(昭和飛行機工業, AL3/16-5052-0015N)を設置して整流した。多孔版の上流において、水温を熱電対により測定し、流量を電磁流量計(山武-Honeywell, SMW40A)を用いて測定した。速度分布や自由界面傾斜角の測定には長時間を要するため、測定中の水温を一定に保つよう注意した。また、ポンプの振動が試験部および測定機器に伝播しないように、流路数カ所にフレキシブル・フランジを設置し、試験部および測定機器の架台を重くして防振に留意した。

3.1.2 ノズル形状

縮流ノズル断面形状を図 3.2 に示す。入口は幅 $W = 100\text{mm}$ 、深さ $D_i = 100\text{mm}$ の正方形をしており、全体を通して流路幅は一定である。

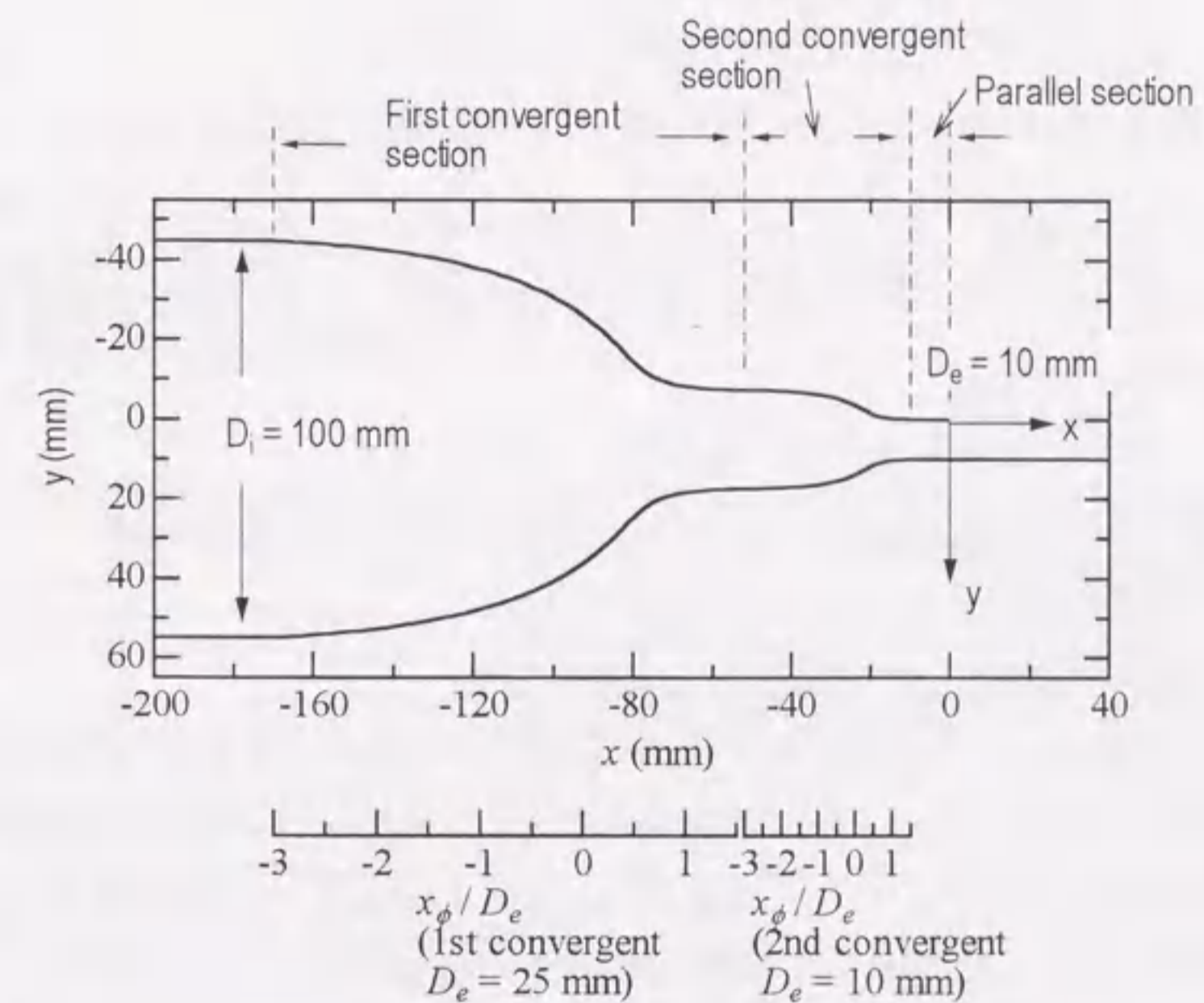


図 3.2 ノズル形状

ノズルは上流側縮流部 (First convergent section, 縮流比 4, 長さ 117mm)、下流側縮流部 (Second convergent section, 縮流比 2.5, 長さ 43mm)、出口平行流路部 (Parallel section, 深さ $D_e = 10\text{mm}$, 長さ 10mm) から構成され、全体の縮流比は $D_i / D_e = 10$ 、全長は 170mm である。本設計は IFMIF ターゲットノズルとして中村らによって提案された形状^[1]を 1/2.5 倍に縮小したものである。上流側および下流側の縮流部の形状は、島^[2]がポテンシャル理論を用いて導いたものに基づいている。この形状はノズル中心軸と縮流部内の等速度ポテンシャル面 ($\phi = 0$) の交点を原点に持つ座標平面 (x_ϕ, y_ϕ) に対して、パラメ

一タ ζ を用いて次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{D_e} x_\phi &= \left(\frac{D_i}{D_e} + 1\right) \cdot \tanh^{-1}(\cos\zeta) + \frac{1}{2} \left(\frac{D_i}{D_e} - 1\right) \cdot \ln[2(1 - \cos 2\zeta)] \\ &\quad + \left[\sqrt{2\left(\frac{D_i}{D_e} + 1\right)} - \left(\frac{D_i}{D_e} + 1\right) \right] \cdot \cos\zeta \\ \frac{2\pi}{D_e} y_\phi &= \pi + \left(\frac{D_i}{D_e} - 1\right) \cdot \zeta + \sqrt{2\left(\frac{D_i}{D_e} + 1\right)} \cdot \sin\zeta \\ (\zeta &= 0 \sim \pi) \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで、 D_i は無流上流($\zeta = 0$)での流路深さであり、 D_e は無流下流($\zeta = \pi$)での流路深さである。上式で与えられるノズル形状は、以下の要求を満足するものとして導出された。

- (i) ノズル出口速度分布はできる限り一様であること。
- (ii) ノズル表面流速分布の軸方向の変化において減速領域が存在しないこと。
- (iii) ノズルの全長ができるだけ短くなること。

要求(ii)と(iii)は、ノズル出口境界層厚さをできるだけ薄くすることを目的としている。要求(i)は $\zeta = \pi$ において満足されるため、厳密にはノズル長が無流大となる必要がある。しかし、ノズル出口深さ D_e の 4.3 倍以上を縮流部として確保すれば、ほぼ均一な速度分布が得られることが島により報告されている。これより、本研究では(3.1)より与えられる形状の $-3.0D_e \leq x_\phi \leq 1.3D_e$ の範囲を縮流部として用いた。

図 3.2 で示されるノズルを用いた実験では全流量範囲 ($U_m = 3.5 \sim 20.0\text{m/s}$) にわたり安定した噴流が観察された。しかし、このノズル形状が IFMIF ターゲットノズルとして必ずしも最適であるとは言えない。特に、要求(i)は、ここでの目的のためには必須ではない。なぜなら、IFMIF ターゲット流のように、噴流厚さがせん断層厚さに対して十分に大きい場合、せん断層外の自由流れ速度分布は、せん断層の安定性にほとんど影響しないからである。しかし、要求(ii)と(iii)については、ノズル出口境界層厚さを制限し、境界層の乱流への遷移を抑制する目的を持つものであり、第 2.4 節で述べたように自由界面波の成長を抑制する目的のためにも重要である。

3.2 測定方法

3.2.1 従来の自由界面波測定法

第 3.3 節で示すように、高速 ($\leq 20\text{m/s}$) 液体噴流の自由界面に発生する波の主要成分の波長は 1mm 程度で、周波数成分は数十 kHz に及ぶ。従って、本研究の条件において自由界面波を計測するためには、このような高い周波数成分に対応でき、空間分解能が高く、かつ波を乱すことなく計測できる手段が必要である。

自由界面波の測定法は、接触法と非接触法の 2 種類に分類されるが、代表的な測定法を表 3.2 に示す。

		計測パラメータ	応答速度	空間分解能
接 触 法	電気抵抗式	振幅	電極間静電容量、流体電気伝導度に依存	プローブの大きさに依存
	フラッシュプローブ式	振幅	電極間静電容量、流体電気伝導度に依存	プローブの大きさに依存 (液膜流に限る)
	静電容量式	振幅	電極間静電容量、流体電気伝導度に依存	プローブの大きさに依存 (液膜流に限る)
非 接 触 法	光の透過強度を利用	振幅	受光素子に依存	ビーム径に依存
	光の反射を利用	周波数*	受光素子に依存	ビーム径に依存
	光の屈折を利用	周波数*	受光素子に依存	ビーム径に依存
	高速度ビデオ	波長*	数 kHz (受光素子に依存)	受光素子に依存

*: 受光素子により 2 次元計測が可能である

表 3.2 自由界面波測定法

電気抵抗式水位計は、例えば自由界面に対して鉛直に設置した 2 本の電極間での電気インピーダンスの変化から、液深の変動を測定する方法である (Appel ら^[3])。電極線を挿入する場合、流れが乱される欠点がある。本実験において、直径 0.09mm のタングステン素線を用いた測定を試みたが、流れが高速であるために素線下流に空洞が発生し、安定した計測はできなかった。

同じ電気抵抗式水位計でも、自由界面に直接電極が接しないように、平板電極 (フラッシュ・プローブ) を流路壁面に埋め込むものがある (Kang ら^[4], 森ら^[5])

など)。また、静電容量式^[6]は、片方の電極を液体中に設置し、もう一方の電極を空气中から自由界面に接近させて両極間の電気抵抗を測定する手法である。これらは、流れを乱すことなく自由界面波の振幅を測定可能であるが、電極間と界面の距離が大きくなると測定できなくなるため、液深の浅い液膜流に対してのみ有効である。本研究のような界面波の振幅が噴流厚さの 100 分の 1 以下である場合には、空間分解能が低いために適用は難しく、静電容量式の測定を試みたが、有意な信号は得られなかった。

光の吸収、反射または屈折を用いるものは、自由界面波を非接触的に測定でき、多くの試みがある。光の吸収による方法は、液体中を光が通過する際に、液深に応じて透過光の明るさが変化することを利用する。Lilleleht^[7]は、染料を溶解した水平波状流の真上からレーザー光を照射し、透過光明るさの変動から自由界面変動スペクトルを測定した。

レーザー光を自由界面に入射させ、屈折または反射したレーザービームの変位を測定することによって自由界面の傾斜角を求めることができるが、ビームの変位を高速に測定することは困難である。また、界面傾斜角の測定範囲は測定素子ないし光学系の大きさによって制約される。橋本ら^[8]は、薄い液膜噴流にレーザー光を照射し、その屈折光および反射光を測定して、界面傾斜角のスペクトルを求めている。吉野^[9]は水平波状流に照射したレーザービームの反射光を 1 次元フォトダイオードアレイにより検出し、応答周波数 20kHz の測定を行った。本研究でも同様の手法を試みたが、十分な計測はできなかった。これは、自由界面傾斜角が 2 次元的でかつその変動幅が大きかったために反射光がセンサー上に常時入射せず、加えて界面傾斜角によって全反射が起こったり起こらなかったりするため反射光の強度が大きく変動したためである。このように、レーザービームの反射を用いる場合、界面傾斜角の測定範囲を広くとることは困難である。

以上の経験をふまえ、本研究では、2 次元スポット光位置検出を用いて透過屈折光の測定を行うことにより界面傾斜角の測定を行うことにした。同様な方法は、Zhang ら^[10]および Duke ら^[11]により波状流に対して用いられているが、彼らはの方法では応答速度に制約があった。例えば、Duke は 128×128 の 2 次元フォトダイオードアレイを位置検出素子として用いたが、最大応答周波数は 285Hz にとどまっている。フォトダイオードアレイや CCD を使用する方式で

は、多数の素子をスキャンすることによって光スポットの位置を検出しており、かつスキャン周波数には上限があるため、時間応答性を向上させるためには空間分解能を下げる必要が生じる。従って、高周波数かつ小振幅の波を測定することは難しい。そこで本研究では、単一素子の光スポット位置センサーを用いることにより、数十 kHz におよぶ高速流自由界面波の測定を可能にした。次節において、その測定方法を詳しく述べる。

3.2.2 屈折光による自由界面傾斜角測定

本研究では、自由界面で屈折したレーザー光の光スポット位置を単一素子センサーで測定する方法を開発し、既往のフォトダイオードアレイや CCD を用いた方法よりも 2 桁高い応答周波数で自由界面傾斜角の時間的変動を測定可能とした。本測定法は、IFMIF ターゲットを模擬した噴流自由界面波を測定するのに十分な応答速度を備えており、また波の振幅や流れ方向および幅方向のスペクトル分布を傾斜角の時系列データから評価することができる。

図 3.3 に測定システムの概略図を示す。ビーム径 0.59mm、出力 1mW の He-Ne レーザー光源 (Melles Griot, 05-LHR-111) を用い、レーザービームを焦点距離 250mm のレンズおよびミラーにより、流路中心軸上の自由界面に垂直に入射させた。自由界面でのビーム径が 0.1mm 以下であり、かつ 2 次元スポット光位置検出素子 (Position Sensitive Detector: PSD) 上でのビーム径が 0.2mm 以下となるように、レンズおよびミラー位置を設定した。測定に最適なビーム強度とするため、1/2 と 1/8 の ND フィルタをそれぞれ 1 枚ずつ挿入した。また、試験部全体を暗幕で覆うことにより、レーザー光以外の光の入射を防止した。

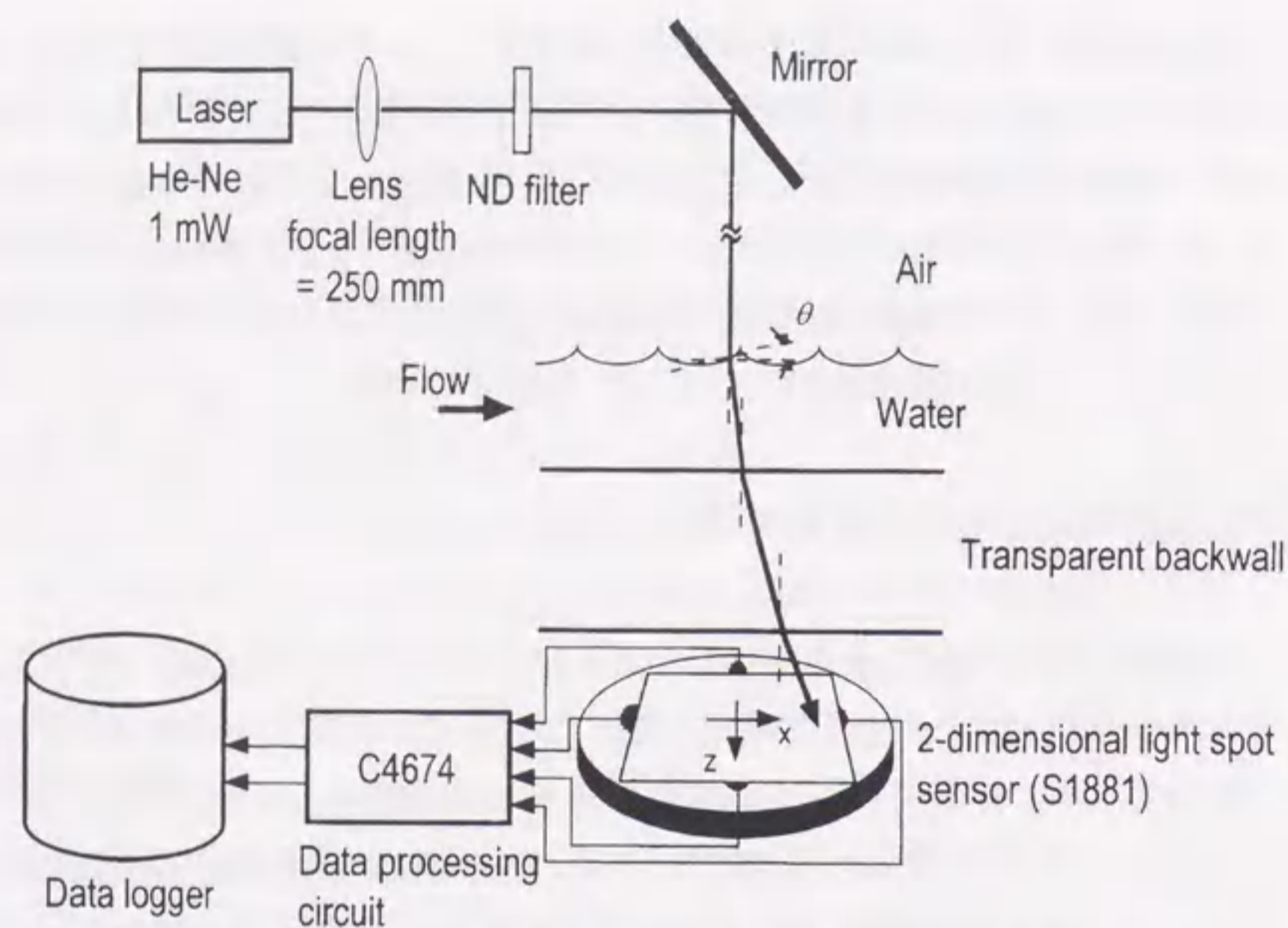


図 3.3 自由界面での屈折を利用した光学的自由界面測定システム

自由界面で屈折した光は、水噴流内部(約 10mm)、アクリル製水平バックウォール(20mm)、大気中(5mm)を透過し、PSD 素子に到達する。PSD(浜松フォトニクス, S1881)は、二対の陽極を 22×22mm の正方形受感部の外辺部に配置した平板状 pn-型フォトダイオードであり、ダイオードの表面抵抗を利用して光スポットの位置を検出する。一様な表面抵抗を有する平板状フォトダイオード上に発生した光電流が素子両端の電極までの距離に反比例して流れる原理を利用して、スポット光重心の 2 次元位置をアナログ的に出力する。スポット光位置の最大測定誤差は±0.3mm(受感部の全幅の 1.4%)である。PSD からの出力信号を信号処理回路(浜松フォトニクス, C4674)に導くことにより、PSD 中心位置からの流れ方向(x)および幅方向(z)の変位(それぞれ±11mm)が、それに正比例する 2 チャンネルの電圧値(±5.5V)として出力される。すなわち PSD 上の変化量 1mm に対し、電圧値は 0.5V 変化する。

本研究では単一のスポット光位置検出センサーを用いることにより、高速計測を可能とした。センサー自体の最大応答周波数は、ダイオードの表面抵抗と電気容量によって決まり、本研究で使用した製品では 300kHz であるが、処理

回路 C4674 により 33kHz に制限される。出力電圧はデータロガー(ELMEC, EC-2320A)により 12 ビット A/D 変換した後、サンプリング周波数 100kHz から 1MHz でそれぞれの測定につき 1048576 点のデータを収録した。

出力電圧が自由界面傾斜角に比例して変化していることを確認するため、Dukeらの方法^[11]に類似したキャリブレーションを行った。まず、バックウォール上の深さ 10mmの静止水面に光学顕微鏡用カバーガラス(厚さ 0.15mm)を接触させ、これを傾斜させることにより任意の角度に傾斜した自由界面を模擬した。傾斜したカバーガラス上にレーザー光を入射させ、その時の PSD 電圧出力を測定することにより、自由界面傾斜角と PSD 出力の関係を調べることができる。実験ではレーザーが入射する位置において、カバーガラスが水深 10mmを保持しながら傾斜するように工夫した。

PSD で測定されるスポット光変位は、図 3.4 に示されるように屈折の法則を用いたモデルから評価できる。スポット光変位 X_s は自由界面傾斜角 θ により次式で表わされる。

$$X_s = D_w \tan(\theta - \theta_1) + D_b \tan(\theta_2) + D_a \tan(\theta_3) \quad (3.2)$$

ここで、 D_w 、 D_b は噴流およびバックウォールの深さであり、 D_a はバックウォールから PSD までの距離である。

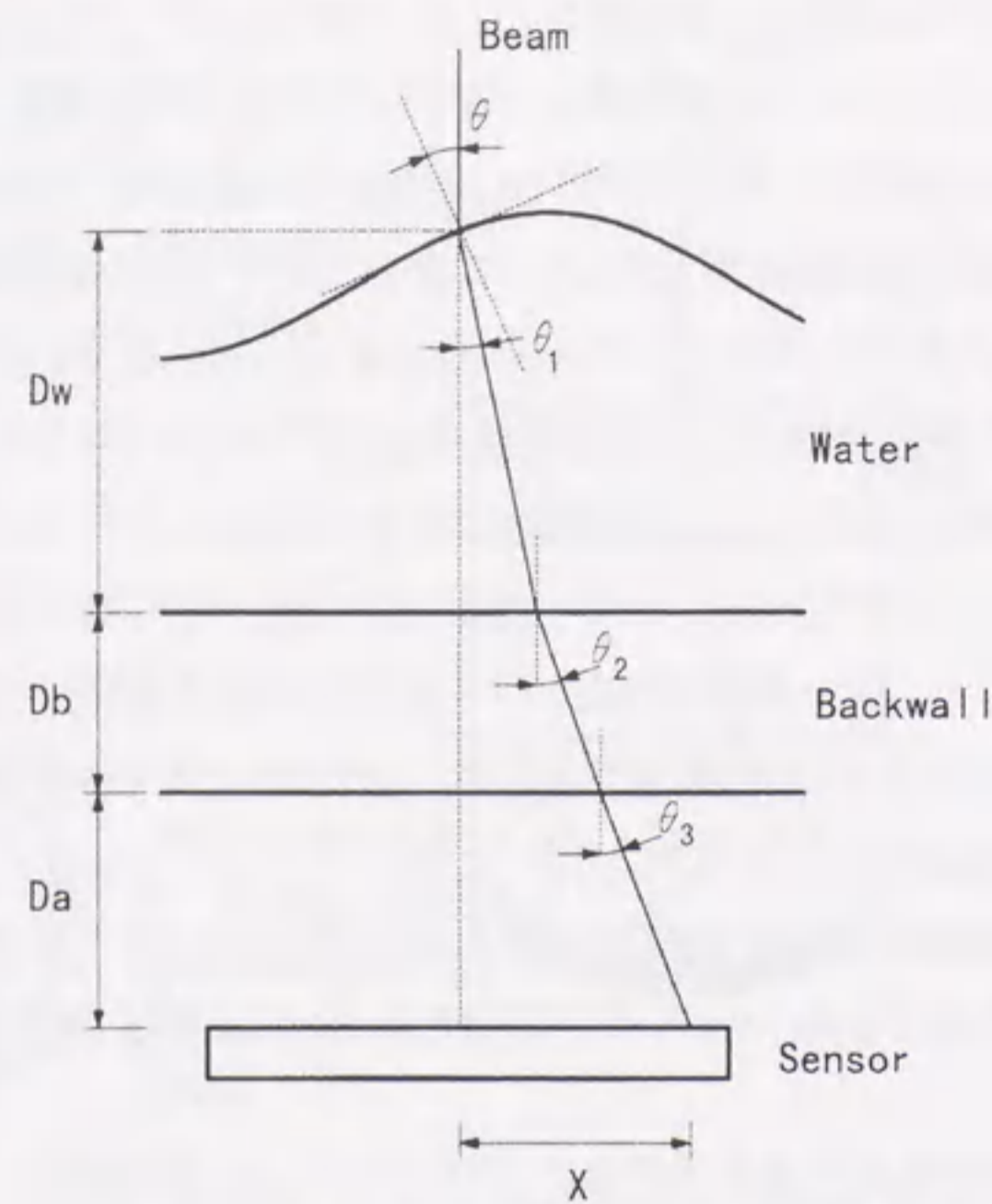


図 3.4 スポット光変位 X_s と自由界面傾斜角 θ

θ_1 , θ_2 および θ_3 はそれぞれの界面における屈折角であり、Snell の屈折の法則に従う。

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta_1} = \frac{n_w}{n_a}, \quad \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_b}{n_w} \quad (3.3)$$

ここで n_a , n_w , n_b はそれぞれ空気、水およびアクリルの屈折率であり、表 3.3 の値を用いた。

物質名	屈折率
空気	$n_a = 1.00$
水	$n_w = 1.33$
透明アクリル樹脂	$n_b = 1.54$

表 3.3 各物質の屈折率

図 3.5 に(3.2)より与えられる理論値とキャリブレーション実験の結果を比較して示す。本試験装置では、試験部への大気流入を小さくするため、観察窓を 70mm しか設けておらず、このためにキャリブレーションは $\pm 30^\circ$ までの傾斜角範囲しか行えなかった。しかし、PSD 出力と実線との差は 6%未満であり、PSD からの電圧出力が自由界面傾斜角に精度よく比例することが確認された。なお、本測定法により測定可能な最大傾斜角はレーザー光が通過する各物質の厚さおよび屈折率、PSD 受光面の大きさに依存する。本研究における測定可能な最大傾斜角は $\pm 56^\circ$ である。

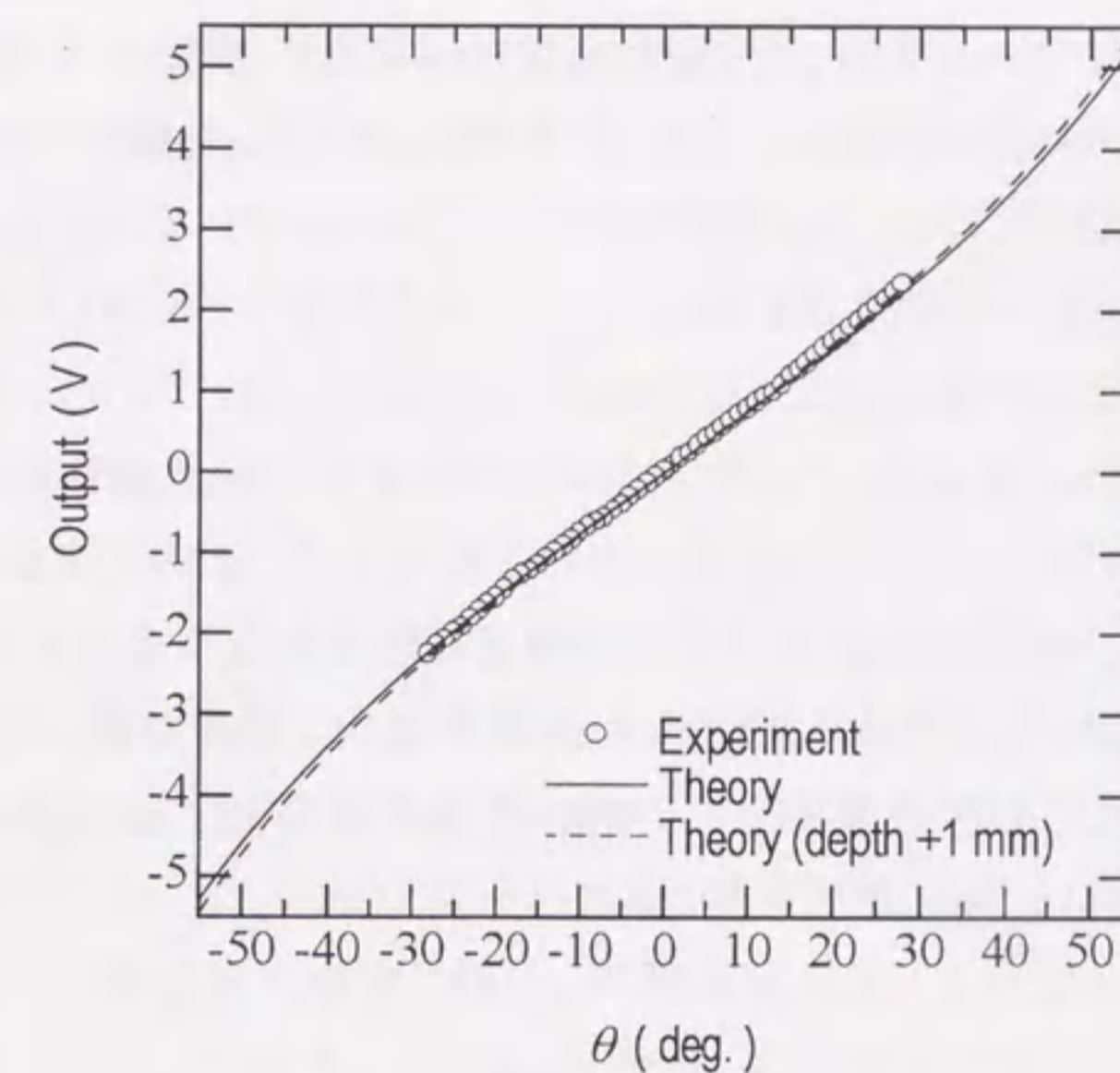


図 3.5 自由界面傾斜角の測定値と理論曲線との比較

以下の解析では、(3.2)の理論曲線を用いて PSD 出力電圧より自由界面傾斜角を導き出している。なお、噴流厚さの変動はこの曲線にほとんど影響を与えない。例えば、噴流厚さの 1mm の増加を仮定した場合、理論曲線の変化は図 3.5 の破線で示すように 3%以内である。これより、素子の位置検出誤差と理論曲線からのずれによる誤差を含めた自由界面傾斜角の測定誤差は $\pm 4^\circ$ と評価される。

3.2.3 速度分布の測定

ノズル出口境界層、せん断層および噴流自由流れの速度分布を、後方散乱型レーザー・ドップラー流速計 (Aerometrics/TSI, RSA-2000) を用いて測定した。レーザー光源には 2W の Ar レーザー (Spectra Physics/Model 168-06, 波長: 454.5, 514.5nm) を用いた。試験部側面よりレーザー光を照射し、噴流中心軸から z 方向に約 18mm の位置に結んだ焦点における (x - y) 平面内速度分布を計測した。トランスミッタ・レンズの焦点距離は 100mm であり、測定位置におけるビーム径は $46.8\mu\text{m}$ である。レーザー光を照射し、かつ反射光を受光するファイバー・プローブは 3 次元駆動装置に固定され、最小移動幅 0.01mm (y 軸方向) の微動が可能である。また、境界層およびせん断層内の測定では、壁面や自由界面によるビームの散乱を防止するため、ファイバー・プローブを水平位置より 2° 上方へ傾斜させた。

1ヶ所の計測につき、16,000 点以上のデータをサンプリングした。その位置における平均流速 $u(x, y)$ は、アンサンブル平均により求めた。瞬時速度の測定誤差は $\pm 0.1\%$ である。また、本研究における測定では、自由界面および壁面の位置を厳密に特定できないため、平均速度の最小測定値を与える座標から壁面位置を推定した。これより、測定した速度分布の y 方向位置に $\pm 0.005\text{mm}$ の誤差が生じる。この誤差は、速度分布を y 方向に積分することにより評価される運動量厚さに $\pm 2\%$ の誤差を与える。

3.3 実験結果 I (自由界面波)

3.3.1 自由界面波の視覚観察

図 3.6 に水平水噴流の自由界面を真上から撮影した写真を示す。ストロボ光 (発光時間は $4\mu\text{s}$) を自由界面の上流側斜め 45° 上方よりあてて撮影した。噴流軸を中心に $z = \pm 25\text{mm}$ の範囲の自由界面を示す。本研究の測定範囲 ($x \leq 60\text{mm}$) において幅方向の変化は観察されず、流路側壁からの影響はないものとみなすことができる。

ノズル出口平均流速 U_m が比較的低い場合 ($U_m \leq 8\text{m/s}$)、三つの領域を識別することができる。ノズル出口直下流には、ほとんど可視的な波が存在しない平滑 (smooth) 領域が存在する¹。その下流の第二領域では、比較的周期性の良い 2 次元 (2D) 波が観察される。2 次元波の波長は $0.5 \sim 1\text{mm}$ 程度であり、下流に行くにつれて増加している。さらに、この 2 次元波領域の下流には、波の 2 次元構造が崩壊して 3 次元 (3D) 的に乱れた波に覆われた領域が存在する。

このような流れ方向の変化は、液体金属ターゲットを模擬した Hassberger^[12] の凹壁面 Li 噴流実験、および中村ら^[11] の水噴流実験における観察とも定性的に一致し、さらに 2 次元高速空洞流の自由界面^[13]、および円形水噴流の自由界面^[14] についても同様な結果が観察されている。

ノズル出口平均流速の増加に伴い、平滑領域および 2 次元波領域の長さは徐々に減少する。この結果、 $U_m > 8\text{m/s}$ では、自由界面はノズルを出た直後から 3 次元波で覆われ、平滑領域および 2 次元波領域は消失する。しかし、この場合にもノズル出口からの距離とともに平均的な波長は増加する。

¹ この領域にも、時間的かつ空間的に成長する微小波が存在する。(第 3.3.3 項参照)

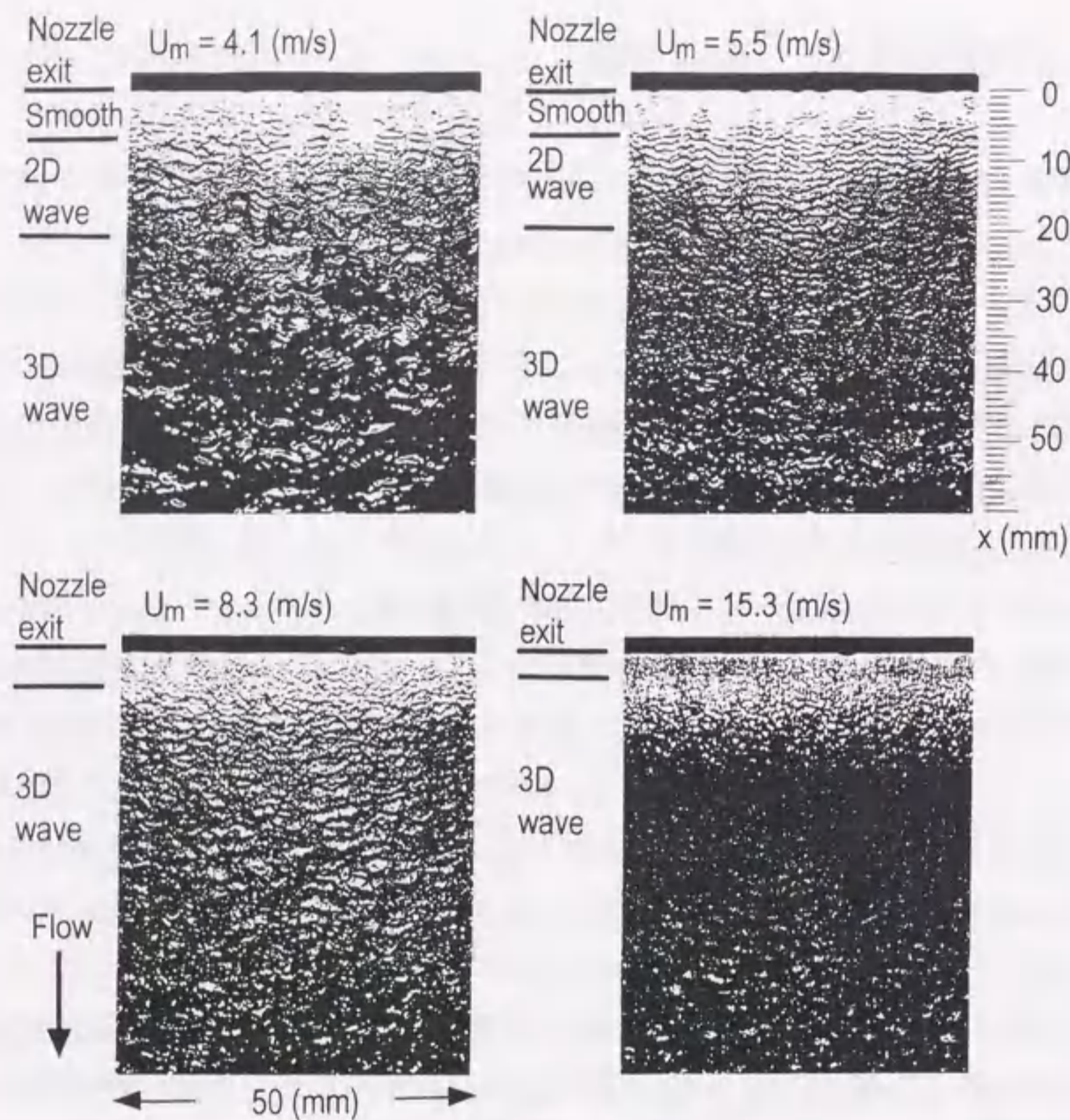


図 3.6 自由界面性状の流速依存性

3.3.2 自由界面傾斜角の周波数スペクトル

図 3.7 に自由界面傾斜角のパワースペクトル密度分布を示す。第 3.2.2 項で述べたように、PSD の出力電圧は界面傾斜角にほぼ比例するため、ここでは、出力電圧のパワースペクトル密度を示している。実線は流れ方向 (x 方向) の傾斜角変動のパワースペクトル密度であり、破線は幅方向 (z 方向) の傾斜角のパワースペクトル密度である。本図では、ノズル出口平均流速 $U_m = 6\text{ m/s}$ の場合について、スペクトルのノズル出口からの距離 x による変化を示す。

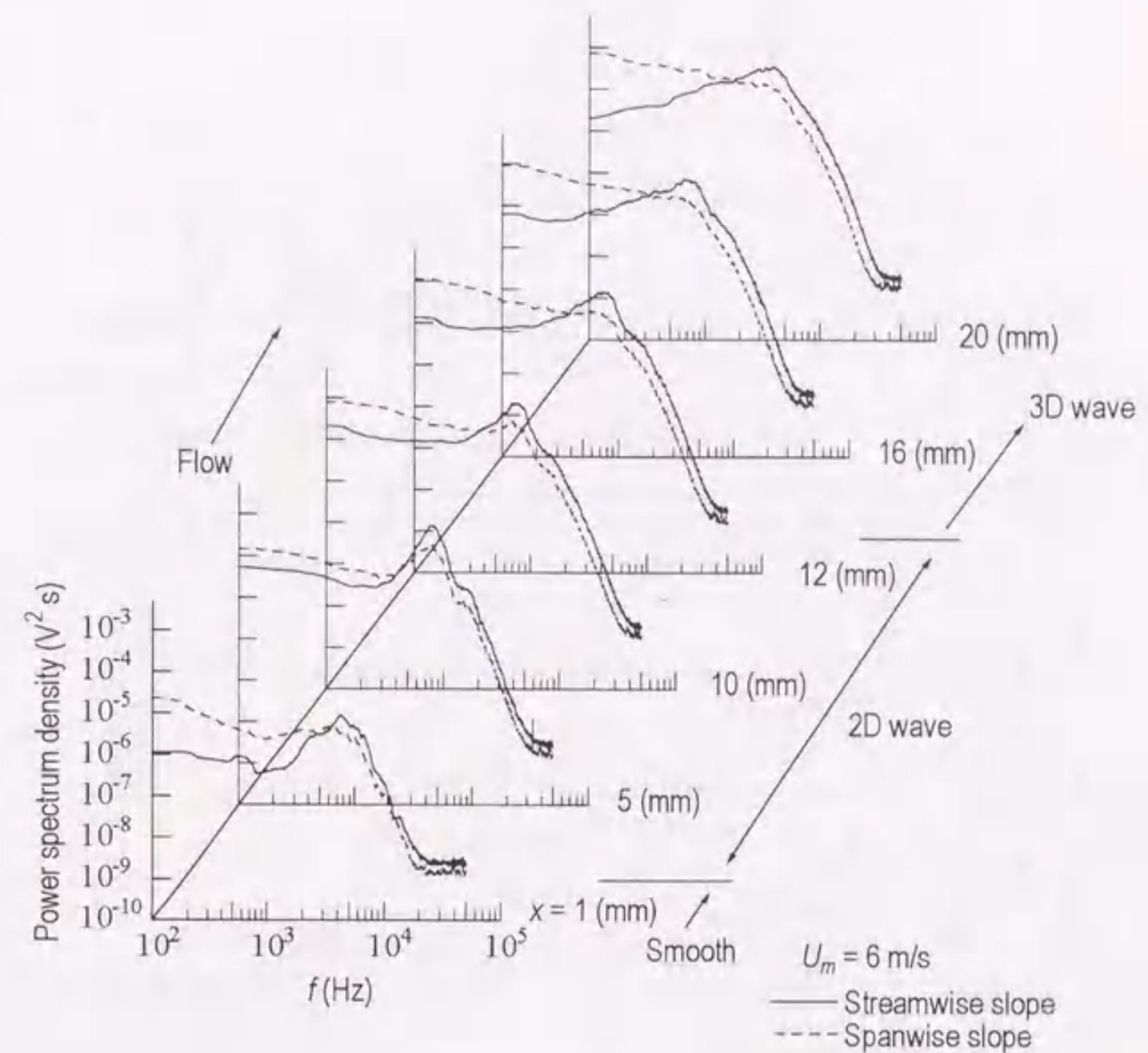


図 3.7 自由界面傾斜角スペクトルの流れ方向変化 ($U_m = 6\text{ m/s}$)

パワースペクトル密度は、ノズル出口からの距離 x とともに増加する。2次元波領域 ($x \leq 10\text{ mm}$) においては、明瞭なピークが見られるが、これよりも下流の3D波領域 ($x > 10\text{ mm}$) ではピークは徐々に不明瞭になる。すなわち、スペクトル分布の変化は写真で観察された自由界面性状の流れ方向の変化に良く対応している。流速 U_m を増加させると、2次元波領域の減少に対応して、明瞭なピークが観察される領域の長さは減少する。また、 $U_m > 10\text{ m/s}$ においては、ノズル出口直後から平坦なスペクトル分布が観察され、分布形状は流れ方向にほとんど変化しない。図 3.8 に $U_m = 15\text{ m/s}$ におけるパワースペクトル密度を示す。

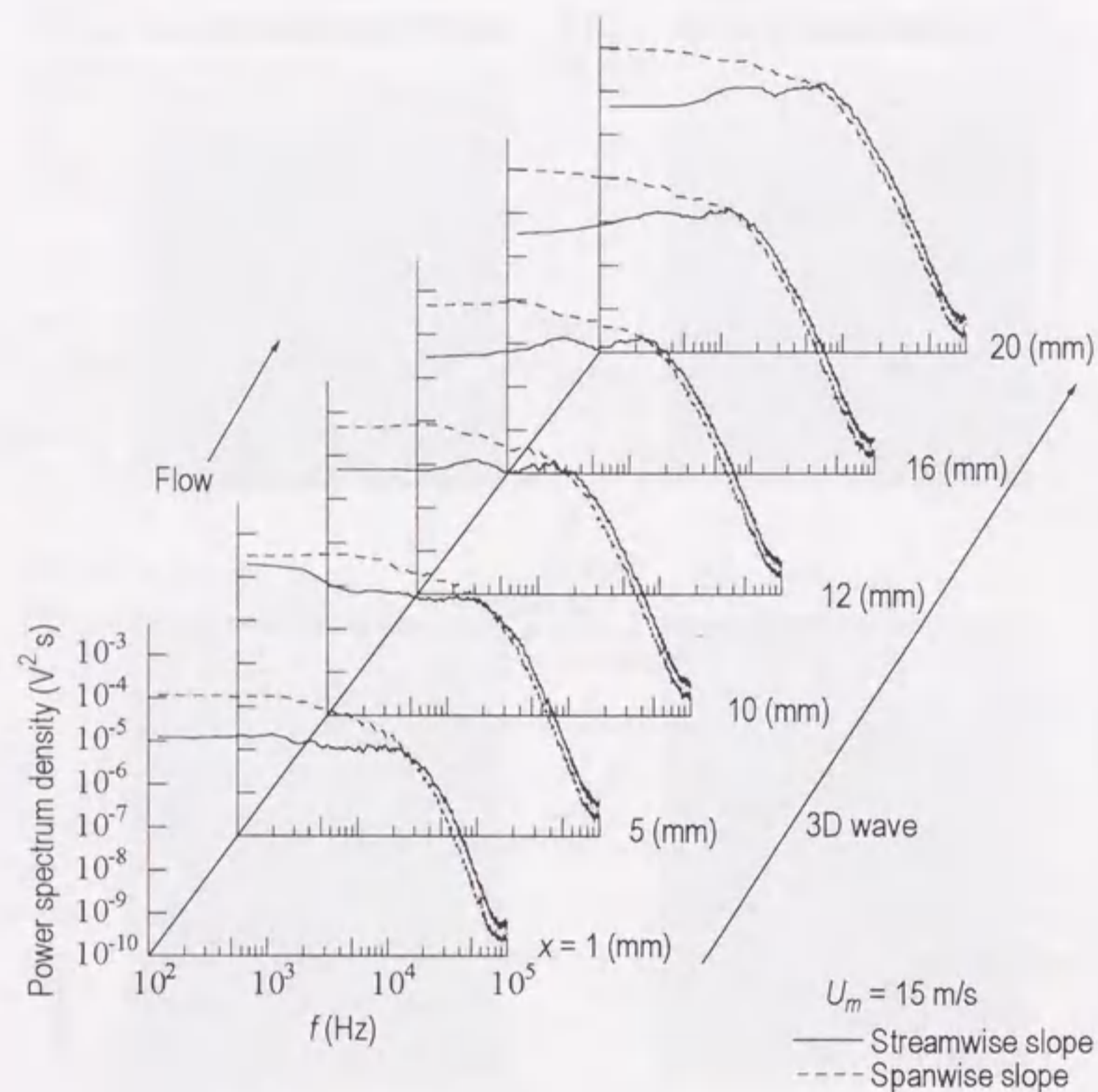


図 3.8 自由界面傾斜角スペクトルの流れ方向変化 ($U_m = 15\text{m/s}$)

2次元波領域において幅方向傾斜角のスペクトルは流れ方向傾斜角に比べてピークが不明瞭であり、パワースペクトル密度の値も小さい。2次元波領域においても幅方向の成分が生ずるのは、波峰が流れに対して必ずしも直角でなく、伝播方向が不規則に変動するためであると考えられる。

図 3.9 に $U_m \leq 8\text{m/s}$ の流れ方向傾斜角スペクトルのピーク周波数とパワースペクトル密度を示す。写真は、平均的波長が流れ方向に増加することを示しているが、界面傾斜角のピーク周波数の変化は少ない。これは、波の伝播速度が流れ方向に増加しているためである。

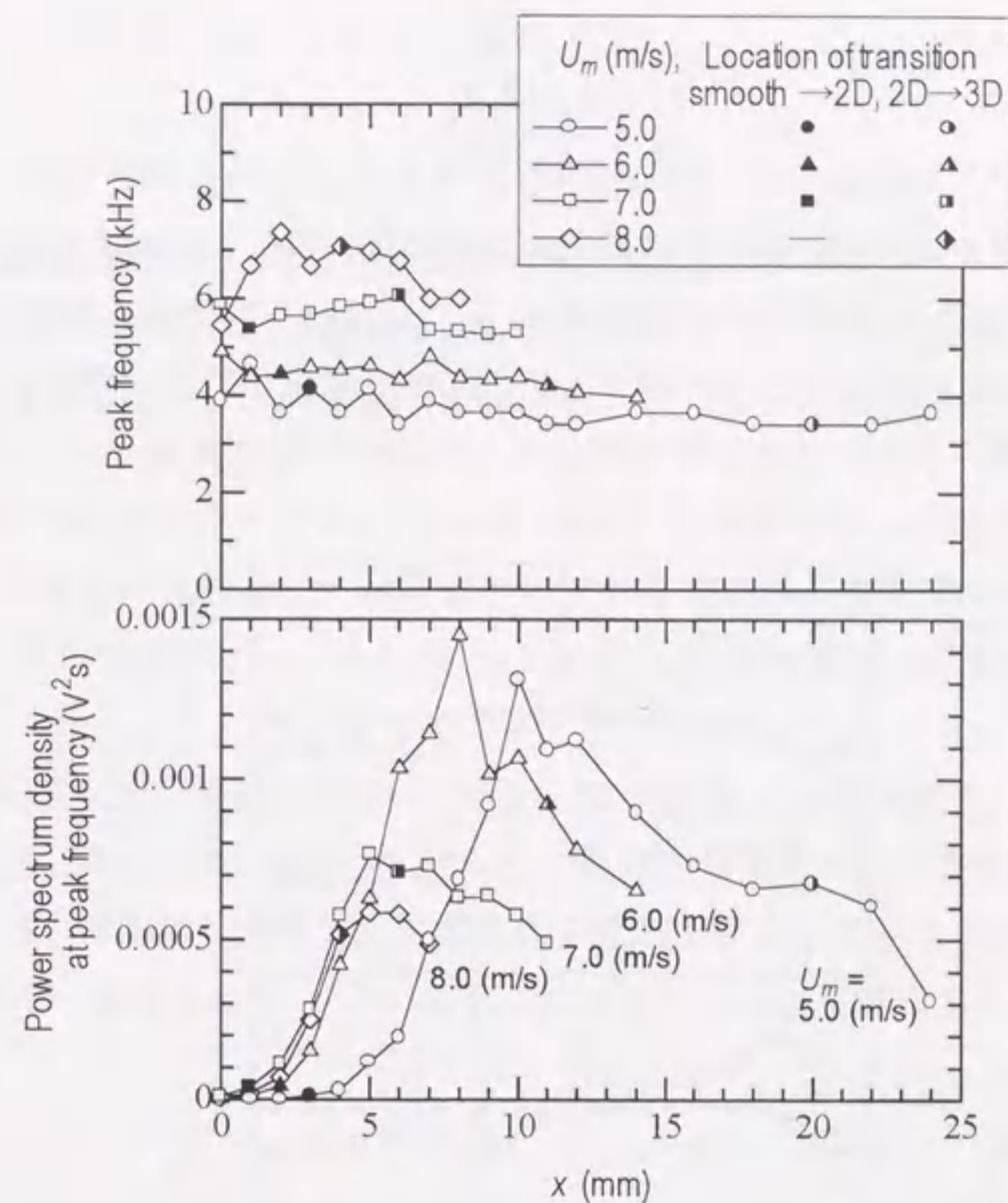


図 3.9 自由界面傾斜角のピーク周波数およびピーク周波数におけるパワースペクトル密度

ピーク周波数におけるパワースペクトル密度は $x = 5 \sim 25\text{mm}$ の領域において極大値をとり、これは、2次元波の発生領域に対応している。極大値をとる位置は、噴流平均流速 U_m の増加とともにノズル出口に接近する。

2次元波領域および3次元波領域は、流れ方向傾斜角変動の r.m.s. 振幅 ($\sqrt{\theta_x^2}$) および幅方向傾斜角の r.m.s. 振幅 ($\sqrt{\theta_z^2}$) を比較することにより、より明確に識別できる。図 3.10 にそれぞれの r.m.s. 振幅を示す。2次元波領域では、幅方向の変動の振幅は流れ方向よりも小さいが、3次元領域では両者の値はほとんど同じか、むしろ幅方向の方が大きくなる。両者の比

$$R_{xy} \equiv \frac{\sqrt{\theta_x^2}}{\sqrt{\theta_z^2}} \quad (3.4)$$

をプロットすることにより、その傾向はより明確に示される。ピーク周波数のパワースペクトル密度だけではなく、傾斜角の r.m.s. 振幅もノズル出口の比較的近くでピークをとることがわかった。流れ方向および幅方向のピークの位置はほぼ一致する。

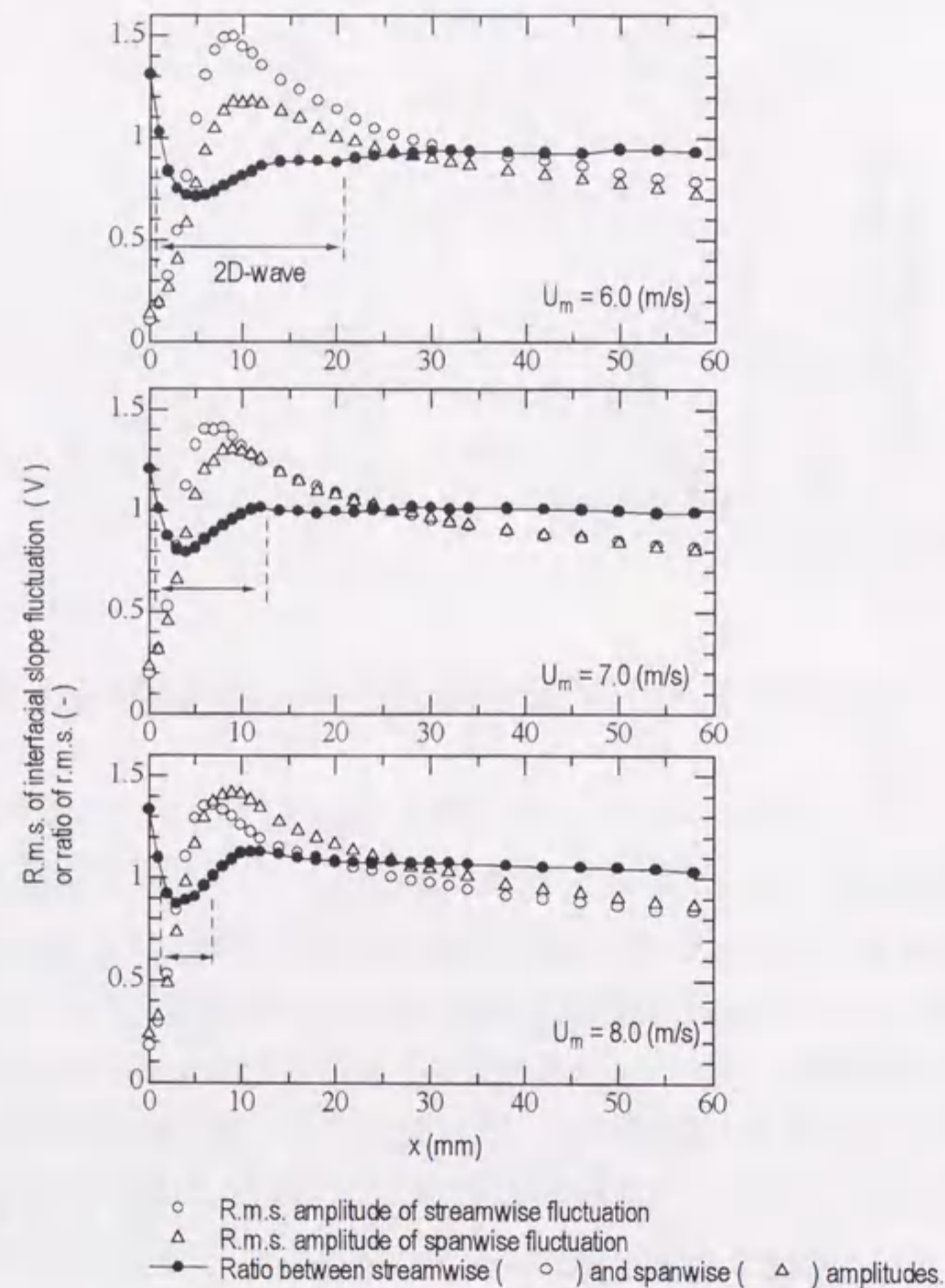


図 3.10 界面傾斜角変動の r.m.s. 振幅

3.3.3 平滑領域における自由界面波

ノズル出口平均流速 U_m が比較的低い場合 ($U_m \leq 8\text{m/s}$)、ノズル出口直下流の自由界面には、写真による観察では自由界面波がほとんど識別されない「平滑」領域が存在する。しかし、自由界面傾斜角の測定によれば、この領域においても微小な自由界面波が発生し、時間的かつ空間的に成長している。この領域では、数個の波で構成される波束が間欠的に発生し、波の成長と共に隣り合う波束が合一することにより、徐々に連続的な波へと変化する。本項では、平滑領域における自由界面波の流れ方向の成長を把握するために、界面傾斜角の時系列データを統計的に処理し、波束の間欠的な性状を評価する。

波束の間欠的な発生を評価するため、間欠関数 I を導入する。ここでは、自由界面傾斜角にほぼ比例する PSD 出力電圧の時系列データを直接処理した。関数 I を、計測開始時間から i 番目の PSD 出力 $V_{i,out}$ の絶対値が基準値 V_{th} よりも大きい場合には 1、小さい場合には 0 をとるように定義する。

$$I_i = \begin{cases} 1, & \text{for } |V_{i,out}| \geq V_{th} \\ 0, & \text{for } |V_{i,out}| < V_{th} \end{cases} \quad (3.5)$$

さらに、基準値 V_{th} を越える波頂(または波の谷)が連続する場合、すなわち、隣り合う $I = 1$ 領域間の $I = 0$ 領域において、 V_{out} が一度だけ零を横切る場合、注目する $I = 0$ 領域を隣り合う $I = 1$ 領域を包絡する波束の一部であると判断して、 $I = 1$ と再定義した。このように定義される間欠関数により、波束の領域を $I = 1$ 、波が存在しない領域を $I = 0$ として区別することができる。界面傾斜角の時間変動と間欠関数 I の例を図 3.11 に示す。

図 3.11 には $U_m = 6\text{m/s}$ における結果を示すが、 $U_m \leq 8\text{m/s}$ の流速範囲において、結果は定性的に一致している。ここで、波束領域間の時間間隔を L 、波束領域の時間幅を S と定義する。ノズル出口からの距離の増加とともに、 L は減少し、 S は増加している。これは、2次元波領域に近づくにつれ、それぞれの波束が成長しつつ、お互いが連結することにより、連続的な自由界面波が形成されることを示している。

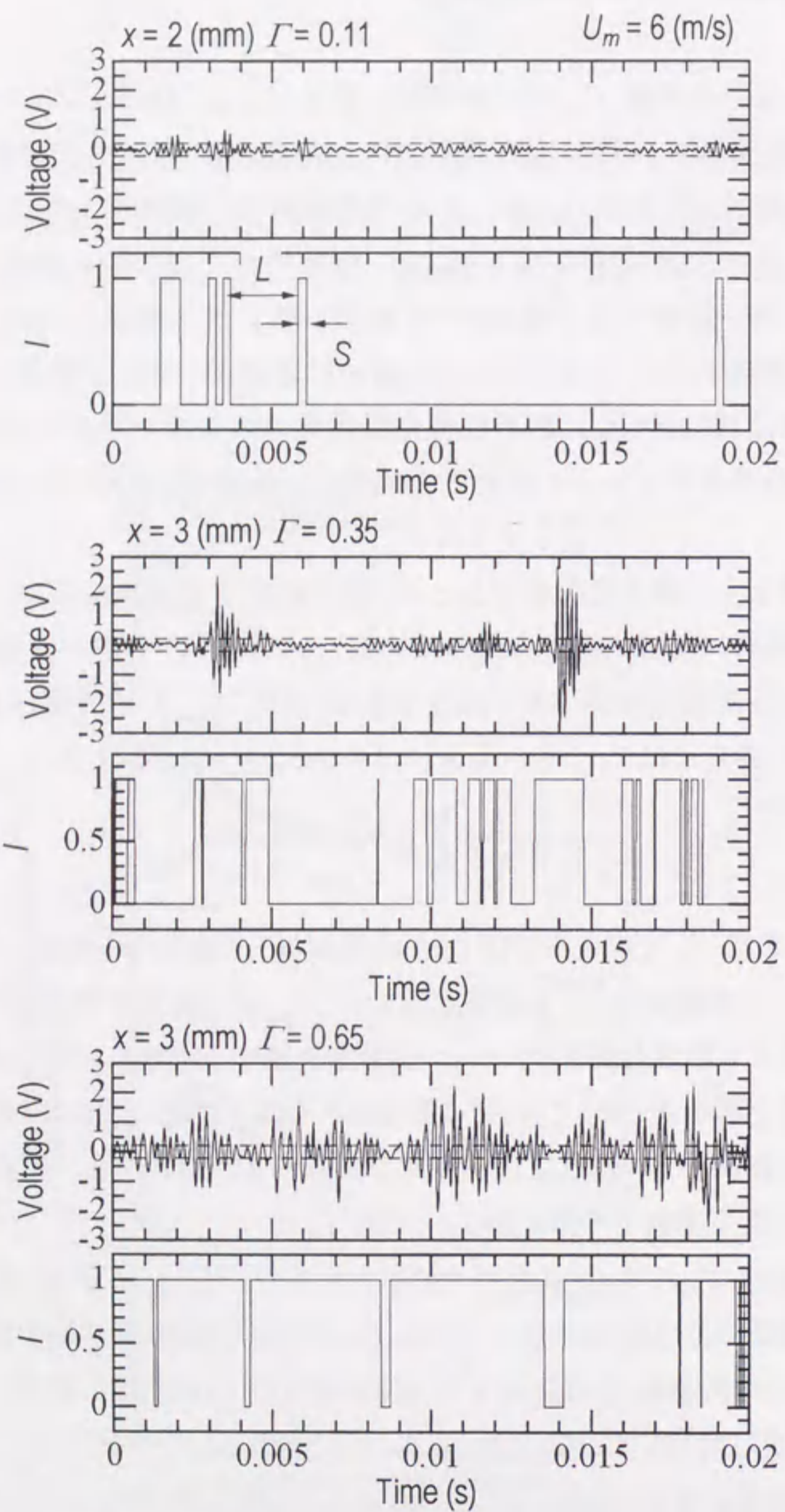


図 3.11 PSD 出力電圧の時系列データおよび間欠関数の流れ方向変化

平滑領域における波束の間欠性は、全計測データに対する波束領域の占める割合(間欠係数)、および波束領域が現れる周波数(間欠周波数)などにより、特徴づけることができる。間欠係数 Γ 、および間欠周波数 f_I の定義を次式に示す。

$$\Gamma = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i, \quad (3.6)$$

$$f_I = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (1 - I_{i-1}) I_i.$$

$U_m = 6 \text{ m/s}$ において、 Γ および f_I の値を評価した結果を図 3.12 に示す。また、写真観察から評価した平滑領域および 2 次元波領域を比較して示す。

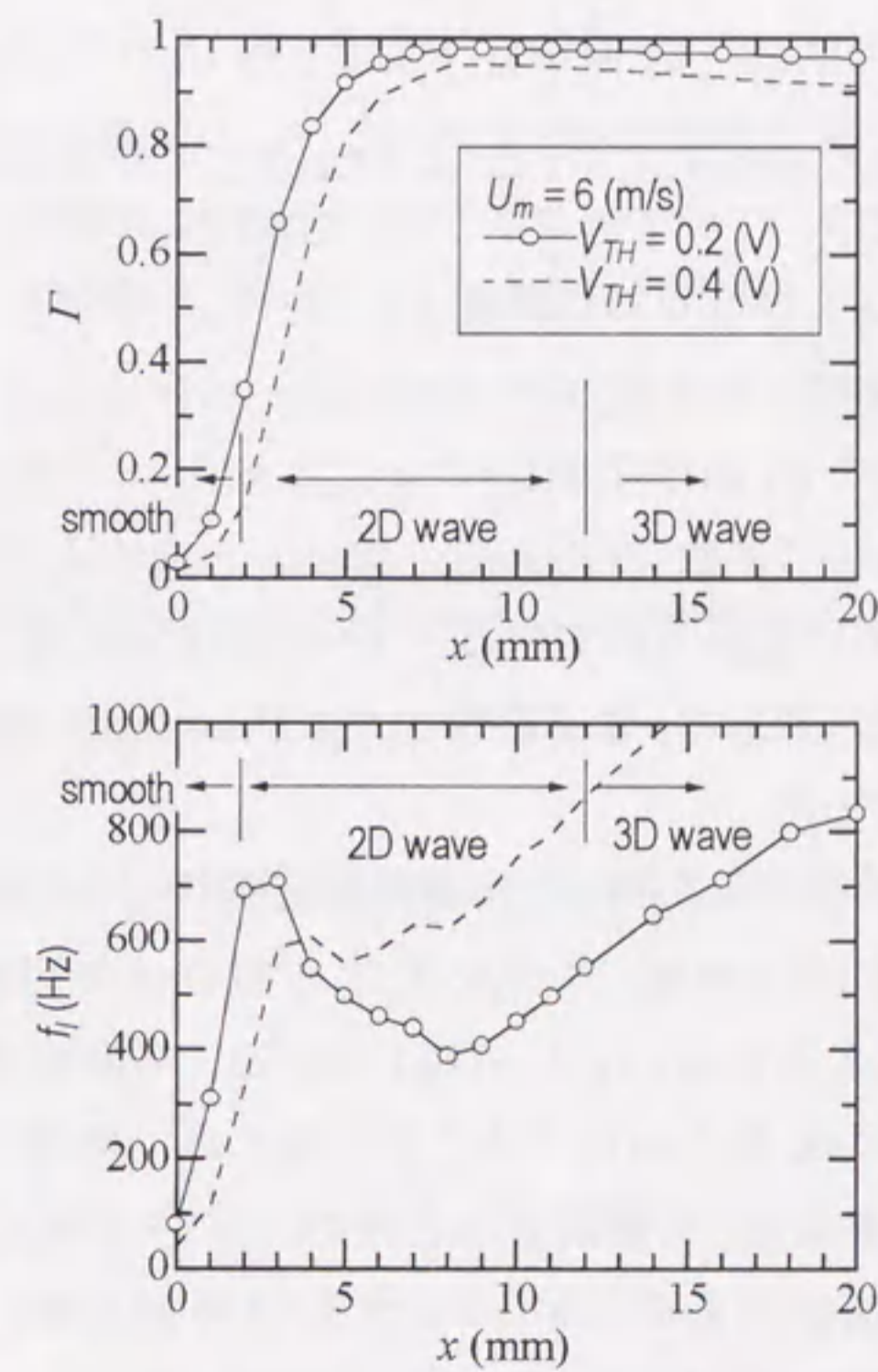


図 3.12 間欠係数 Γ および間欠周波数 f_I の流れ方向への変化

平滑領域から2次元波領域にかけて($x \leq 7\text{mm}$)、間欠係数 Γ は単調に増加しており、自由界面波が流れ方向に増加していること示している。2次元波領域の下流端($x=7\text{mm}$)において、 Γ の値はほぼ1に到達し、連続的な自由界面波となる。一方、間欠周波数 f_i は、2次元波領域の始まり($x=3\text{mm}$)で極大値をとる。すなわち、単位時間に観測される波束の数は、2次元波領域の始まりにおいて最大となる。これより下流では、波束が連結し、個々の波束の長さ S が大きくなるために f_i の値は減少する。

間欠関数 I は基準値 V_{ih} の与え方により変化するため、間欠係数 Γ および間欠周波数 f_i の値も V_{ih} の値に影響される。本研究では、 V_{ih} の値を、最も上流の測定位置($x = 0.5\text{mm}$)における界面傾斜角変動のr.m.s.値の2倍($0.2V$)として与えた。 $U_m \leq 8\text{m/s}$ の流速条件において、この基準値 V_{ih} により評価した間欠係数 Γ は、ノズル出口においてほぼ零であり、平滑領域の終端において1に漸近した。なお、図3.12において、基準値 V_{ih} を2倍($0.4V$)にした場合の結果を破線で示す。 Γ および f_i の値は、定量的には V_{ih} の影響を受けるが、それぞれの流れ方向の変化は、 V_{ih} が2倍になっても定性的には変化しない。

次に、波束間隔 L および波束の時間幅 S について考察する。間隔 L は、図3.11に示すように、噴流初期領域($x \sim 3\text{mm}$)において非常に大きな値と小さな値が混在している。そこで、確率変数 $L' = \log(L)$ に着目し、その分布を調べた。図3.13に L' の確率密度関数(Probability density function, PDF)を示す。ガウス分布を比較のために破線で示すが、 $x = 1 \sim 3\text{mm}$ において、 L' のPDFは、ガウス分布にほぼ一致している。確率変数 S および $\log(S)$ のPDFには、このような傾向は見られなかった。

L' のPDFに見られるような分布は、特に対数正規(log-normal)分布と呼ばれる²。対数正規分布の最も単純なモデルは、 L が独立確率変数 l_i の積として表わされる場合(すなわち $L = l_1 \cdot l_2 \cdot l_3 \cdots l_n$)であるが、各独立変数がいかなる物理量と関連するかを明らかにすることは難しい。本研究の結果は、Zhanabayev^[16]により提案された噴流自由界面のフラクタル性に関連する可能性もある。しかし、界面傾斜角データのサンプリング時間が短いためデータ収録系記憶容量の制約により、 L に関する十分な母集団を得ることができず、フ

² 乱流のエネルギーカスケード過程で現れる分布として知られる(Frish^[15])

ラクタル次元を定めるには至らなかった。

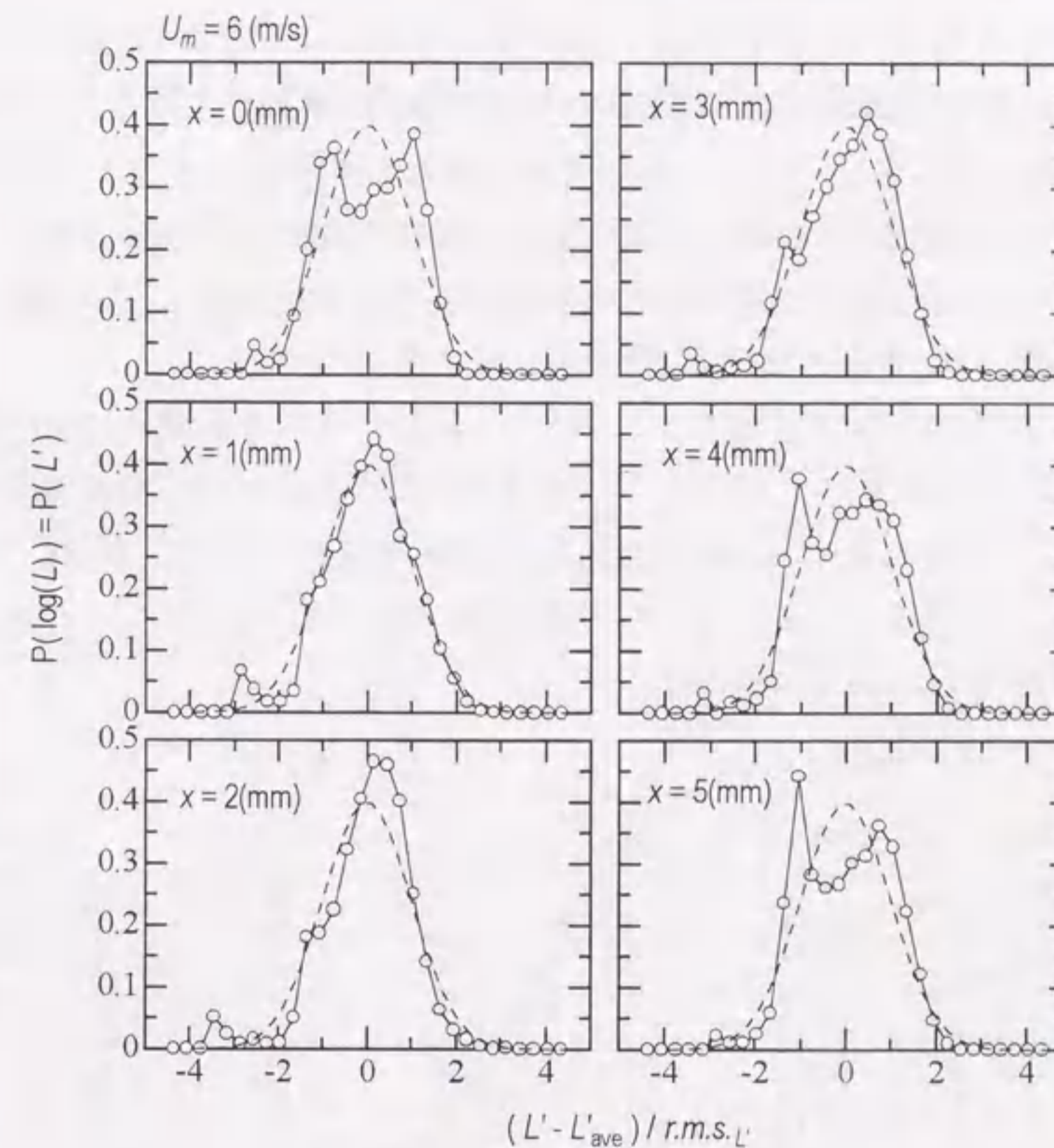


図3.13 波束間隔の対数 $L' = \log(L)$ の確率密度関数

3.4 実験結果 II (速度分布)

3.4.1 ノズル出口境界層

第 2.4 節で示したように、自由界面下せん断層の最不安定波長やそこにおける攪乱の増幅率は、ノズル出口境界層の厚さに依存する。また、ノズル出口境界層における乱れの強さがせん断層内の攪乱の大きさに影響を及ぼすであろう。このため本研究では、ノズル出口境界層の速度分布をレーザー流速計により測定した。測定方法は第 3.2.3 節に示す通りである。

まず、図 3.14 にノズル出口およびその下流の噴流内自由流れの速度分布を示す。ノズル出口では、ほぼ一様な速度分布が得られており、境界層外の自由流れにおける乱れは 4%以下である。本実験装置のノズルは、ほとんどが縮流部によって構成されるため、ノズル出口境界層はジェット深さ D_e に比べて薄く、その厚さは 1 mm 以下である。

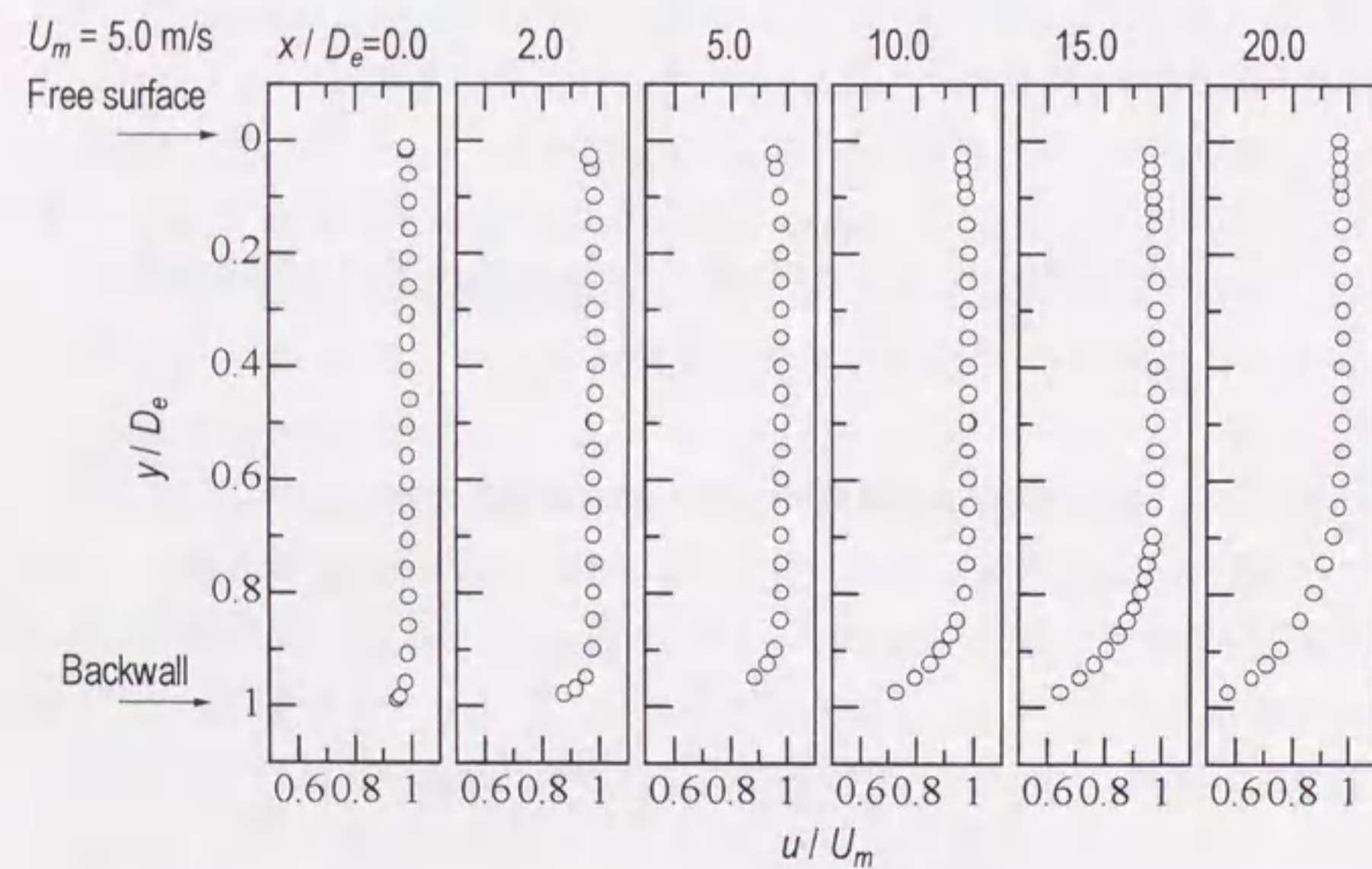


図 3.14 ノズル出口における自由流れ速度分布

自由界面側境界層は、自由界面下に速度せん断層が生ずる原因となるが、せん断層内の速度分布はノズル出口からの距離とともに急速に消失する。一方、バックウォール側境界層は、噴出後も発達し続けるが、 $x/D_e = 20.0$ において、その厚さは噴流厚さの半分以下であり、本研究において着目する範囲 ($x \leq 60\text{mm}$) では、バックウォール側境界層の影響は自由界面に達しないことが明らかである。

図 3.15 に自由界面側のノズル出口境界層速度分布の流速依存性を示す。また、図 3.16 にノズル出口境界層の乱れ分布の流速依存性を示す。

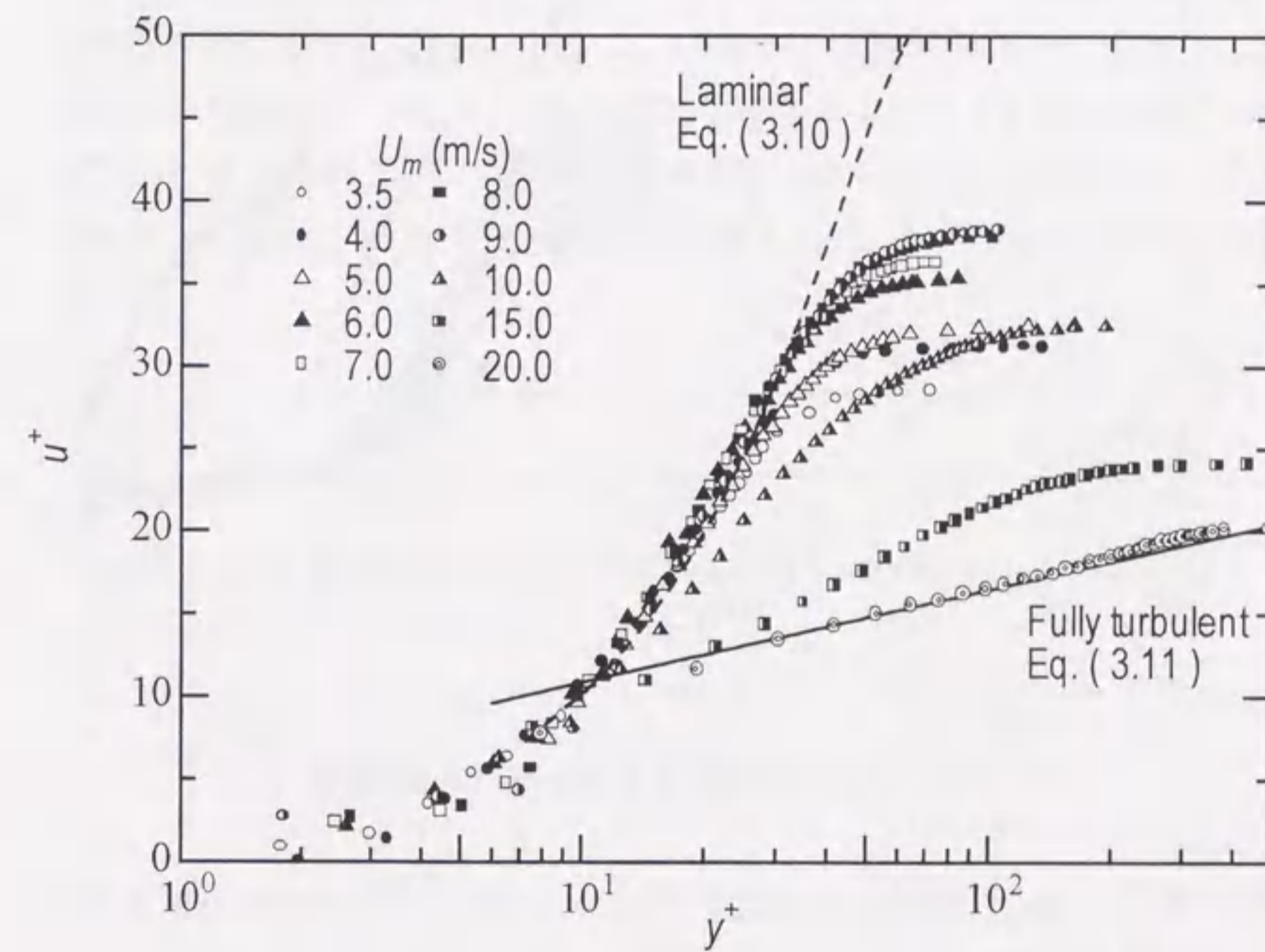


図 3.15 ノズル出口境界層速度分布の流速依存性

流路天井壁からの距離 y および流速 u は、摩擦速度 U_τ および動粘度 ν を用いて、 $y^+ \equiv yU_\tau/\nu$ 、 $u^+ \equiv u/U_\tau$ と規格化した。摩擦速度は、次式により定義される。

$$U_\tau \equiv \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.7)$$

ここで、 τ_w は壁面摩擦せん断力である。

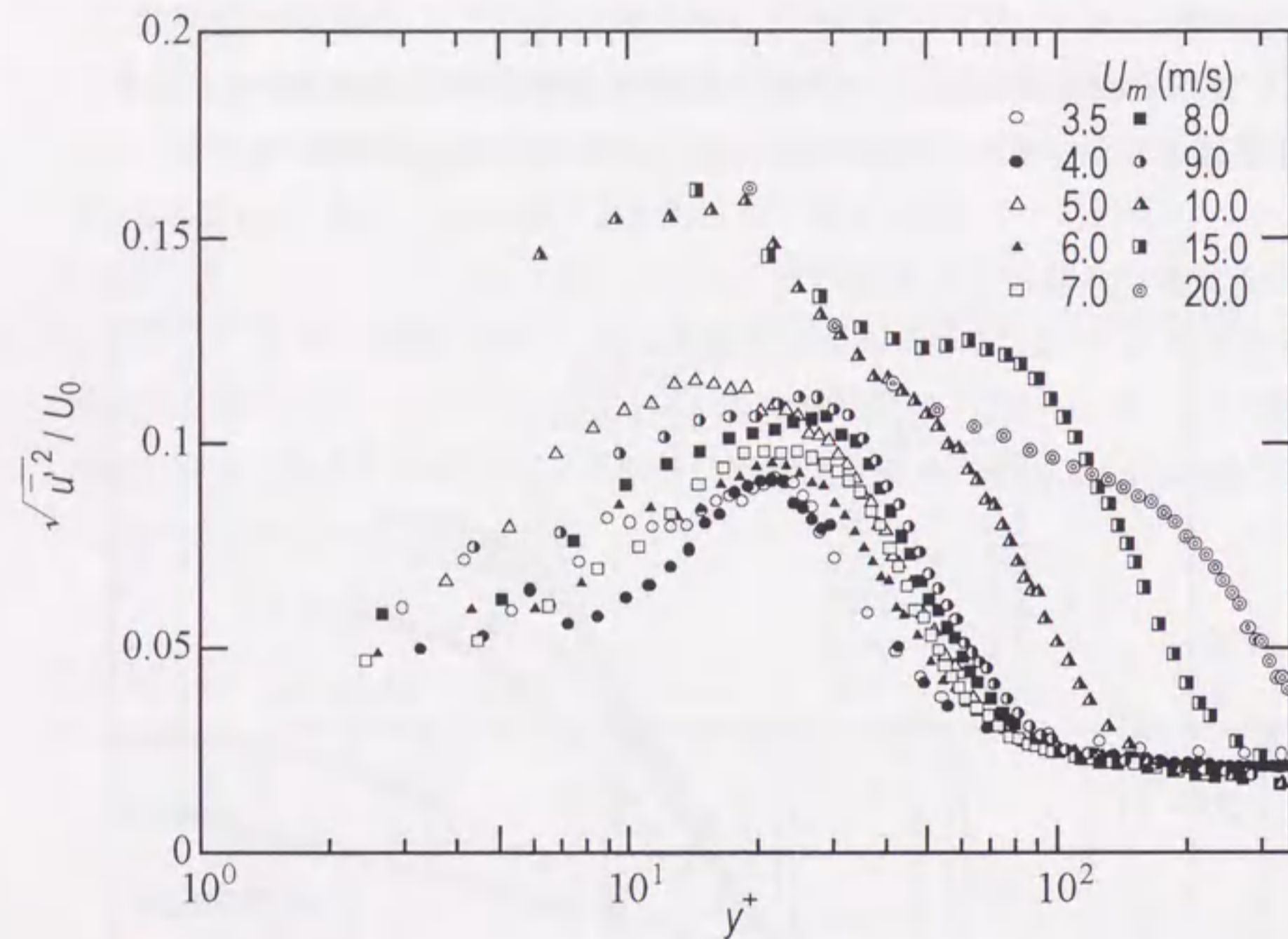


図 3.16 ノズル出口境界層乱れ分布の流速依存性

本研究では、 τ_w を直接測定していないため、次のような二つの条件を矛盾なく満たす値として評価した。

- (i) 乱流強度 u'/U_τ が $y^+ \approx 15$ において極大値をとること^[17] (図 3.16 参照)。
- (ii) 運動量厚さに基づくレイノルズ数 Re_{δ_1} に対する局所摩擦係数 c_f の変化が Fernholz^[17] および Roach & Brierley^[18] による遷移領域および完全に発達した乱流境界層の報告結果に一致すること。

なお、局所摩擦係数は、壁面せん断力に対して次式で定義される。

$$c_f \equiv \frac{\tau_w}{1/2 \rho U_0^2} \quad (3.8)$$

境界層の運動量厚さ δ_1 および排除厚さ δ_2

$$\delta_1 \equiv \int_0^\infty \frac{u}{U_0} \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dy$$

$$\delta_2 \equiv \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dy \quad (3.9)$$

は、速度分布を壁から境界層外端まで積分することにより求めた。

図 3.17 に局所摩擦係数のレイノルズ数依存性を示す。 $U_m \leq 9 \text{ m/s}$ では、層流の実験結果に一致しており、 $9 \text{ m/s} < U_m < 20 \text{ m/s}$ では遷移領域、 $U_m = 20 \text{ m/s}$ では乱流の実験結果に一致している。また、図 3.18 および表 3.4 に本実験条件における δ_1 , δ_2 の値および形状係数 $H (= \delta_1/\delta_2)$ の値を示す。形状係数のレイノルズ依存性も Roach & Brierley の結果と比較を行い、矛盾なく一致することを確認した。

U_m (m/s)	δ_1 (mm)	δ_2 (mm)	Re_{δ_1}	Re_{δ_2}
3.5	0.0558	0.1289	192	443
3.9	0.0559	0.1276	232	529
5.0	0.0552	0.1249	273	617
5.9	0.0508	0.1092	316	679
6.8	0.0444	0.0953	334	716
7.9	0.0416	0.0858	387	798
8.7	0.0399	0.0840	401	844
9.8	0.0461	0.0815	471	835
14.5	0.0378	0.0533	634	892
19.4	0.0356	0.0478	826	1109

表 3.4 ノズル出口境界層厚さおよびレイノルズ数

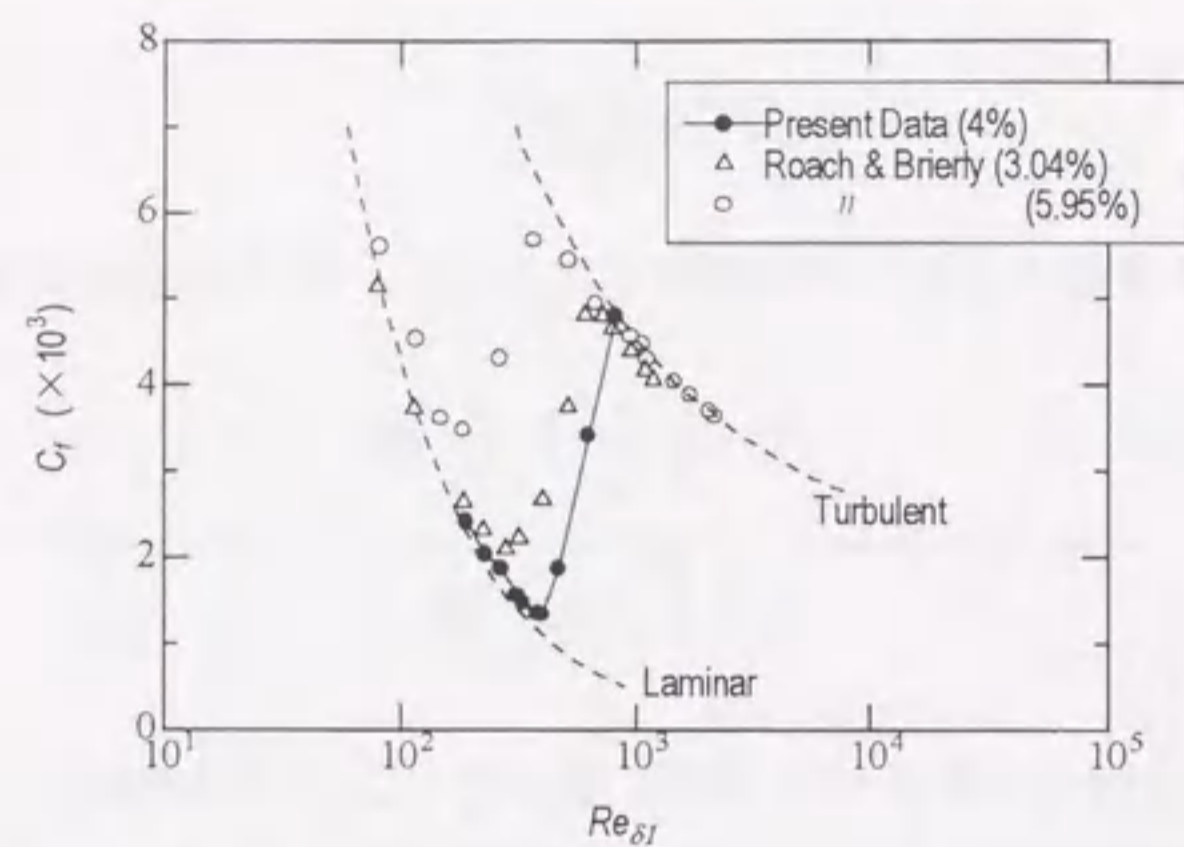


図 3.17 局所摩擦係数のレイノルズ数依存性。括弧内の値は自由流れの乱れ強度を示す。

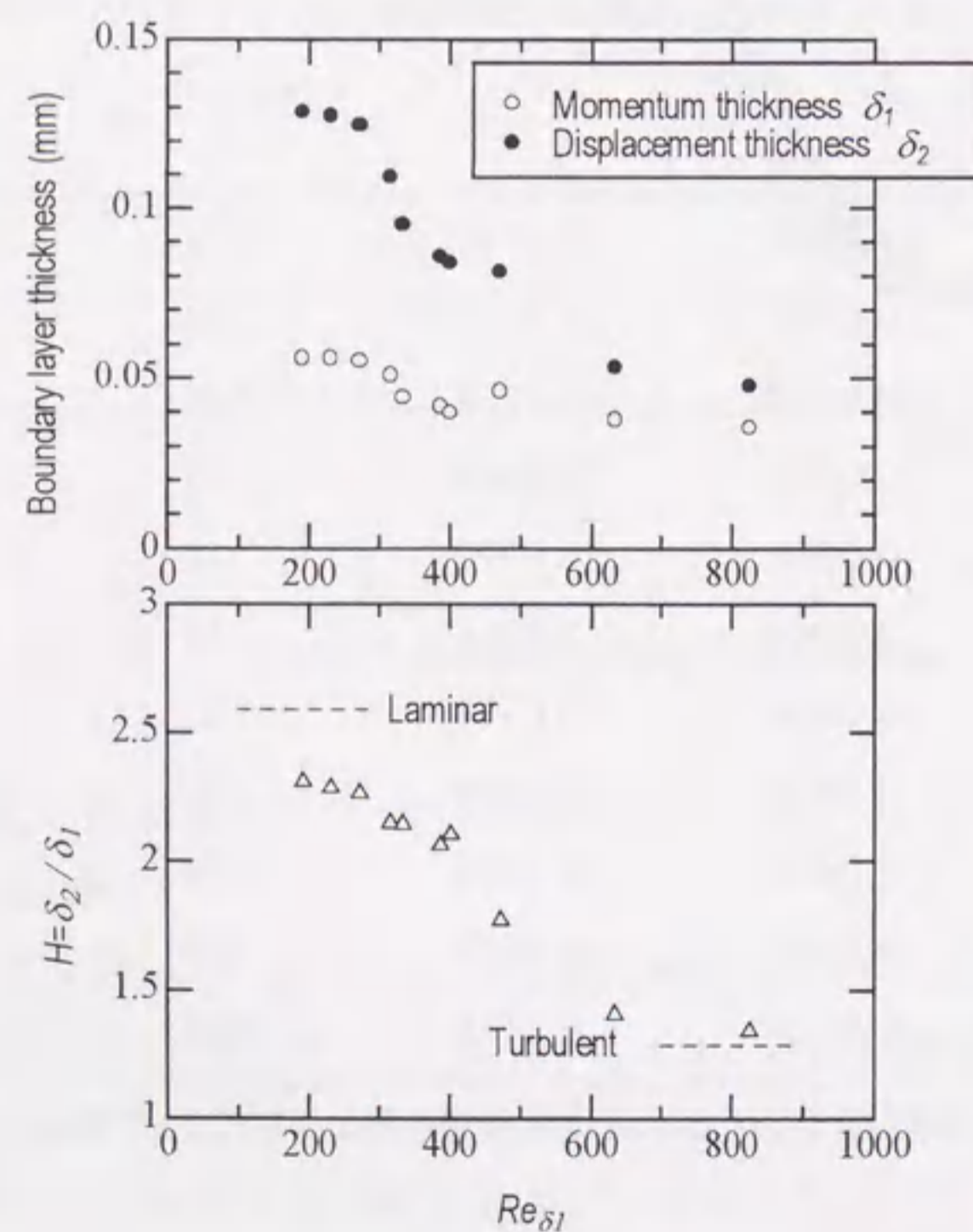


図 3.18 境界層厚さおよび形状係数のレイノルズ数依存性

一般に、層流境界層の速度分布は、次式で与えられる分布に良く一致することが知られている。

$$u^+ = y^+ \quad (3.10)$$

一方、乱流境界層の速度分布には、 $y^+ > 40$ において対数法則

$$u^+ = \frac{1}{0.41} \ln y^+ + 5.2 \quad (3.11)$$

が成り立つ。

ノズル出口境界層速度分布の測定結果(図 3.15)は、 $U_m \leq 9\text{m/s}$ において、(3.10)で与えられる層流速度分布に良く一致している。また、 $U_m = 20\text{m/s}$ では、対数領域(3.11)を持つ。しかし、これらの中間のノズル出口平均速度 $9\text{m/s} < U_m < 20\text{m/s}$ では、速度分布は(3.10)および(3.11)のどちらにも一致せず、層流と乱流の中間的な性質を示している。これは、図 3.17 の局所摩擦係数のレイノルズ数依存性からも示される。

乱れ分布(図 3.16)は、 $U_m > 10\text{m/s}$ において、 $y^+ = 8 \sim 20$ のバッファ領域の乱流強度が高い(15~20%)のに対して、 $U_m \leq 9\text{m/s}$ では、乱流強度は 10%程度であり比較的小さい。すなわち、ノズル出口境界層の性質は噴流の平均流速に依存して変化し、本測定装置においては、ノズル出口平均流速が $U_m \leq 9\text{m/s}$ では層流、 $9\text{m/s} < U_m < 20\text{m/s}$ では遷移的、 $U_m = 20\text{m/s}$ において乱流境界層の性質を持つことが明らかになった。

第 3.3 節で述べたように、ノズル出口直下流において平滑領域および 2 次元波領域が存在するのは $U_m \leq 8\text{m/s}$ であり、この条件でのノズル出口境界層は層流である。また、境界層が層流から乱流へ遷移し始める $U_m \geq 10\text{m/s}$ において平滑領域および 2 次元波領域は消滅する。すなわち、ノズル出口境界層が層流である場合には、自由界面の性状は平滑領域から 2 次元波領域、3 次元波領域といった遷移が観察され、ノズル出口境界層が遷移的または乱流となると、ノズル出口直下流より全て 3 次元波で覆われることがわかった。

3.4.2 自由界面下せん断層速度分布

せん断層内の攪乱の成長を評価するためには、局所のせん断層速度分布を知ることが必要である(第 2.2 節参照)。本項では、せん断層速度分布の測定結果を示し、流れ方向の変化を論ずる。図 3.19 に自由界面下の速度分布の流れ方向変化を示す。測定は、ノズル出口境界層が層流($U_m=5$ m/s)の条件で、ノズル出口からの距離が $x = 2.5 \sim 50.0$ mm ($45 \leq x/\delta_2 \leq 906$) の範囲の 6 ヶ所で行った。噴出後直ちに $y = 0$ におけるせん断応力が消失するため、速度分布は x の増加と共に緩和し、徐々に一様分布に漸近する。また、自由界面における流速 $u(x,0)$ はノズル出口では零であり、 x の増加に従って U_0 に漸近する。

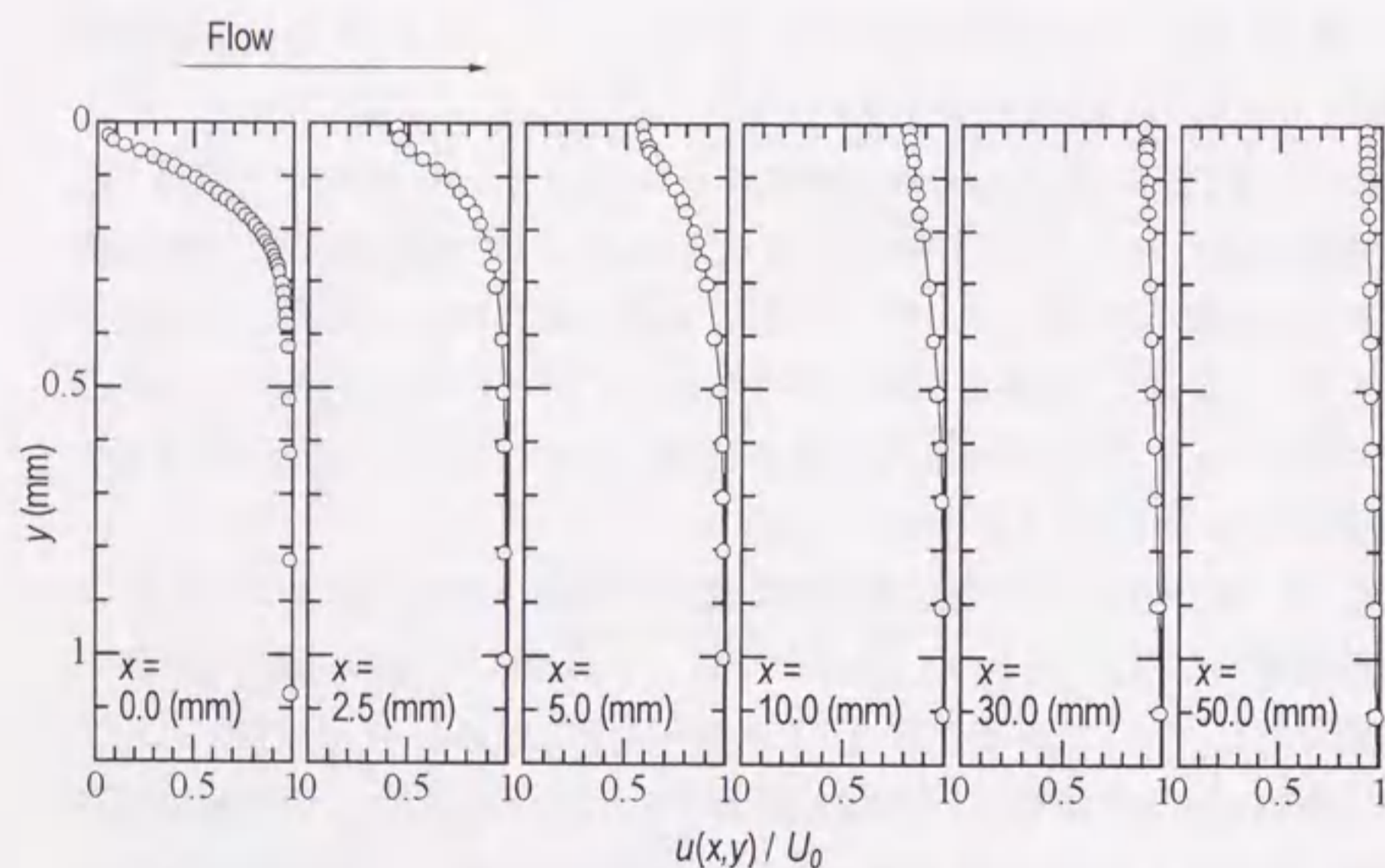


図 3.19 自由界面下せん断層の速度分布 ($U_m = 5$ m/s)

自由界面下せん断層は、自由界面が存在することを除けば物体の後流や剥離流と同様な自由せん断層である。自由界面を介した周囲気体との相互作用が無視でき、かつ自由界面波が時間平均速度分布に及ぼす影響が無視でき

る場合、自由界面せん断層は自由界面上でせん断応力が零であり、流れ方向に圧力勾配を持たない(すなわち運動量厚さが保存される)層流自由せん断層とみなされる。2次元後流では中心軸上のせん断応力が零であるため、中心軸より片側の後流速度分布を用いて自由界面下速度分布を表わすことができると予想される。実際、Brennen は自由界面下せん断層の線形安定性理論において、速度分布の近似に厚さ零の平板後流の速度分布を用いている。

2次元後流では、剥離点より十分下流において、速度分布に自己相似性が成り立つことが知られている。図 3.19 に示した速度分布を平板後流速度分布(2.21)と比較して図 3.20 に示す。速度分布の自己相似性を確認するために、平均速度を U_0 および $u(x,0)$ により規格化し、自由界面からの距離 y を速度分布の半値幅 b により規格化した。各位置で測定された分布形状はほぼ一致しており、自由界面下せん断層の速度分布が相似性を保ちながら緩和することがわかる。しかし、層流後流速度分布に対しては、 $y/b > 1$ において差が見られる。

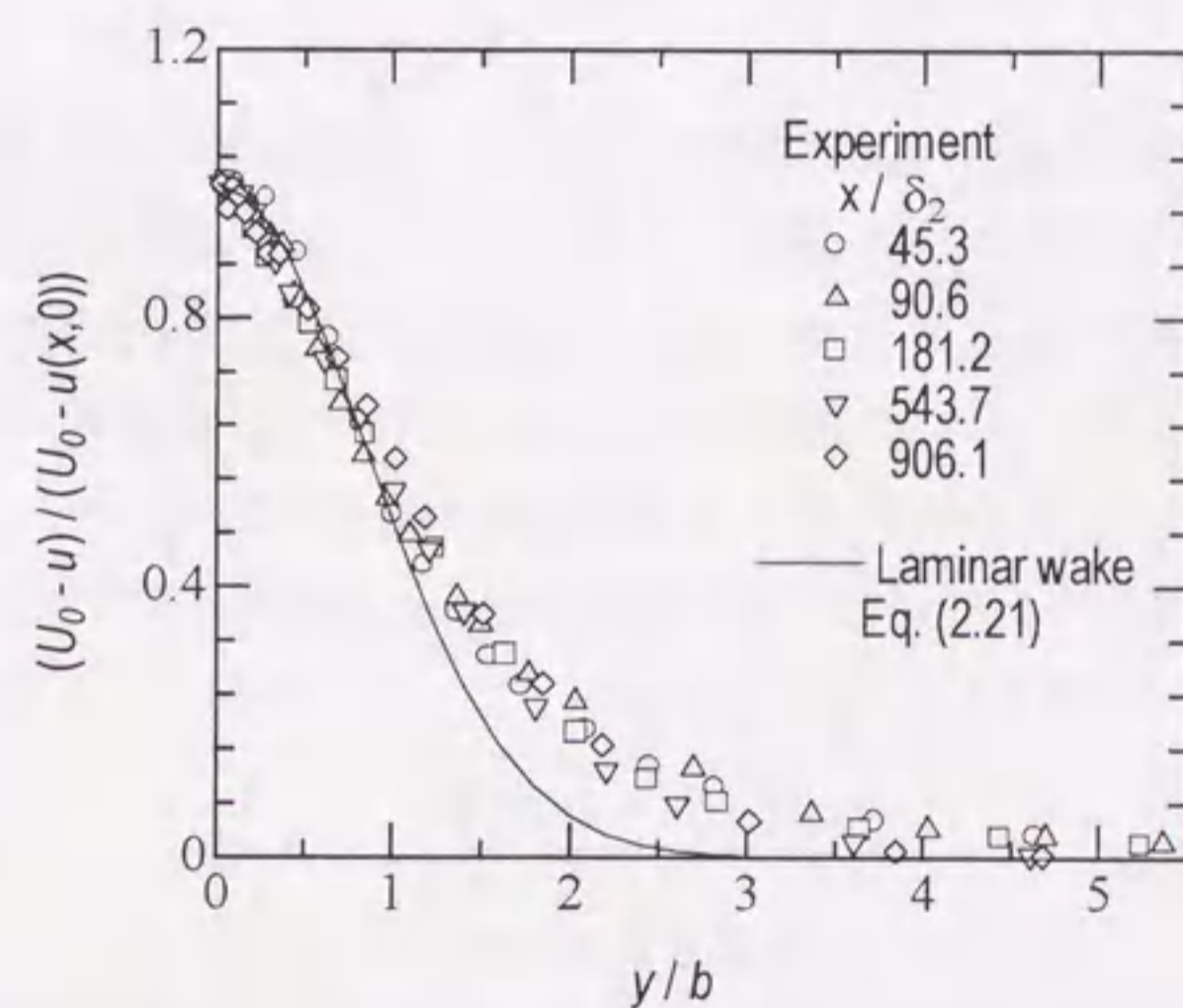


図 3.20 自由界面下せん断層速度分布の自己相似性

剥離点近傍 ($x/\delta_2 < 45$) での速度分布は、境界層速度分布 (3.10) から自己相似分布 (図 3.20) に徐々に変化すると予想される。しかし、この領域については速度分布を計測することができなかつた。これは、せん断層厚さが薄く、さらに自由界面におけるレーザー光の乱反射の影響を受けるためである。そこで、剥離点近傍のせん断層速度分布については汎用多次元流体解析コード FLOW-3D ver. 6^[19] を用いて数値的に評価することとした。数値計算では、平板層流境界層を十分に発達させた後、平板上のある位置より下流の壁面摩擦せん断力を零とすることで、剥離後のせん断層速度分布の緩和を模擬した。ここでは、自由界面は平坦 ($\xi = 0$) であると仮定し、表面張力、重力および周囲気体との摩擦の影響は無視している。計算格子は境界層内を 80 に分割しており、計算格子間隔は流れ方向を $\Delta x/l = 0.5 \times 10^{-6}$ 、深さ方向を $\Delta y/l = 0.7 \times 10^{-6}$ とした。ここで、 l は境界層を発達させた平板の長さである。差分スキームは一次精度風上差分とした。次節では、数値計算から評価した剥離境界層速度分布と、自由界面下速度分布および自由界面速度 $u(x,0)$ の測定結果との比較について述べる。

3.4.3 自由界面速度の流れ方向変化

本項では、せん断層速度分布の緩和において、速度分布の流れ方向変化を代表する速度として自由界面速度 $u(x,0)$ に着目し、測定結果と数値解析との比較を行う。せん断層速度分布の流れ方向変化は、せん断層外の自由流れ速度 U_0 およびノズル出口境界層厚さ δ に強く依存する。実験データと数値解析の比較では、これらの物理量に基づき規格化を行う必要があるが、一般に、厚さを無視できる平板の後流では、平板より十分下流における中心速度が次式で与えられることが知られている。

$$\frac{u(x,0)}{U_0} = 1 - \frac{0.664}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{x}{l} \right)^{-1/2} \quad (3.12)$$

ここで、 l は平板の長さである。層流境界層では、剥離点の境界層運動量厚さ δ_1 は平板長さ l と自由流れ速度 U_0 により決まるため、上式は無次元距離 X ($\equiv x/(\delta_1 Re_{\delta_1})$) に対し次式のように整理される。

$$\frac{u(x,0)}{U_0} = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{x}{\delta_1} \cdot \frac{\nu}{U_0 \delta_1} \right)^{-1/2} = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} X^{-1/2} \quad (3.13)$$

これより、自由界面速度 $u(x,0)$ および剥離点からの距離 x を、ノズル出口境界層外の自由流れ速度 U_0 およびノズル出口運動量厚さ δ_1 を用いて、 $u(x,0)/U_0$ 、 $x/(\delta_1 Re_{\delta_1})$ により規格化することとした。また、数値解析結果に対しても、同様の規格化を行った。これにより、平板後流に関する解析解 (3.13) を実験と比較することが可能となる。図 3.21 に自由界面速度 $u(x,0)$ の測定値を数値計算の予測結果と比較して示す。また、剥離点近傍における層流平板後流の中心速度は、(3.13) では記述し得ないため、比較のために Goldstein の漸近解を示す。

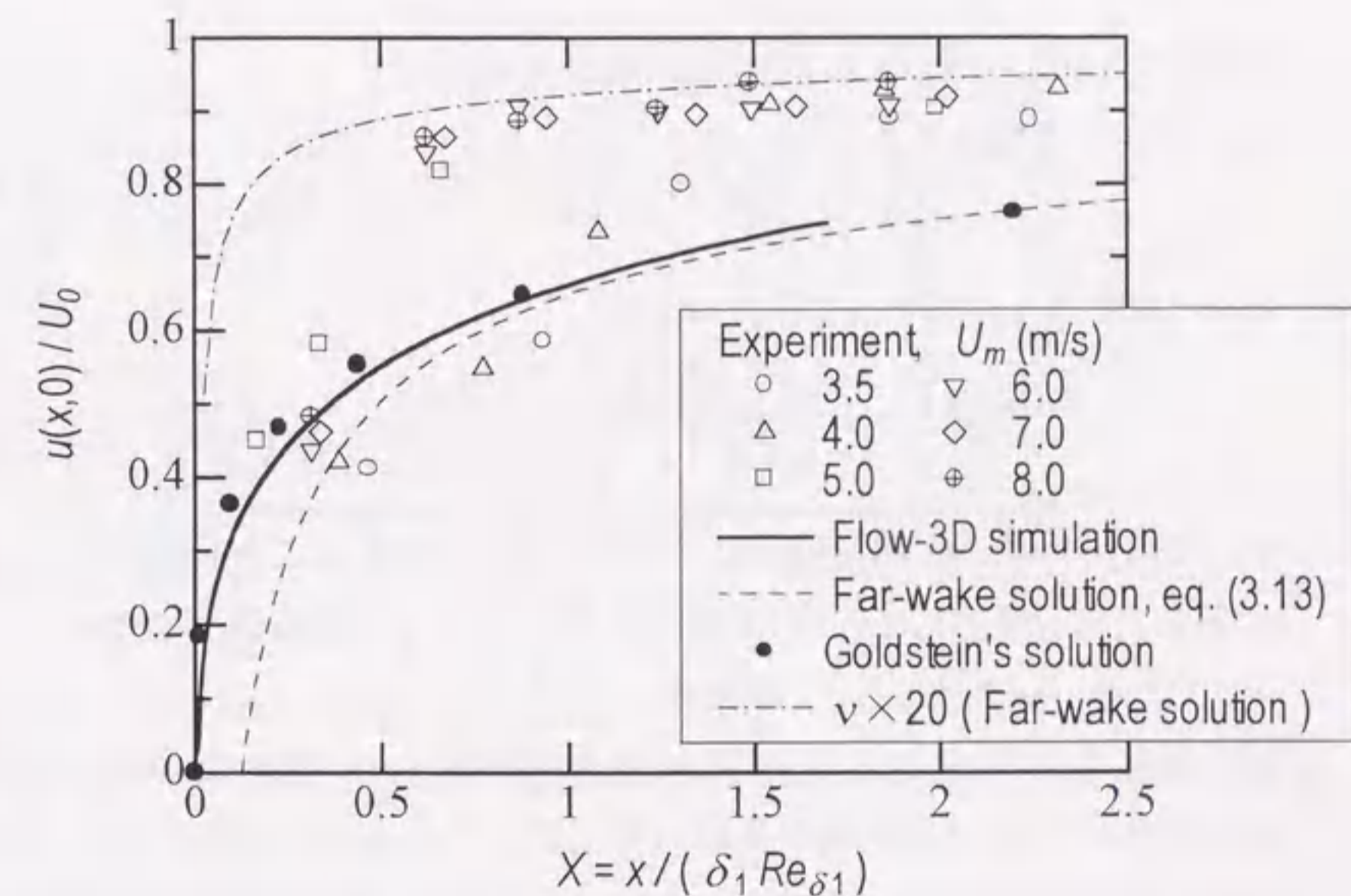


図 3.21 自由界面速度の流れ方向変化

Flow-3D による数値解析結果は、Goldstein の漸近解と良く一致している。また、(3.13) とは剥離点に近づくにつれて差が生じている。実験結果はノズル出

口近傍 ($X < 0.5$) において数値計算の結果に良く一致しているが、それより下流では、解析結果よりも速やかに速度が増加している。これは、せん断層内の攪乱が成長することにより、粘性による層流摩擦に加えて乱流運動に伴うレイノルズ応力が生じるため、せん断層の緩和が促進されると予想される。これに対し、渦動粘性係数¹を用いた乱流の後流理論から考察を行った。

乱流の場合には、後流の中心速度は次式のように表わされる。

$$\frac{u(x,0)}{U_0} = 1 - \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{U_0 c_D d}{\varepsilon}} \left(\frac{x}{c_D d} \right)^{-1/2} \quad (3.14)$$

ここで、 c_D 、 d および ε は抗力係数、物体の幅および渦動粘性係数である。 $D \rightarrow 0$ の場合も含めて、全抗力 $D (\equiv 1/2 \rho c_D U_0^2 d)$ は運動量厚さ δ_1 の定義より

$$D = \rho \int_{-\infty}^{\infty} (U_0 - u) u dy = \rho U_0^2 \delta_1 \quad (3.15)$$

と表わすことができる。これより次式の関係を得る。

$$c_D d = \frac{D}{1/2 \rho U_0^2} = 2\delta_1 \quad (3.16)$$

式(3.16)を(3.14)に代入することにより、

$$\frac{u(x,0)}{U_0} = 1 - \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2U_0 \delta_1}{\varepsilon}} \left(\frac{x}{2\delta_1} \right)^{-1/2} = 1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}} X^{-1/2} \quad (3.17)$$

すなわち、(3.17)は、層流(3.13)の場合に比べて $2\sqrt{\varepsilon/\nu}$ 倍だけ速やかに速度が回復することを示している。本研究では ε の値を直接評価していないが、 ε を ν の 10~20 倍にとることで、実験データを再現できる。図 3.21 に $\varepsilon = 20\nu$ の場合を破線で示す。また、ノズル出口境界層が層流境界層ではなくなる $U_m > 8\text{m/s}$ においては、最も上流の測定位置において $u(x,0)$ がほぼ U_0 に達しており、 $u(x,0)$ の流れ方向変化は測定できなかつた。これも、境界層の乱れが増加するために速度分布の緩和する距離が短くなるためである。

なお、 x に対する $u(x,0)$ の流れ方向変化を、多項式を用いて近似的に表わ

¹ 二次元後流の渦動粘性係数は剥離点からの距離 x に無関係に一定値をとることが知られている。

すことができれば、解析上有意義である。そこで $x' = x/\delta_2$ に対する 4 次関数を用いて測定値を整理した。結果を図 3.22 に示す。最小自乗法により与えられる近似曲線は次式となる。

$$\frac{u(x,0)}{U_0} = a_1 x'^4 + a_2 x'^3 + a_3 x'^2 + a_4 x' + a_5 \quad (3.18)$$

ここで、各係数は $a_1 = -1.90 \times 10^{-11}$ 、 $a_2 = 3.70 \times 10^{-8}$ 、 $a_3 = -2.64 \times 10^{-5}$ 、 $a_4 = 8.17 \times 10^{-3}$ 、 $a_5 = 6.80 \times 10^{-2}$ である。

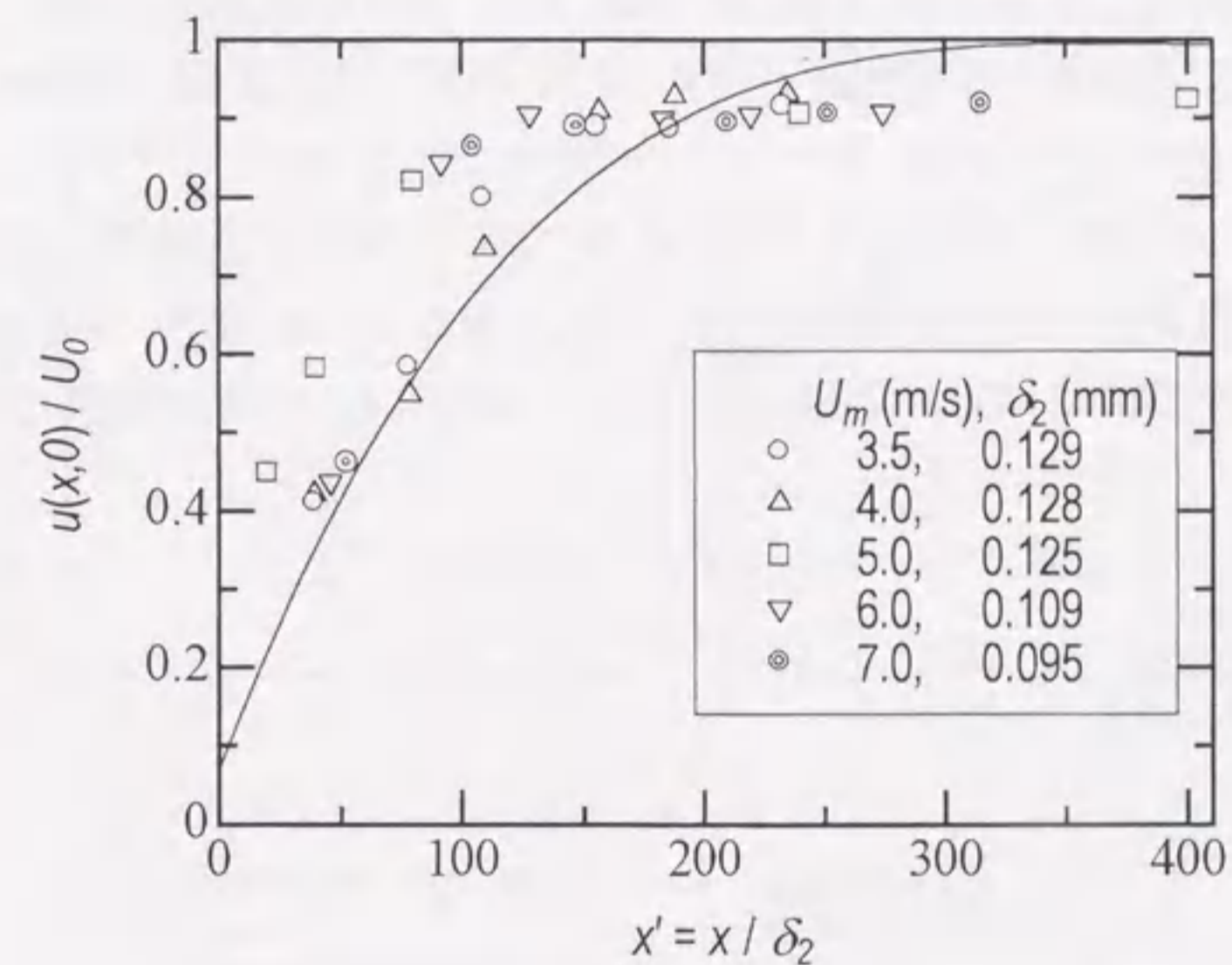


図 3.22 自由界面速度の多項式による近似

3.4.4 線形分布によるせん断層速度分布の近似

図 3.21 に示す結果から、噴流自由界面下速度分布は層流を仮定した解析結果に比べ、より短い距離で緩和することがわかつた。これは、自由界面波や

せん断層外の乱れによってせん断層内に乱れが生じ、純粋な層流ではなくなることを意味している。しかし、剥離点からの距離 x の代わりに自由界面速度 $u(x,0)$ が一致する解析結果を比較すると、以下に示すように実験結果とよく一致する結果が得られる。 $u(x,0)$ は x の増加に従い、0 から U_0 に単調に増加するため、流れ方向の距離の変化を $u(x,0)$ の変化で表すことができる。また、Brennen により導入された無次元速度欠損 $w_c (= 1 - u(x,0)/U_0)$ は剥離点において 1 であり、速度分布が均一になる十分下流では 0 となる。

図 3.23 に、噴流自由界面下速度分布の測定結果と、剥離せん断層の数値解析結果を比較して示す。 w_c の値を測定結果と一致させることにより、数値解析結果は局所速度分布を良く再現している。また、平板後流速度分布 (2.21) は、 $w_c \leq 0.5$ の領域では数値計算結果とほぼ一致し、それよりも上流では差が生じている。

速度分布の半値幅 b の流れ方向変化を図 3.24 に示す。 w_c で整理することにより、数値計算の予測結果と実験結果は良く一致している。他方、平板後流速度分布の半値幅 (2.22) は、剥離点近傍 ($w_c > 0.5$) において測定結果との差が大きい。

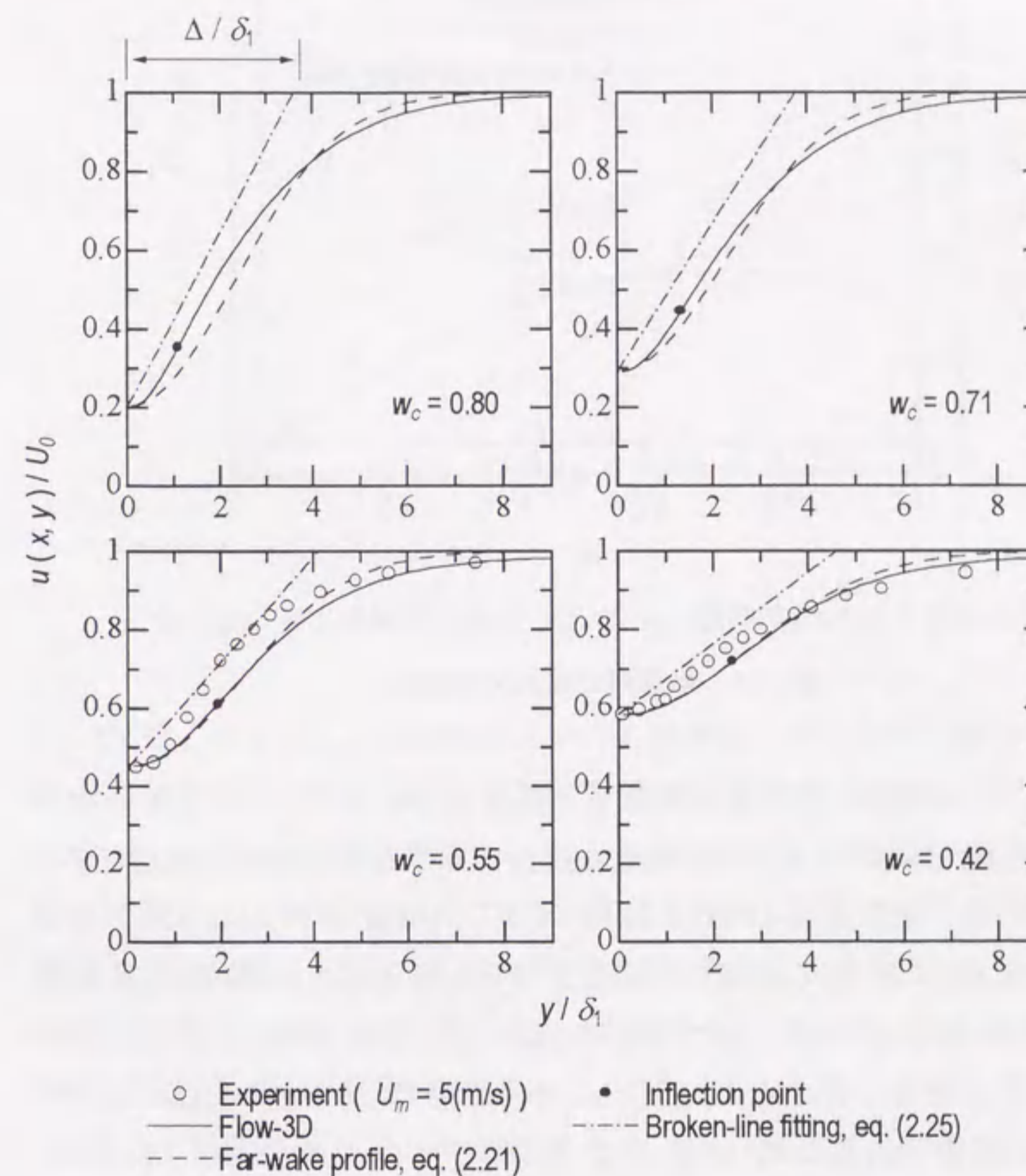


図 3.23 自由界面下せん断層速度分布と数値解析結果の比較

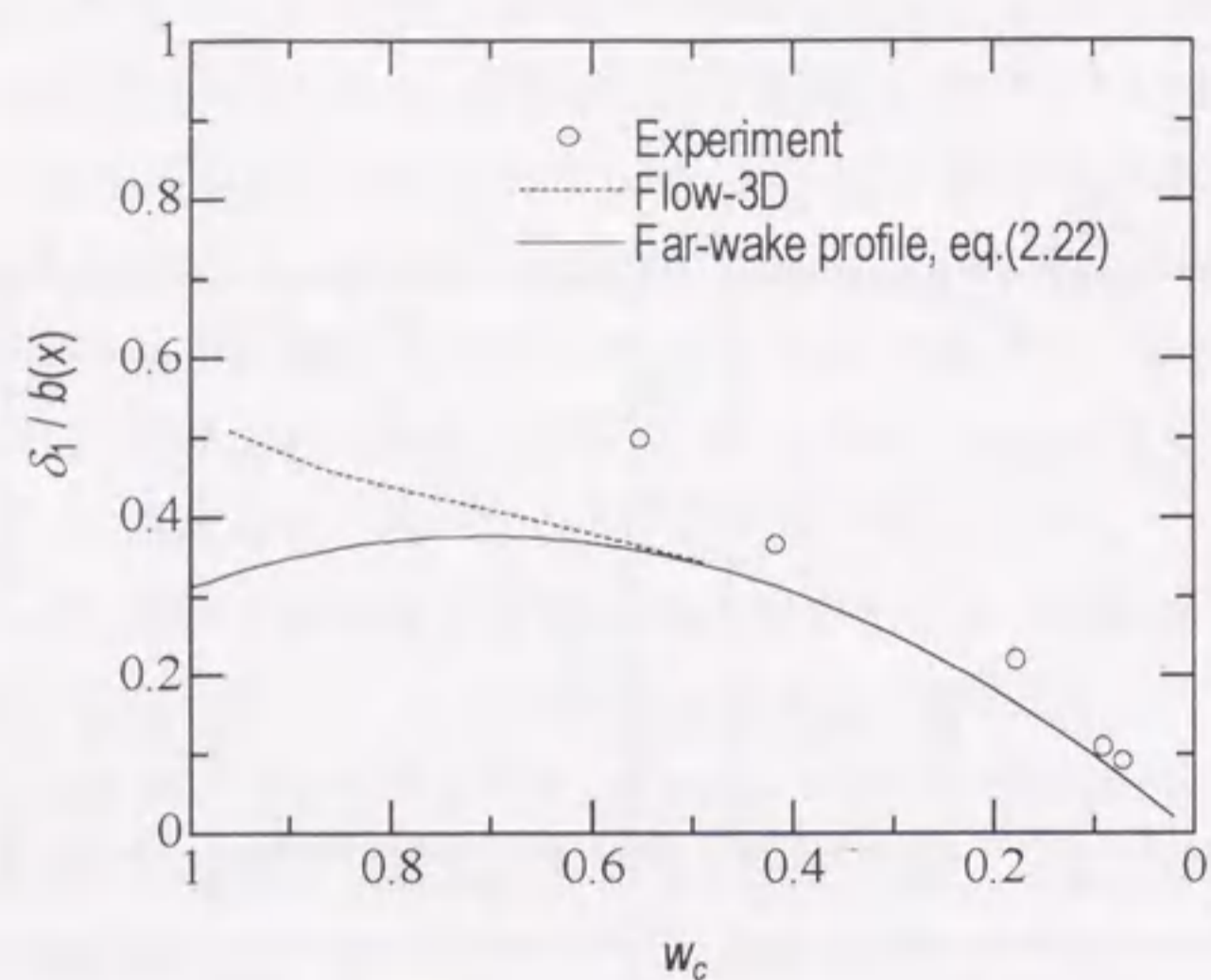


図 3.24 半値幅の流れ方向変化

本研究では、剥離点からある程度離れた位置 ($w_c < 0.5$) からの速度分布の相似形を得ることができたものの、剥離点近傍における速度分布は測定できなかった。そこで、線形速度分布 (2.25) を仮定した攪乱方程式 (2.32) および (2.34) との比較において、速度勾配 Ω およびせん断層厚さ Δ を剥離境界層速度分布から評価することとした。すなわち、 Ω の値を数値解析から評価した剥離境界層速度分布の変曲点の勾配とし、せん断層厚さ Δ をその位置における自由界面速度 $u(x,0)$ およびせん断層外の自由流れ速度 U_0 より、 $\Delta = [u(x,0) - U_0] / \Omega$ から評価した。速度分布の変曲点は図 3.23 に黒丸で示す。また、その位置における速度勾配から評価した線形速度分布を一点鎖線で示す。速度分布の緩和が進むにつれ、 Ω の値は減少し、 Δ の値は増加する。このようにして評価した Ω および Δ の流れ方向変化を図 3.25 に示す。

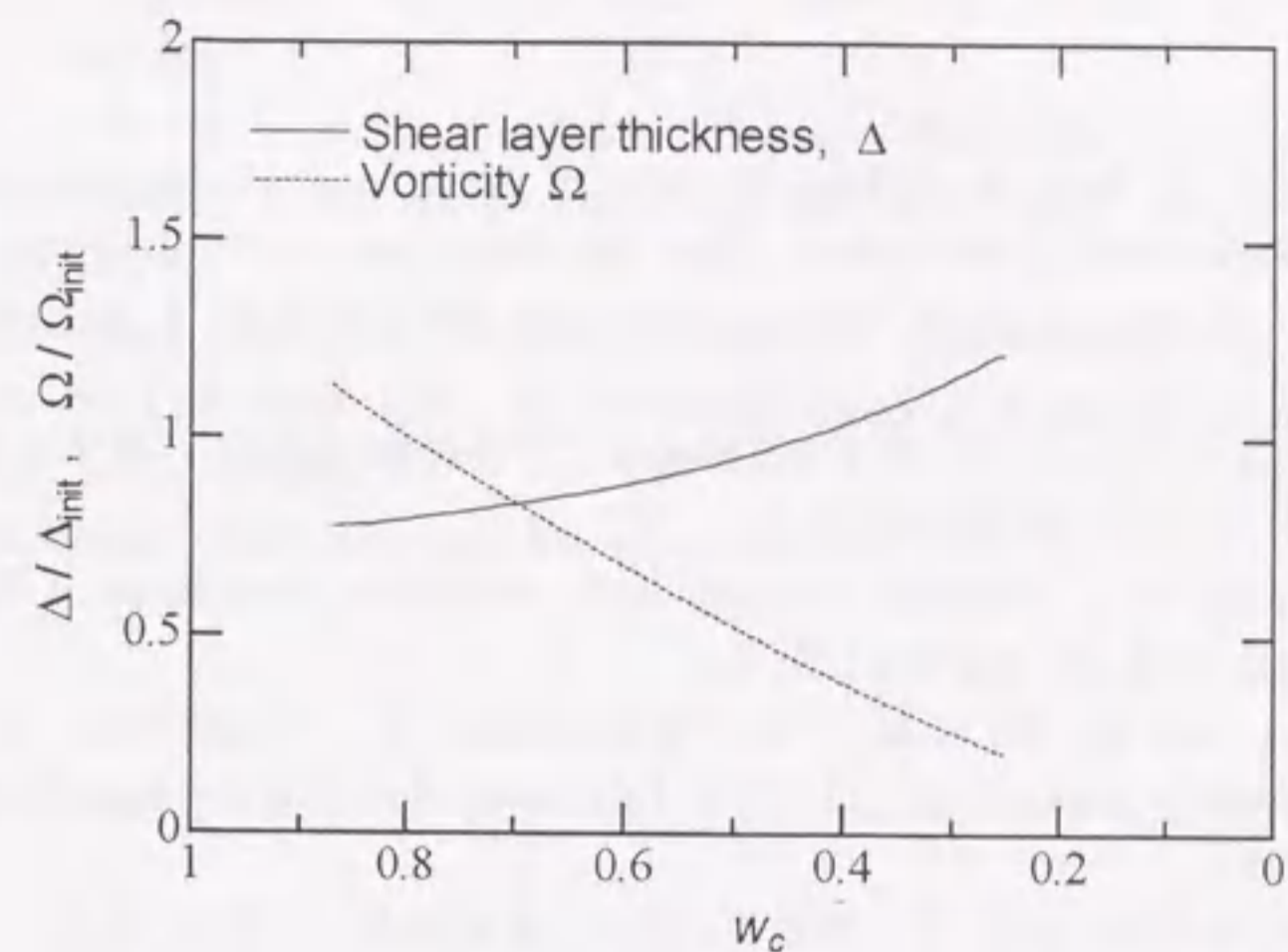


図 3.25 せん断層内の渦度 Ω およびせん断層厚さ Δ の流れ方向変化

ここで、 Ω_{init} および Δ_{init} は剥離点における渦度およびせん断層厚さである。剥離点におけるせん断層の速度分布は層流境界層速度分布となるが、この分布は (3.10) に示されるように壁近傍において勾配 U_0^2/ν の線形となる。これより剥離点に限り、 $\Omega_{init} = U_0^2/\nu$ とすることで、速度分布を (2.25) の線形分布で近似できる。なお、剥離点では、 $u(x,0) = 0$ であるためせん断層厚さは $\Delta_{init} = -U_0/\Omega_{init}$ となる。図 3.25 において Ω/Ω_{init} , Δ/Δ_{init} の値が $w_c = 1$ において 1 に漸近しないのは、このような仮定の違いによる。

剥離後、自由界面下せん断層速度分布は境界層速度分布から徐々に緩和され、図 3.20 に示した分布へ変化する。線形分布 (2.25) による速度分布の近似は、剥離点において最も精度が高く、分布形状が境界層速度分布から変化するに従い、精度は低くなる。逆に、Brennen の用いた平板後流速度分布 (2.21) による近似は、十分下流においてのみ成り立つ。

第3章 文献

- [1] H. Nakamura, K. Itoh, Y. Kukita, M. Ida, Y. Kato, and H. Maekawa, "Water Experiment of High-Speed, Free-Surface, Plane Jet along Concave Wall," Proc. 8th Int. Topical Meeting on Nucl. Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-8), **3**, pp. 1268-1275 (1997).
- [2] 島 章, 「任意のノズル形状に関する直接法および逆接法の理論」, 東北大学 高速力学研究所報告, **17-164**, pp. 61-86 (1961).
- [3] D. W. Appel and F. R. Swenson, "Measurement of Surface Roughness of Turbulent Water Jets," Tappi, **51-3**, pp. 132-141 (1968).
- [4] H. C. Kang, and M. H. Kim, "The Development of a Flush-Wire Probe and Calibration Method for Measuring liquid Film Thickness," Int. J. Multiphase Flow, **18-3**, pp. 423-437 (1992).
- [5] 森 幸治, 加治増夫, 板根 学, 中里見 正夫, 清水英男, 世古口 貴彦, 「垂直下降気液二相流の波脈に関する研究 (第1報; 波の時空間様態図と主波脈の分析)」, 日本機化学会論文集(B), **62-601**, pp. 3459 - 3466 (1996).
- [6] 関根郁平, 熊田俊明, 「流下液膜の流動特性に関する研究 (静電容量法による鉛直面上の流下液膜波形の測定)」, 日本機化学会論文集(B), **56-527**, p. 1899-1905 (1990).
- [7] L. U. Lilleleht and T. J. Hanratty, "Measurement of Interfacial Structure for Co-Current Air-Water Flow" J. Fluid Mech., **11**, pp. 65-81 (1961).
- [8] 橋本弘之, 鈴木孝司, 「平面液膜噴流界面における微細しま状波の実験観察」, 日本機化学会論文集(B), **56-523**, pp. 712 - 718 (1990).
- [9] F. Yoshino, T. Hayashi, and K. Urata, "Measurement of Two-dimensional Wave of Shallow-water Flow on Circular Cylinder," Proc. 2nd ASME/JSME Fluid Engrg. Div. Summer Meeting, Laser Anemometry, ASME FED-229, pp. 225-255 (1995).
- [10] X. Zhang, and C. S. Cox, "Measuring the Two-dimensional Structure of a Wavy Water Surface Optically : A Surface Gradient Detector," Exp. Fluids, **17**, pp. 225-237 (1994).
- [11] S. R. Duke, L. M. Wolff and T. J. Hanratty, "Slopes of Small-scale Wind Waves and their Relation to Mass Transfer Rates," Exp. Fluids, **19**, pp. 280-292 (1995).
- [12] J. A. Hassberger, "Comparison Between Measurement and Predicted Performance of a High Speed, Free Surface Liquid Jet Flowing along a Curved Wall," Nucl. Technol./Fusion, **4**, pp. 433-438 (1983).
- [13] C. Brennen, "Cavity Surface Wave Patterns and General Appearance," J. Fluid Mech., **44-1**, pp. 33-49 (1970).
- [14] J. W. Hoyt and J. J. Taylor, "Turbulence Structure in a Water Jet Discharging in Air," Phys. Fluids, **20-10**, pp. S253-S257 (1977).
- [15] U. Frish, "*Turbulence*," Cambridge Univ. Press., Cambridge, (1995).
- [16] Z. ZH., Zhanabayev, "A Fractal Model of Turbulence in a Jet," Soviet J. App. Pys. **3-1**, pp. 75-78 (1989).
- [17] H. H. Fernholz, and P. J. Finley, "The Incompressible Zero-Pressure Gradient Turbulent Boundary Layer: An Assessment of the Data," Prog. Aerospace Sci., **32**, pp. 245-311 (1996).
- [18] P. E. Roach, and D. H. Brierley, "Numerical Simulation of Unsteady Flows and Transition to Turbulence (eds. O. Pironneau et al.)," Cambridge University Press, Cambridge, p. 332 (1989).
- [19] "FLOW-3D Theory Manual," Flow Science Inc. (1996).

第 4 章

線形安定性理論と実験結果の比較

本章では、自由界面下せん断層の線形安定性理論と実験結果との比較について述べる。第 4.1 節では、安定性理論から予測される最も増幅率が高い攪乱の周波数と実測された自由界面波の卓越周波数とを比較する。第 4.2 節では、最も増幅率が高い攪乱の空間増幅率から自由界面波振幅の流れ方向への変化を予測し、実験と比較する。なお、第 2.1 節で述べたように、線形安定性理論は層流の運動方程式から導かれているため、せん断層が乱流である場合には適用できない。よって、本研究では、実験においてノズル出口境界層が層流となった $U_m \leq 9\text{m/s}$ の流量範囲において比較を行った。

4.1 自由界面波の卓越周波数

線形速度分布近似に関する攪乱方程式 (2.34) に、第 3.4.4 節で評価した局所の速度勾配 Ω およびせん断層厚さ Δ を代入し、せん断層内の攪乱の増幅率を評価する。波長 $\lambda (= 2\pi/\alpha_x)$ を変化させて攪乱方程式 (2.34) を計算し、時間増幅率 $\sigma_t = 0$ かつ空間増幅率 $\sigma_s \geq 0$ となる解、および $\sigma_s = 0$ かつ $\sigma_t \geq 0$ となる解を位相速度 \hat{c}_r とともに図 4.1 に示す。また、重力加速度、自由界面の曲率および表面張力の影響が無視できる場合の攪乱方程式 (2.40) の時間増幅率も比較して示す。 $U_m = 6\text{m/s}$ の場合を例として示すが、他の噴流速度に対しても、空間増幅率と時間増幅率は波長の変化に対して類似した分布となる。(2.34) と (2.40) の差は、下流に向かうにつれて大きくなる。これは、せん断層の緩和によって局所の We_Δ が減少し、表面張力の影響がより顕著となるためである。

空間的に増幅される解は、 $\lambda > \lambda_{crit}$ を満たす波長に対して存在する。ここで、 λ_{crit} は中立不安定波長であり、せん断層厚さ Δ よりも常に大きい値をとる。水平水実験に対応する条件における空間および時間増幅に対する最不安定波長 λ はともに約 1mm であり、深水波における重力支配

の最小波長 (capillary length) $\lambda_0 = 2\pi\sqrt{T/\rho g} = 17.1\text{mm}$ に比べて小さい。これは、最不安定波に対して、自由界面の力学的条件 (2.14) において表面張力が支配的である (重力加速度の影響は小さい) ことを示している。

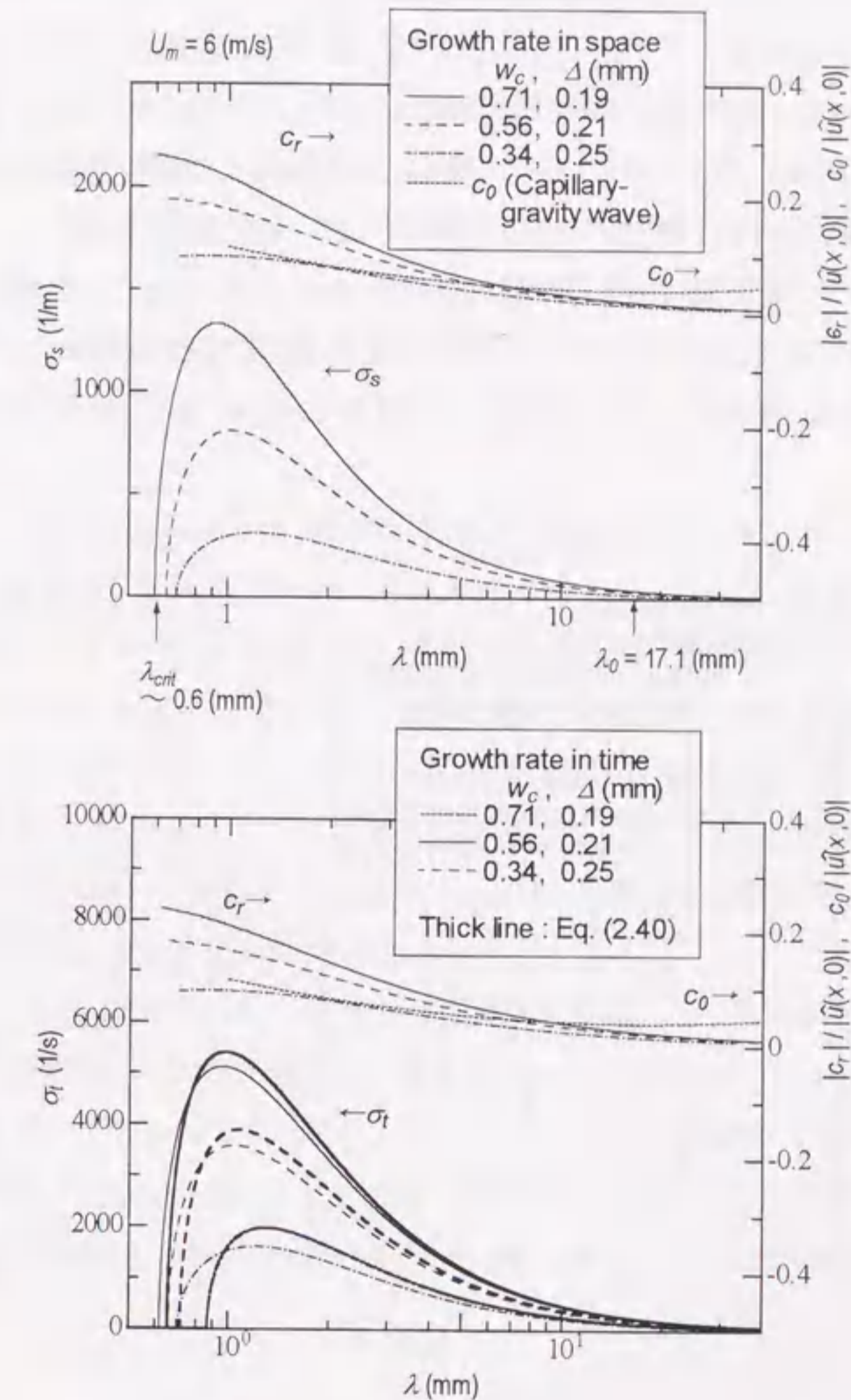


図 4.1 せん断層内の攪乱の局所増幅率および位相速度 (水平水噴流実験における解析結果)

最も増幅率の大きな攪乱の周波数、すなわち最不安定周波数は、空間または時間増幅率が最大となる解 (α, c) を (2.36) に代入することにより評価される。図 4.1 に示すように、せん断層の速度分布が流れ方向へ変化するにつれて、最不安定攪乱に対応する (α, c) も変化する。

はじめに、線形分布によるせん断層速度分布の近似精度が最も良い剥離点(すなわちノズル出口)において、最不安定周波数を実験結果と比較を行った。ノズル出口平均流速 $U_m = 3.5 \sim 8.7 \text{ m/s}$ の最不安定周波数の予測値を、ノズル出口直下流 ($x < 0.1 \text{ mm}$) の自由界面傾斜角のピーク周波数と比較して図 4.2 に示す。この流速範囲において、剥離点におけるせん断層厚さ Δ_{init} の値は 0.24 から 0.15 mm まで減少し、 We_Δ は 6.3 から 12.5 まで増加した。なお、実験結果の誤差棒は、パワースペクトル密度分布のピークの半値幅を示している。

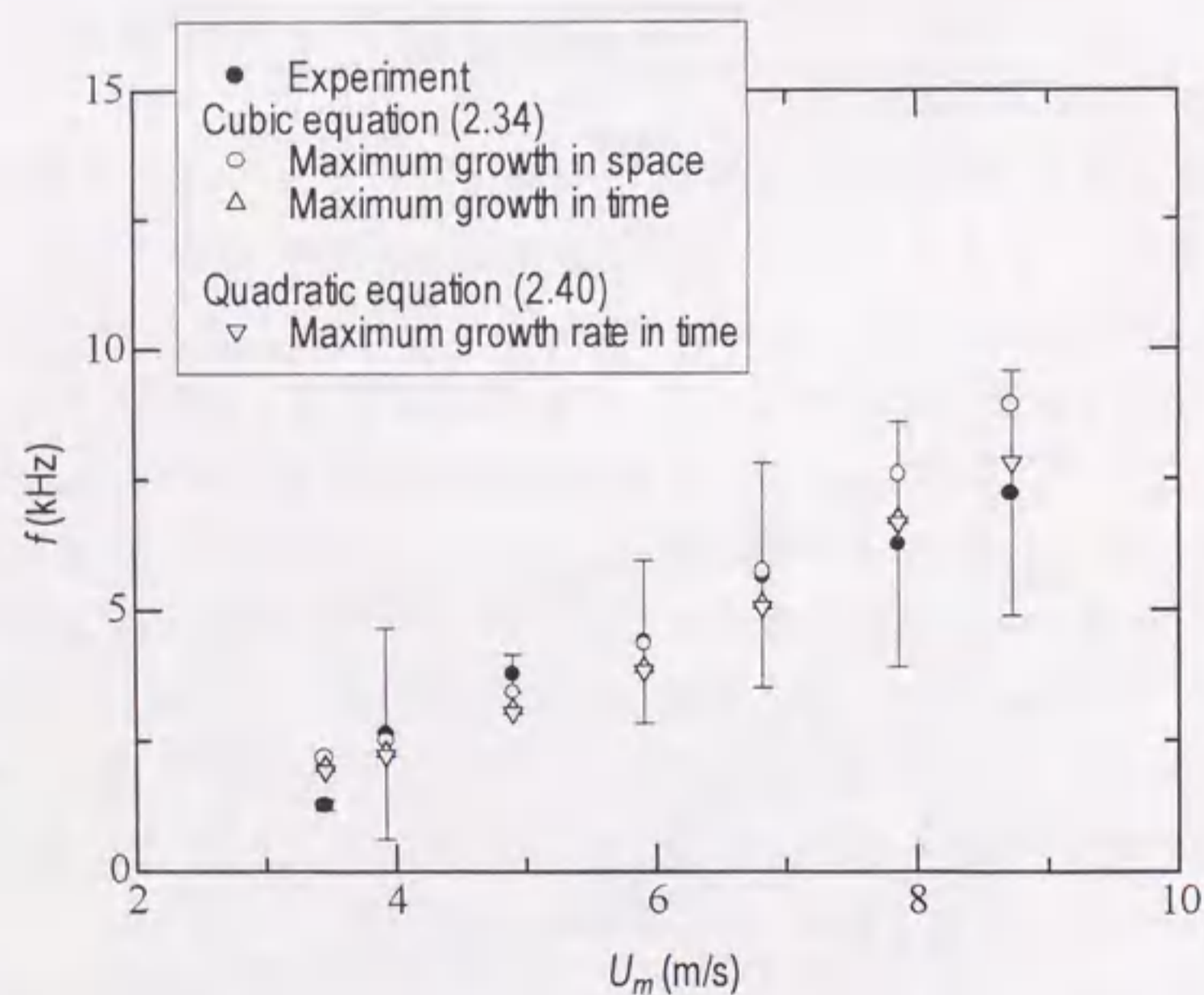


図 4.2 剥離点 (ノズル出口) における自由界面波周波数

噴流速度 U_m の増加に対し、実測されたピーク周波数は増加する。線形理論による空間および時間増幅の最不安定周波数は実験結果をよく再現している。また、ノズル出口では、攪乱方程式 (2.40) の解は (2.34) との差はほとんどない。これは、比較した流速範囲では、 $We_\Delta \geq 5$ の条件が満たされるため、自由界面波に対する表面張力の影響が小さいことを示している。

次に、速度分布の変化に応じた最不安定周波数の流れ方向の変化を、線形安定性理論より予測する。局所の (Ω, Δ) は、第 3.4.4 項で述べた方法により評価する。これより、剥離点からの距離 x の代わりに無次元速度欠損 w_e によって流れ方向の変化を示すこととする。図 4.3 に局所の (Ω, Δ) を攪乱方程式 (2.34) および (2.40) に代入し、空間および時間増幅の最不安定周波数を評価した結果を、実験結果と比較して示す。

線形安定性理論により予測された最不安定周波数は、自由界面波の卓越周波数の流れ方向への変化と良く一致している。実験による平滑領域および 2 次元波領域の卓越周波数は、 $U_m = 4 \text{ m/s}$ の下流域を除いて流れ方向にあまり変化しないが、安定性理論による予測結果は、この傾向をよく再現している。これは、平滑領域や 2 次元波領域において、局所の速度分布を流れ方向に厳密に測定または予測しなくても、ノズル出口での (Ω, Δ) の値を用いることで、自由界面波の卓越周波数を近似的に予測することが可能であることを示している。

Brennen の高速空洞流に対する予測結果を図 4.3 に比較して示す。Brennen の解析結果は、無次元周波数 $\gamma = (2\pi f \delta_2 / U_0)$ の形で与えられているため、ノズル出口における δ_2 および U_0 の測定値を用いて周波数 f に変換した。また、Brennen の解析では、表面張力および重力の影響は無視されており、また、速度分布の近似も異なっている。

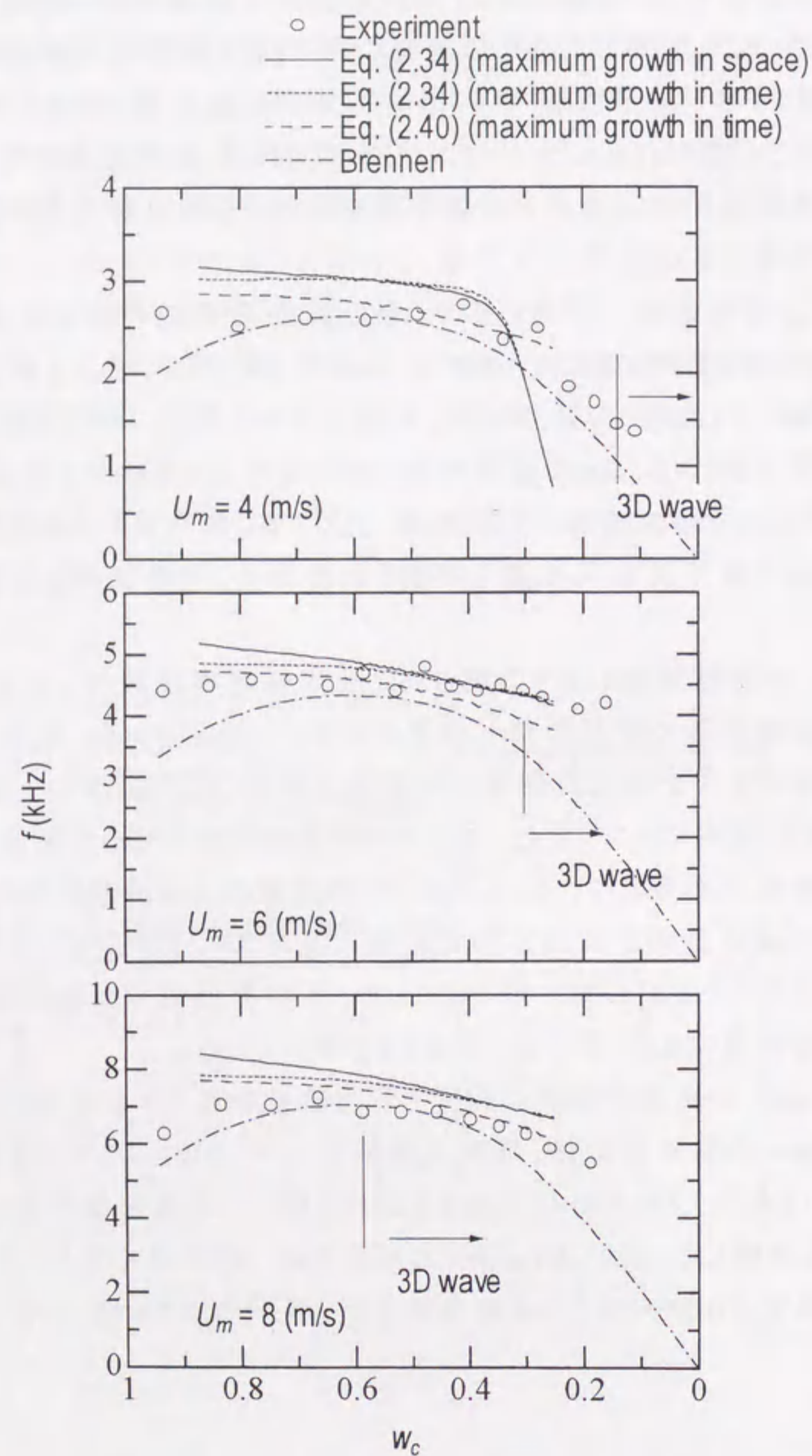


図 4.3 自由界面波周波数の流れ方向の変化

剥離点からの距離が増加するにつれて、(2.34)と(2.40)の差は増加する。せん断層内の速度分布が緩和されるにつれて、せん断層厚さ Δ が増加するものの、 $\hat{u}(x,0)$ が減少するために We_Δ の値が減少し、自由界面波に対する表面張力の影響が徐々に顕著となるからである。表面張力の影響は、 $U_m=4$ m/s の下流域において、(2.34)による予測値が大幅に減少することにより、最も顕著に示される。図 4.4 に、局所の We_Δ を示すが、 $U_m=4$ m/s の周波数が減少し始める $w_c=0.3$ では $We_\Delta=2.4$ となり、表面張力の影響が無視できる条件 $We_\Delta \geq 5$ を大きく下回っている。

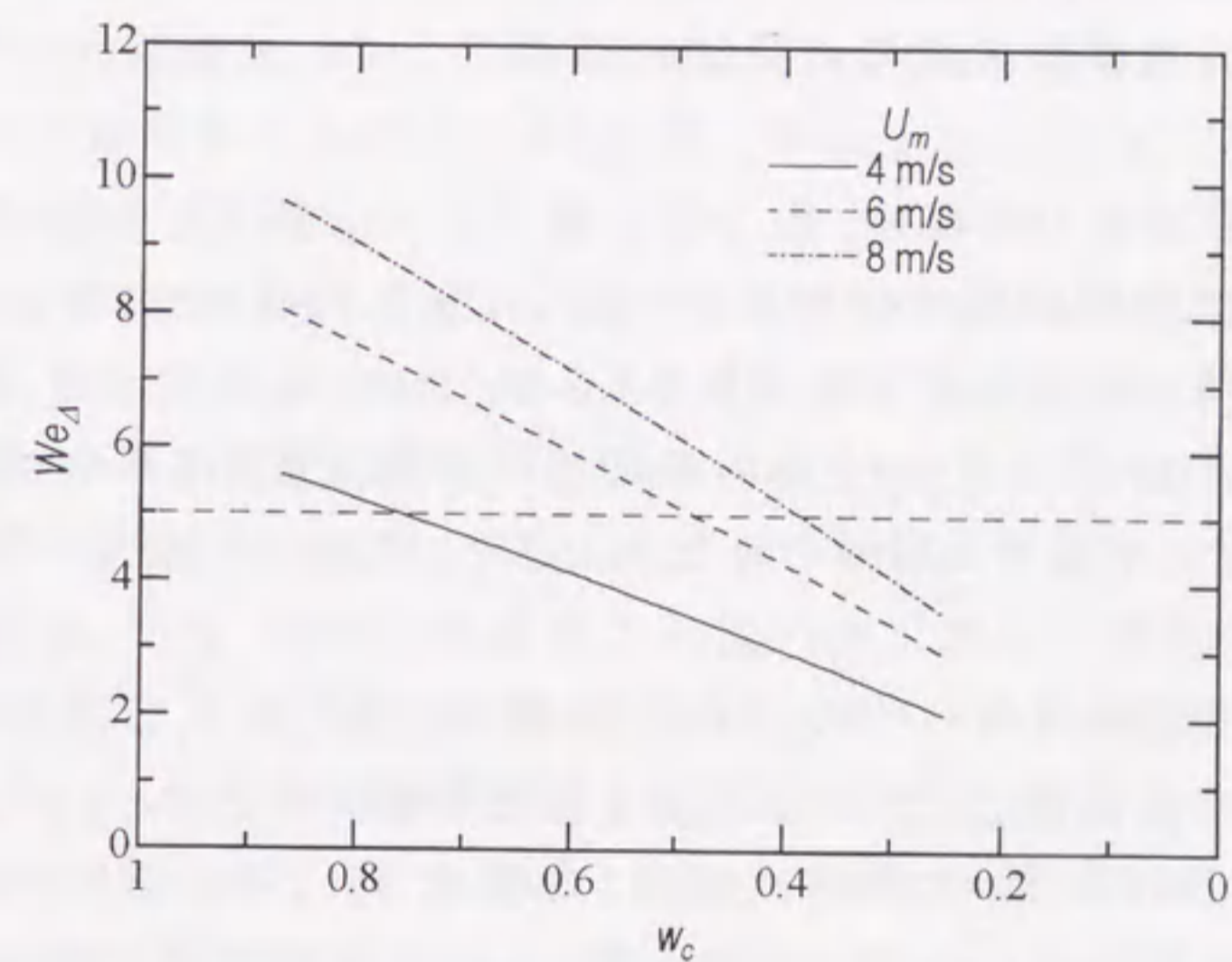


図 4.4 局所ウェーバ数 We_Δ の流れ方向への変化

4.2 自由界面波の振幅

せん断層内の不安定性によって攪乱が増幅された結果、可視的な自由界面波として観察されるとすれば、自由界面波の振幅の流れ方向への変化は局所の攪乱の増幅率より予測されると考えられる。本節では、一つの試みとして最不安定攪乱の増幅率から自由界面波の振幅を予測し、これを実験結果と比較する。本研究では、自由界面波の振幅を直接測定していないが、自由界面傾斜角の測定結果と自由界面波の位相速度から振幅を評価する。

4.2.1 自由界面波振幅の実験的評価

自由界面波の振幅は、第 3.2.2 節で述べた屈折光を用いた光学的手法では直接測定することはできない。しかし、十分な空間分解能を備えた振幅の高速測定手法が見あたらないため、本研究では、自由界面傾斜角の時系列データと自由界面波の移動速度から平均的な振幅を評価した。本項では振幅の導出およびそこで用いた仮定について述べる。

自由界面傾斜角のパワースペクトル密度分布(図 3.7)において、パワースペクトル密度のピークには、ある程度の幅が存在する。すなわち、自由界面波は異なった周波数成分から構成され、それぞれの周波数成分は、分散関係(α, c)に則った、異なった位相速度により伝播する。しかし、ここでは異なった周波数成分に対する位相速度の差を無視する。すなわち、ある位置における自由界面波は、その位置での卓越周波数に対応する位相速度で移動し、分散性による波形の変化はないと仮定する。この時、局所の噴流厚さ h の空間微分は、測定された傾斜角の時間変動 dh/dx から次式で与えられる。

$$\frac{dh}{dt} = \frac{dh}{dx} \cdot \left(\frac{dx}{dt} \right)_{\text{wave}} \quad (4.1)$$

ここで、 $(dx/dt)_{\text{wave}}$ は自由界面波の移動速度である。

自由界面波の移動速度は、自由界面流体の流速に波の伝播速度を加えたものであり、せん断層の安定性理論からは攪乱の位相速度 c_r として与えられる。一般に実験では、適当な距離をおいた 2 点での自由界面傾斜角ないし振幅の同時計測を行い、お互いの時系列データの相互相関から移動速度を評価するが、本研究では 1 ヶ所での測定に限られているため実験的に移動速度を評価できない。そこで、安定性理論から予測した最不安定攪乱の位相速度 c_r を振幅の導出に用いた。すなわち、局所の (Ω, Δ) を(2.34)に代入し、空間的増幅率が最大となる攪乱の c_r を、自由界面波の移動速度 $(dx/dt)_{\text{wave}}$ として、(4.1)式で用いることとする。また、本節では振幅および波長の流れ方向変化をノズル出口からの距離 x に対して評価するため、 c_r を求める際の自由界面速度を測定値を最小自乗法により最適に予測するような x の関数として与えた(図 4.5 実線)。

図 4.5 に自由界面速度および空間増幅率が最大となる場合の位相速度 c_r を示す。 $u(x,0)/U_0 \sim 1$ となる下流では We_Δ が小さくなり、選択的に増幅される不安定な攪乱がなくなるため、 c_r によって自由界面波の移動速度を評価できなくなる。ここでは、ノズル出口付近で増幅された不安定波は、下流において表面張力-重力深水波の分散性に則って伝播すると考え、自由界面波の移動速度を波長 1 mm の位相速度 $c_0 (= 0.67\text{m/s})$ と $u(x,0)$ の和に漸近するようにした。また、自由界面付近の流速は、レーザー反射光の影響により流れ方向に詳細な間隔で測定することが困難であったため、 $u(x,0)/U_0$ の測定結果は、 $U_0 = 3.5$ と 4m/s 、および $U_0 = 5, 6, 7\text{m/s}$ のそれぞれに対してほとんど差が見られない。そこで、 $u(x,0)/U_0$ の予測曲線は $U_0 = 3.5$ と 4m/s に対して LINE-A、 $U_0 = 5, 6, 7\text{m/s}$ に対して LINE-B、 $U_0 = 8\text{m/s}$ に対して LINE-C のように与えることとした。

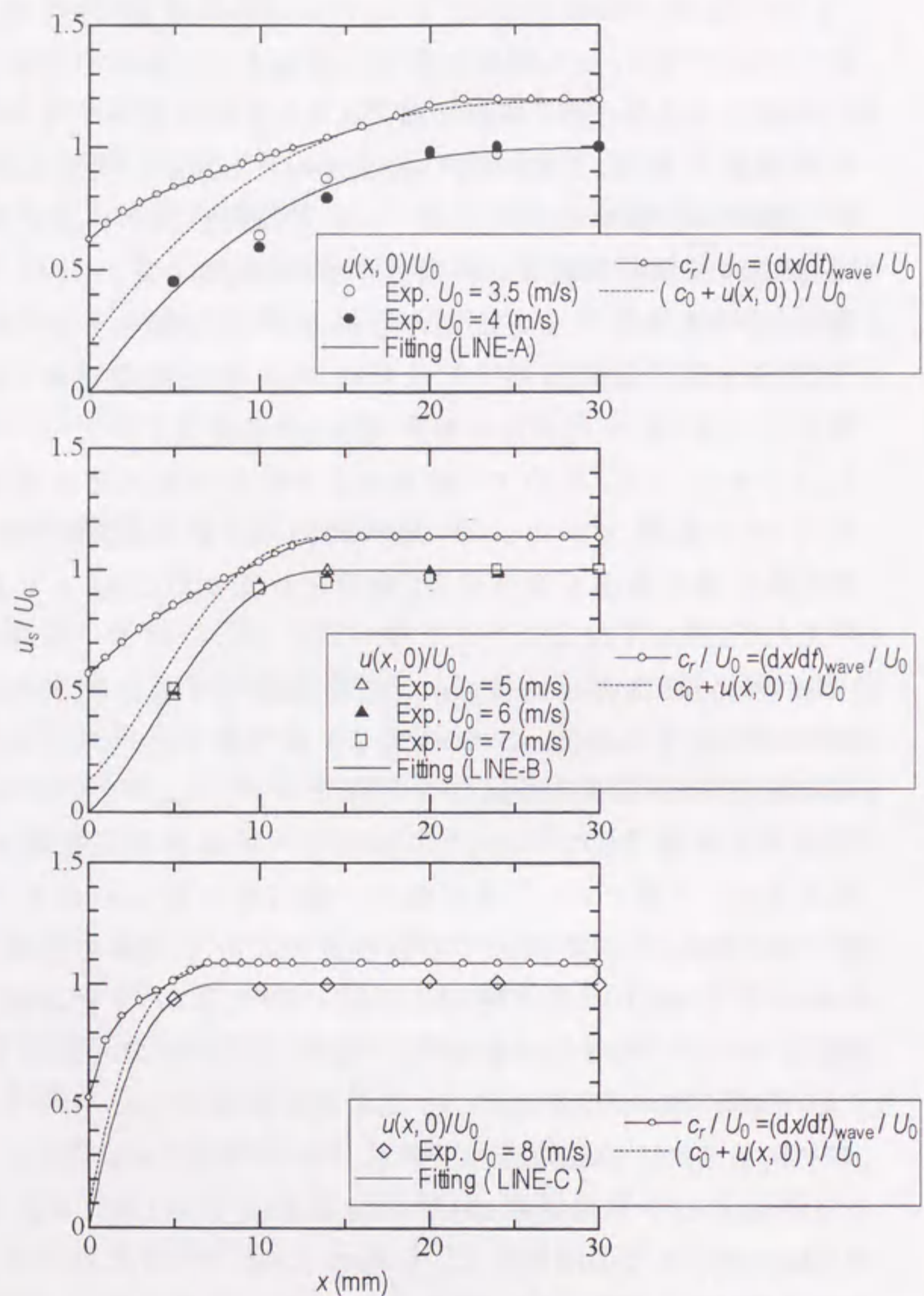


図 4.5 最不安定攪乱の位相速度

せん断層の安定性理論により与えられる攪乱の位相速度 c_r は、深水波の移動速度 $u(x,0)+c_0$ よりも大きく、両者の差は剥離点に近づくほど

大きくなる。過去の噴流自由界面波の解析^[1]では、自由界面波の移動速度として $(u(x,0)+c_0)$ を用いているが、ノズル出口において c_r は $(u(x,0)+c_0)$ の約 4.5 倍であり、有意な差を生じている。しかし、速度分布の緩和がほぼ完了する下流域では、 c_r は U_0 にほぼ一致し、 $u(x,0)+c_0$ との差は小さくなる。

図 4.6 に、上記の方法により評価した噴流厚さの空間変動を、同じ位置における自由界面傾斜角の時間変動と比較して示す。ここで、計算の初期噴流厚さはすべての測定位置において 10mm と仮定した。自由界面波の振幅および波長は流れ方向に増加しており、写真による観察に一致している。また、第 3.3.3 節で述べたように、ノズル出口付近では自由界面波が間欠的な波束となって生じている。ノズル出口からの距離の増加につれて、波束は長くなり、お互いが連結することにより、連続的な波が形成されていることが観察される。

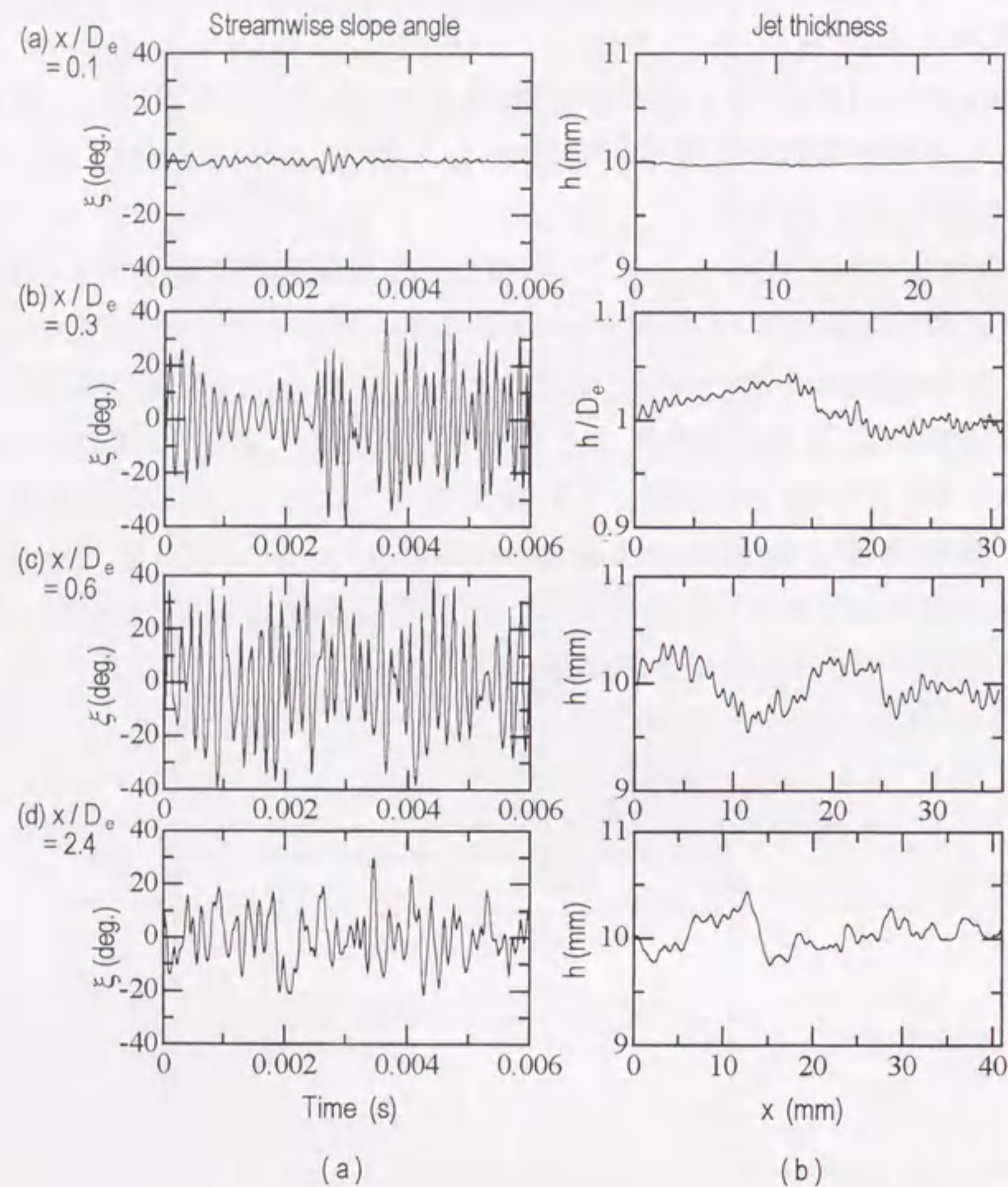


図 4.6 自由界面傾斜角の時系列データおよび位相速度から評価した噴流厚さの空間変動

局所の平均的な自由界面波の振幅は、噴流厚さの空間変動の r.m.s. 値として評価した。図 4.7 に r.m.s. 振幅の流れ方向の変化を示す。 $x/D_e = 0.7 \sim 1.0$ の範囲に振幅の極大値が生じる。また、噴流速度 U_m の増加につれて、極大値も増加する。極大値を取る位置は 2 次元波領域の終端にほぼ一致している。 $U_m \leq 5 \text{ m/s}$ では、振幅の極大値は明確ではな

い。一方、 $x/D_e \geq 2.0$ の下流域では、振幅は U_m に依存せず単調に増加しているものの、その増加率は小さい。

図 4.7 において振幅の極大値は、いずれもせん断層の速度分布が消失する以前に生じている。ここで、速度分布の緩和はいずれの噴流平均流速においても x/δ_2 が 200 以下でほぼ完了する(図 3.22 参照)。図 4.7 において、自由界面波の振幅が極大値をとった後、再び増加し始める領域では、せん断層の速度分布はすでに消失しており、ここでの振幅の増加の原因は自由界面波と周囲の気体との相互作用であると考えられる。真空中の噴流ではこのような効果が存在しないため、せん断層の速度分布が消失した後は、自由界面波の振幅は液体の粘性によって単調に減衰するものと予想される。

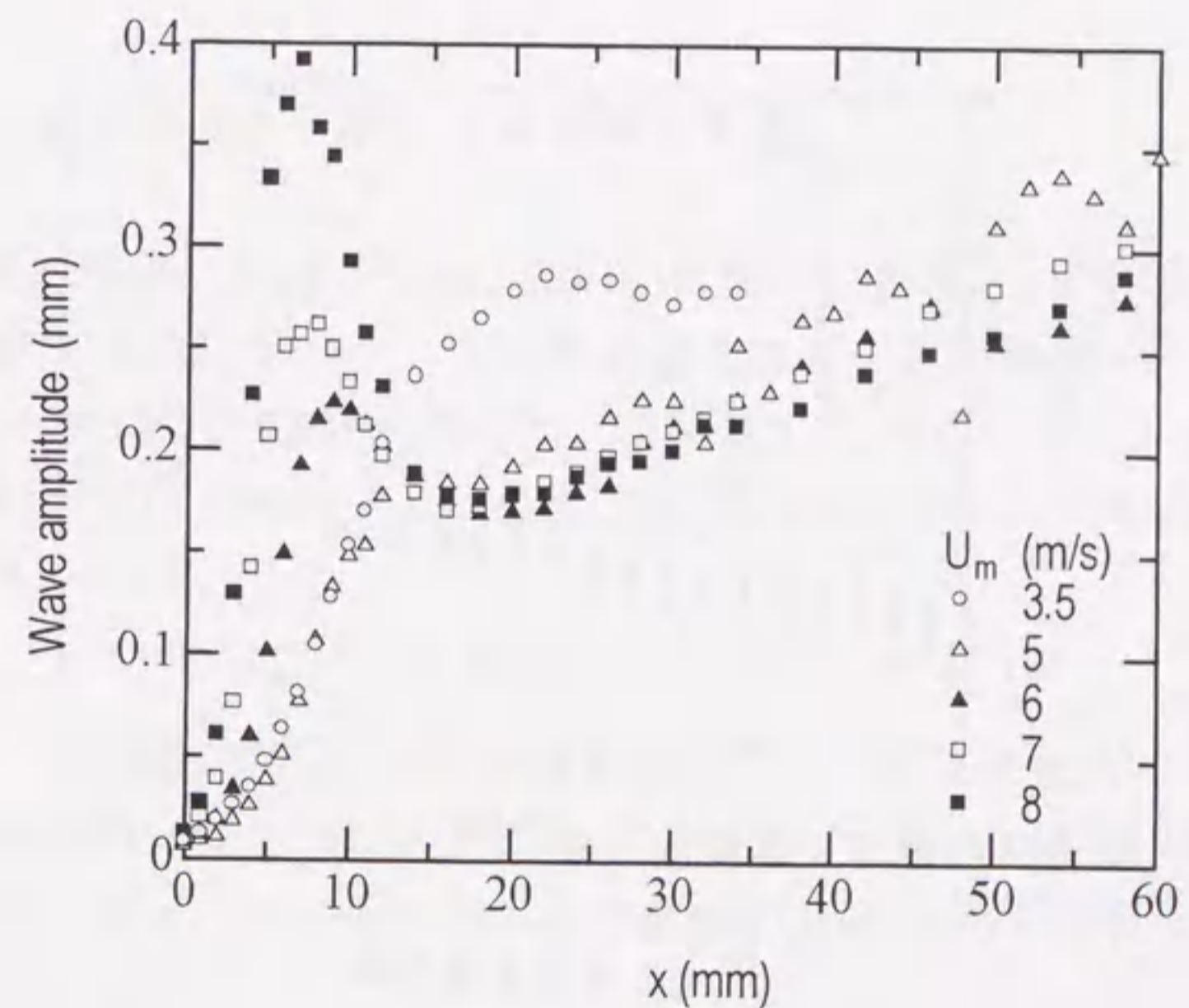


図 4.7 自由界面傾斜角から評価した自由界面波の振幅

図 4.8 に最不安定波長 $\lambda (= \alpha_r/2\pi)$ を示す。また、自由界面波のステイプネス(r.m.s.振幅 $\times 2$ と波長の比)を図 4.9 に示す。波長は x に対して単調に増加しており、ノズル出口付近では噴流速度 U_m に対する依存性は小さい。 $u(x,0) \sim 1$ となる下流では波長が急激に増加するが、これは自由界面と自由流れの速度差が減少して We_Δ が小さくなり、 α_r^* が急減するという攪乱方程式の解の性質(図 2.6 参照)によるものである。しかし、図 2.6 に示されるように、 We_Δ が小さくなるほど(すなわち下流に向うほど)、最不安定波の増幅率は小さくなる。この時、 x の僅かな変化に対して最不安定波長が急激に変化する。

ステイプネスは、 $U_m \geq 6\text{m/s}$ の2次元波領域において、極大値をとる。極大値は、ストークス波の砕波限界^[2]である 0.143 を上回るが、3次元波領域では徐々に減少し、砕波限界に漸近している。

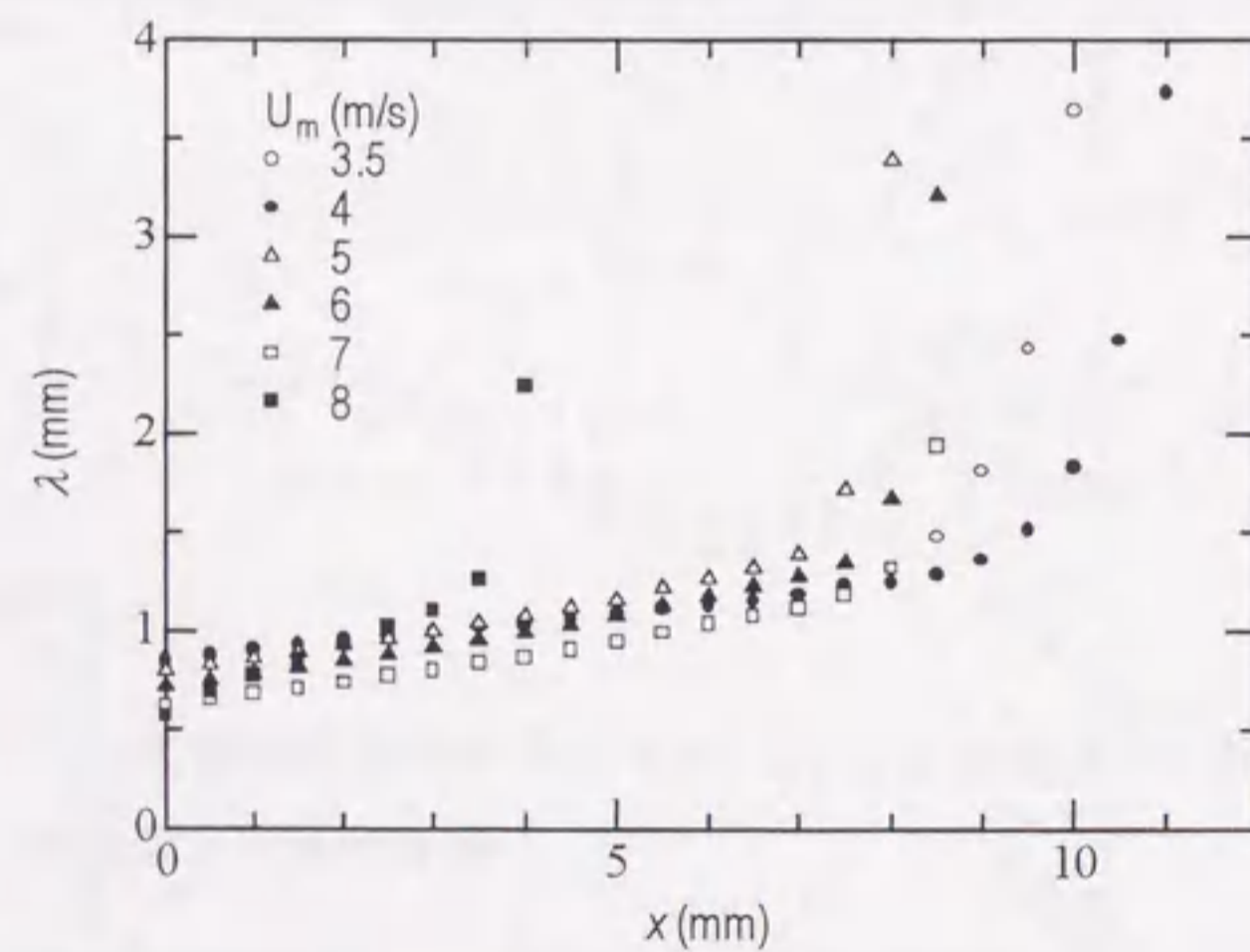


図 4.8 最不安定波長

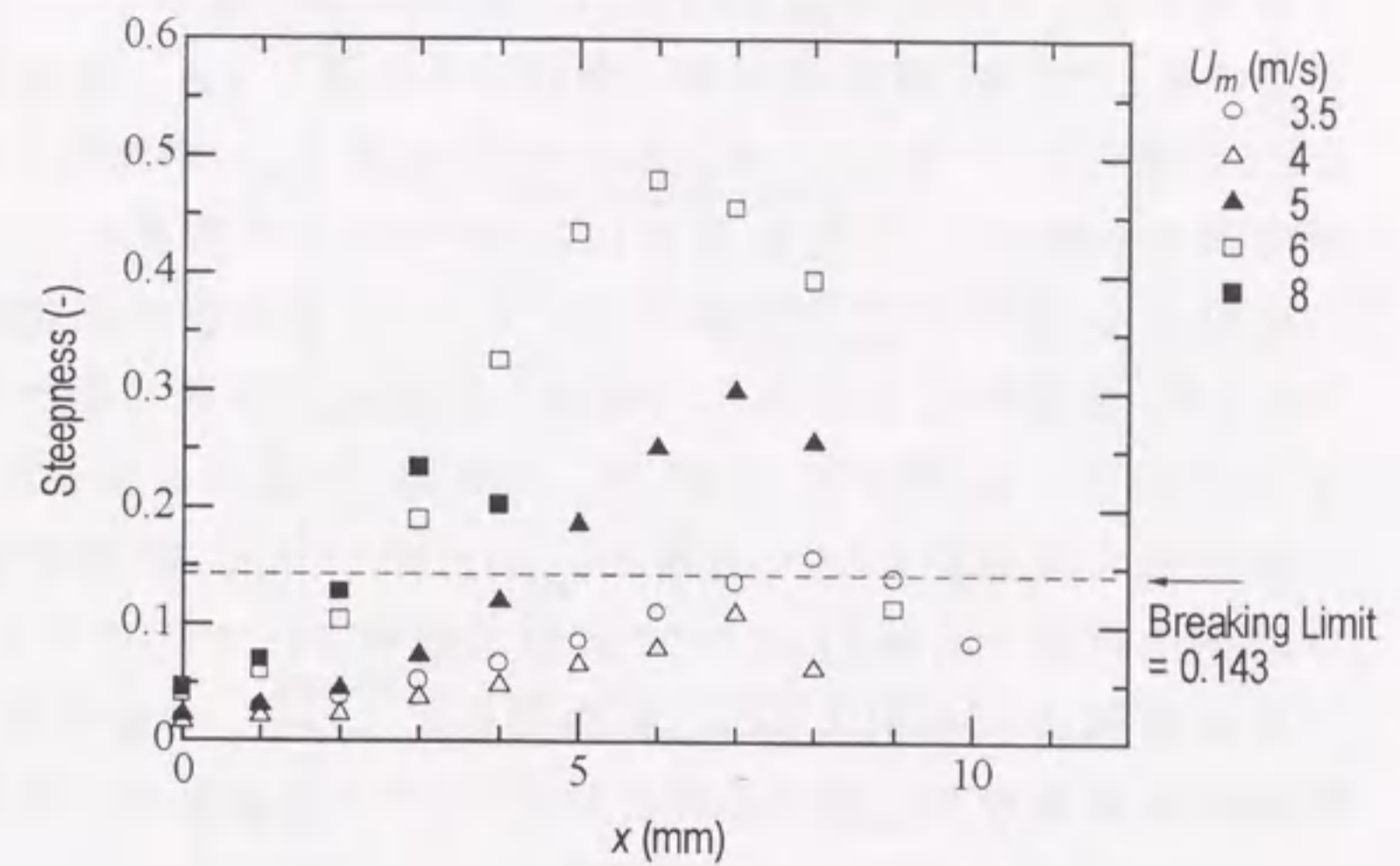


図 4.9 自由界面波のステイプネス

4.2.2 線形安定性理論による振幅の予測

空間増幅率 $\sigma_s(x)$ は、(2.18)により、振幅の変化率として定義される。これより一つの試みとして、自由界面波の振幅を空間増幅率の最大値 $\sigma_s^+(x)$ を x について積分することにより評価する。すなわち局所の振幅 ξ^* は、局所の (Ω, Δ) を代入した攪乱方程式(2.34)の解 $\sigma_s^+(x)$ を用いて次式で表わされる。

$$\xi^*(x_{j+1}) = \xi^*(x_j) + d\xi^* = \xi^*(x_j) + \xi^*(x_j) \sigma_s^+(x_j) dx \quad (4.2)$$

ここで、 x_j は流れ方向に一定間隔で配置した一次元計算格子の j 番目の位置を示している。計算では、積分の結果が振幅の実験値に最もよく一致するように、ノズル出口での初期振幅 $\xi^*(x_1=0)$ を専断的に $3 \times 10^{-4} \text{mm}$ とした。

空間増幅率の最大値を積分した結果を、前節で評価した r.m.s.振幅と比較して図 4.10 に示す。線形安定性理論による予測結果は、実験的に評価した r.m.s.振幅の流れ方向の変化と定性的に一致している。

下流域における空間増幅率は流れ方向の距離の増加とともに減少し、やがて零となるが、増幅率が零に漸近する位置と r.m.s. 振幅が極大値をとる位置はよく一致している。また、噴流流速 U_m の増加につれて振幅が増加する傾向も、安定性理論により定性的に再現されている。以上の比較から、線形安定性理論を用いて、自由界面波の卓越周波数のみならず、振幅の流れ方向への増加を定性的に予測可能であることが示されているように思える。なお、 U_m が増加した場合の定量的な差は、非線形性の効果によるものと考えられる。言うまでもなく、線形安定性理論は微小振幅波を対象としており、実験で観察されたような大きな峻度もつ有限振幅波に適用するのは無理がある。しかし、本結果は今後、有限振幅自由界面波に関する解析を行う上での非線形性の重要度に関して一つの知見を与えるものと考えられる。

本研究における実験結果との比較は、ノズル出口境界層が層流となる流速範囲 ($U_m \leq 9 \text{ m/s}$) に限られており、IFMIF の運転条件 ($U_m = 15 \text{ m/s}$) は含まれない。しかし、境界層制御¹や、縮流ノズルの設計により、ノズル出口境界層が層流となる流速範囲を拡大することは可能である。よって、本研究による高速流に対する線形安定性理論の検証は、実機解析においても適用できると考える。

第 4 章 文献

- [1] J. A. Hassberger, "Stability of the FMIT High Speed Free Surface Liquid Jet Flowing along a Curved Backwall" Proc. 10th Symposium on Fusion Engineering, 2, IEEE Cat. No. 83CH1916-6 NPS, pp. 1849-1853 (1983).
 [2] G. B. Whitham, "Linear and Nonlinear Waves," John Wiley & Sons, New York, p. 471 (1974).

¹ 最も有効な方法として、ノズル壁での境界層の吸い込み(サクション)が挙げられる。

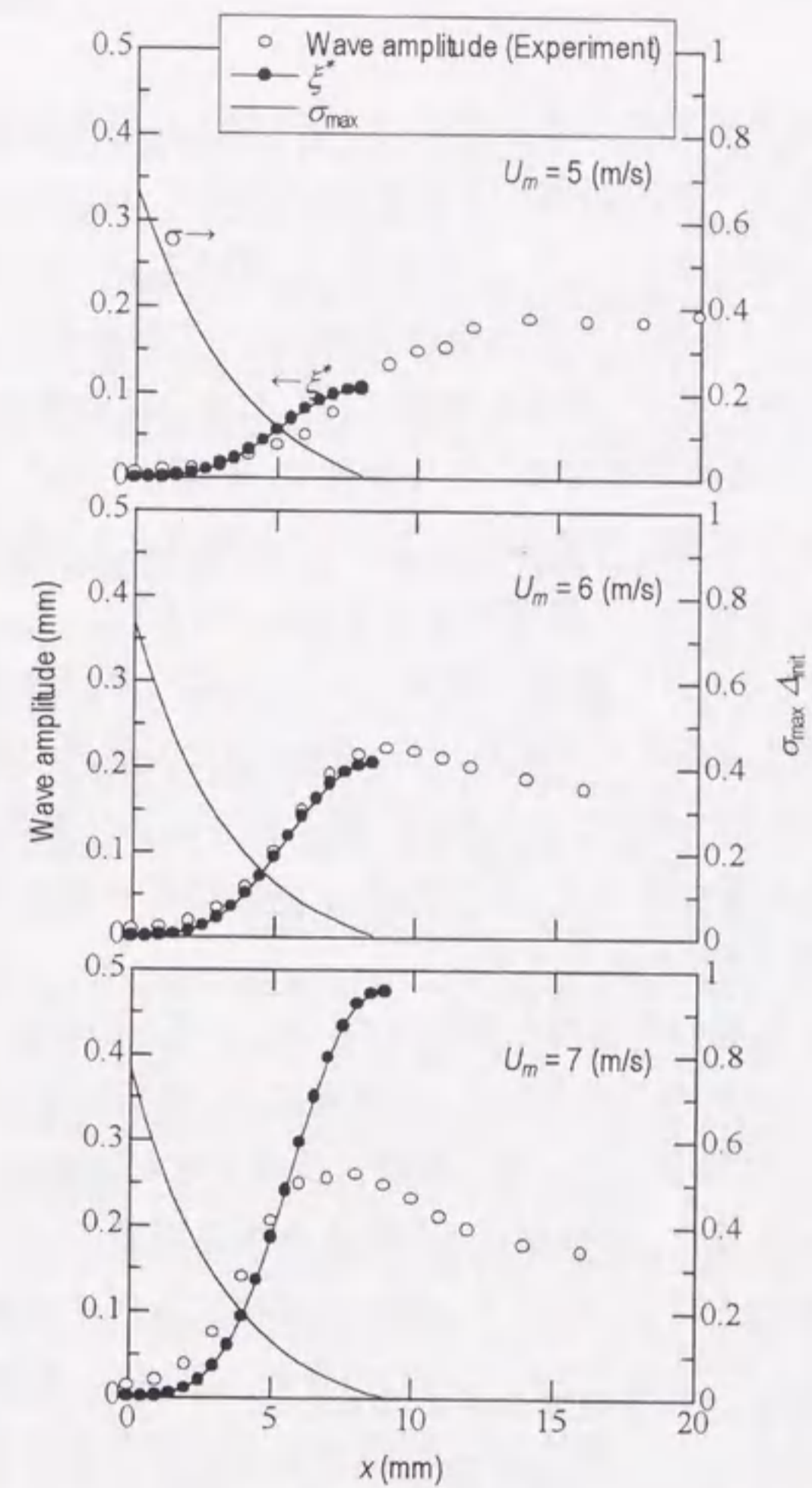


図 4.10 自由界面波の振幅の流れ方向への変化と線形安定性理論による予測結果との比較

第5章

凹壁面に沿う噴流

これまで、高速液体噴流の自由界面には、ノズル出口境界層が層流の条件下において自由界面下せん断層の不安定性に起因する波が初生し、流れ方向に成長することが明らかとなった。この結果は、IFMIF ターゲットを 1/2.5 倍に縮小した縮流ノズルを持つ水平水噴流実験によって検証された。また、せん断層厚さが十分に薄い場合、攪乱の増幅に対して求心加速度はほとんど影響しないことから、水平噴流実験で得られた知見は、凹壁面に沿う IFMIF ターゲット流に対しても適用可能と考えられる。しかし、凹壁面により生ずる求心加速度はせん断層の安定性のみに影響を及ぼすわけではない。

第 1.2.3 項に示したように、噴流が湾曲することにより、噴流内部の自由流れ全体に求心加速度による圧力勾配が生じ、それによって速度分布は自由渦分布となる。さらに、噴流内部の圧力勾配は、後で述べるように噴流厚さや縮流ノズル内の流れにも影響を及ぼす。この場合、ノズル内自由流れの圧力変化に伴って壁面境界層の厚さが変化する。

自由界面下せん断層の安定性を評価するためには、ノズル出口における境界層厚さを把握することが不可欠であるが、凹壁面に沿う噴流に関しては、境界層厚さを評価するために縮流ノズル内の流動に及ぼす求心加速度の影響を明らかにする必要がある。また、凹壁面に沿う噴流自由界面波に対して、せん断層安定性理論との比較を行うことにより、攪乱の増幅に及ぼす求心加速度の影響をより直接的に示すことができる。これらの目的に基づき、本章では、IFMIF ターゲット流を実スケールで模擬した、凹壁面に沿う液体噴流の自由流れ速度分布および自由界面波に関する実験的、解析的研究について述べる。第 5.1 節では、作動流体として水を用いた実験およびポテンシャル流モデルによる自由流れの解析について説明する。第 5.2 節では縮流ノズル内速度分布および噴流厚さの実験結果を示し、ノズル出口境界層の評価について述べる。第 5.3 節ではせん断層安定性理論による自由界面波の予測と実験結果との比較について述べ、液体金属ターゲット流の自由界面波をせん断層の安定性理論により予測可能であることを示す。

5.1 凹壁面に沿う水噴流実験および解析

5.1.1 実験装置

凹壁面に沿う噴流実験のための試験部を図 5.1 に示す。本試験装置は、IFMIF ターゲットを実スケールで模擬することにより、噴流部の安定した流動を確認するとともに、凹壁面が噴流速度分布、噴流厚さおよび自由界面の性状に与える影響を評価することを目的とする^[1]。作動流体に水を用いることにより、縮流ノズル壁に沿う境界層の発達に関して Li 流をほぼ模擬することが可能である。

試験部はアクリル樹脂製である。ノズル出口形状は深さ $D_e = 24\text{mm}$ 、幅 $W = 240\text{mm}$ の矩形断面であり、試験部全体を通して流路幅は一定である。縮流部は水平噴流試験部(図 3.1 および図 3.2)と同様に、島の方法^[2]に基づいて設計された。上流側縮流部(縮流比 4、長さ 264mm)および下流側縮流部(縮流比 2.5、長さ 103mm)の 2 つの縮流部を連結した構造であり、全体の縮流比は $D_1/D_e = 10$ である。ノズル全長は 401mm であり、上流側と下流側の縮流部の間に長さ 10mm、下流側の縮流部とノズル出口までの間に長さ 24mm の平行流路を設けてある。なお、ノズル入口部での速度分布を均一にするため、ノズル入口より 120mm 上流に 5 枚の多孔板(孔の直径 10mm、開口率 63%)を 100mm 間隔で設置した。バックウォールの曲率は $r_B = 250\text{mm}$ で、長さは 98.6mm ($\theta_F = 22.6^\circ$)である。IFMIF 計画では、より大きなバックウォール曲率半径を持つターゲットについても検討が行われているが、本研究では最も曲率半径が小さい場合の例として 250mm の曲率を対象とした。噴流部は大気解放されており、自由界面の観察が可能である。実験は室温大気圧下の水を用いて行った。

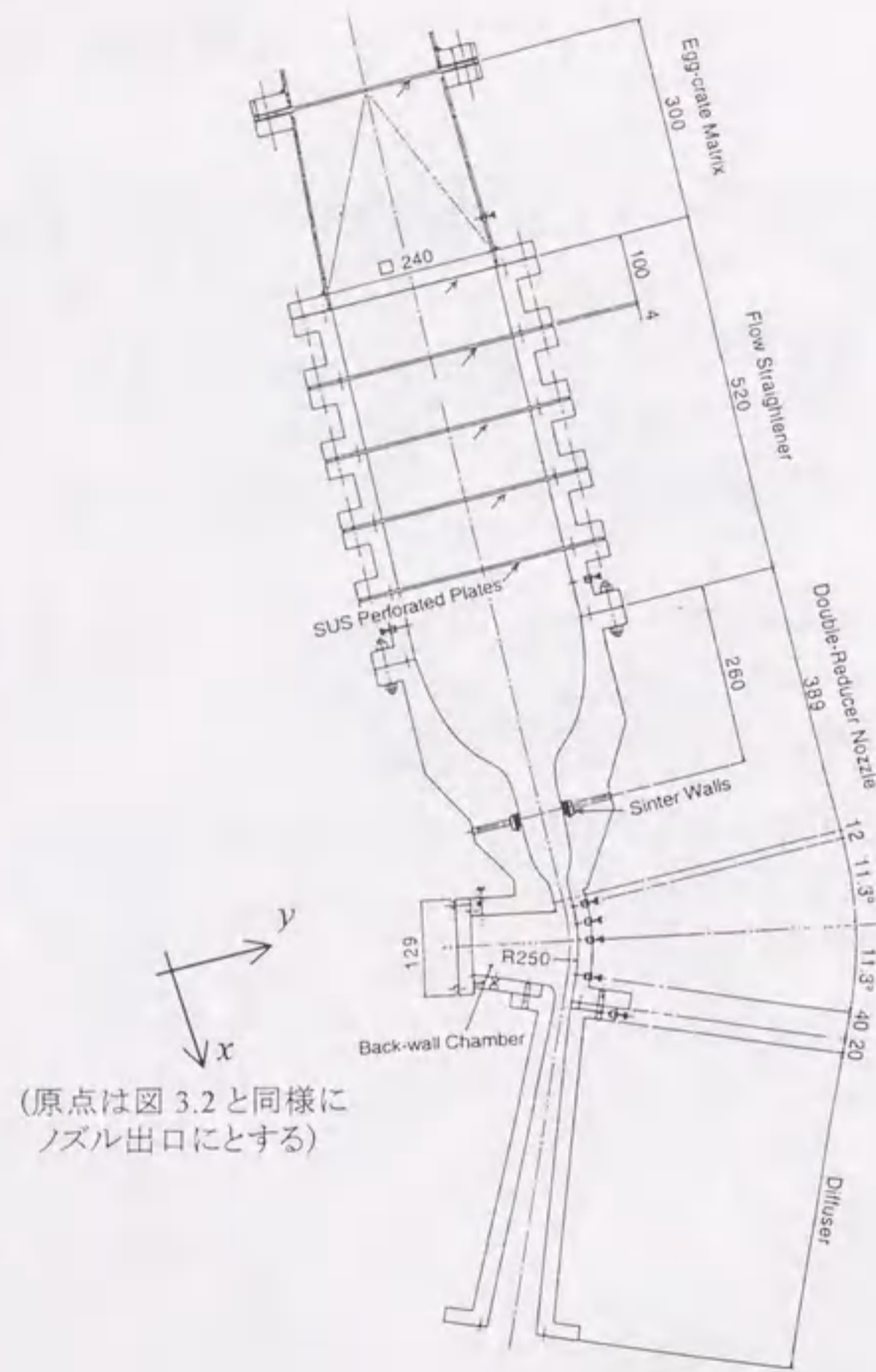


図 5.1 IFMIF ターゲットを模擬した水噴流実験装置

整流用多孔板の上流において水温および流量を熱電対およびオリフィス流量計を用いて測定した。また、ノズル内部および噴流内部の数ヶ所に対して、噴流中心より z 方向に 65mm 離れた位置での (x,y) 平面内速度分布をレーザ流速計(Aerometrics/TSI, RSA-2000)を用いて測定した。水平噴流実験と同様に、トランスミッタ・レンズの焦点距離は 100mm であり、測定位置におけるビーム径は $46.8\mu\text{m}$ である。ファイバプローブは (x,y) の 2 次元方向に移動可

能な微動装置に固定され、 y 方向最小移動幅は 0.1mm である。速度分布測定はノズル出口での断面平均流速 $U_m=9.5\text{m/s}$ 、水温 28°C の条件で行った。このとき、ノズル出口深さを代表長さにとったレイノルズ数は $Re = U_m D_e / \nu = 2.7 \times 10^5$ である。それぞれの測定位置において 15000 点以上のデータを収録し、そのアンサンブル平均をその位置における平均速度とした。

噴流自由表面は高速度ビデオカメラ(Nac-1000)を用いて観察した。撮影速度は 1/1000 コマ/s である。撮影した画像より無作為に 5 枚の静止画像を選出し、噴流中心における輝度分布を求めた。輝度値の空間分解能は 0.1mm である。輝度の空間的分布より、自由界面波の波長 λ を読み取った。水温 20°C の条件に対し、ノズル出口平均流速を $U_m=1.2\sim 16.9\text{m/s}$ に変化させて撮影を行った。

5.1.2 ポテンシャル流モデルによる解析

本試験部では構造上、ノズル出口境界層の詳細な測定が困難である。このため、ノズル出口境界層厚さを、ノズル内壁面に沿う境界層の発達を数値的に解析することにより評価する。本試験装置の流路形状は複雑であり、ノズル縮流部において急激な圧力勾配が生じているため、粘性流体計算による数値解析を行うためには境界層内部に詳細な計算格子を配置することが必要であり、計算コストが大きい。そこで、本研究では 2 次元ポテンシャル流モデルにより、ノズル壁に沿う自由流れ速度 U_0 を求め、圧力勾配下での壁面境界層の発達に関する経験的相関式を用いることにより、境界層の運動量厚さを評価した。

縮流ノズル内部の流動は、壁面近傍に生ずる速度境界層を除いて粘性による影響が少なく、非粘性渦なし(ポテンシャル)流れとして取り扱うことができる。このような境界層以外の流れのことを自由流れと呼ぶ。また、IFMIF ターゲットは 2 次元縮流ノズルにより設計されており、壁近傍を除いて自由流れは 2 次元非圧縮ポテンシャル流により近似できる。この場合、自由流れは流れ関数 Ψ のラプラス方程式

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0 \quad (5.1)$$

によって支配される。2次元ポテンシャル流解析は、(5.1)を数値的に差分法で解くことにより、自由流れ速度 U_0 を求めるものである。図 5.2 に計算格子(48×160)を示す。物理面において作成した計算格子を直行する変換面に座標変換し、変換面において SOR 法により(5.1)の収束解を得た。速度は変換面の流れ関数の微分から求めた後、物理面に逆変換した。

境界条件はノズル入口(A-D)において一様流入、ノズル壁面上(A-B, C-D)で垂直方向の速度成分を零、すなわち流線がノズル壁面と一致するとした。これより、

$$\Psi(x, y) = U_{in} y, \quad U_{in} = \frac{Q}{D_i} \quad (\text{in A-D}) \quad (5.2)$$

$$\Psi(x, y) = \text{const.} \quad (\text{in A-B and C-D}) \quad (5.3)$$

ここで、 Q は流路単位幅当たりの体積流量、 U_{in} は流入速度である。

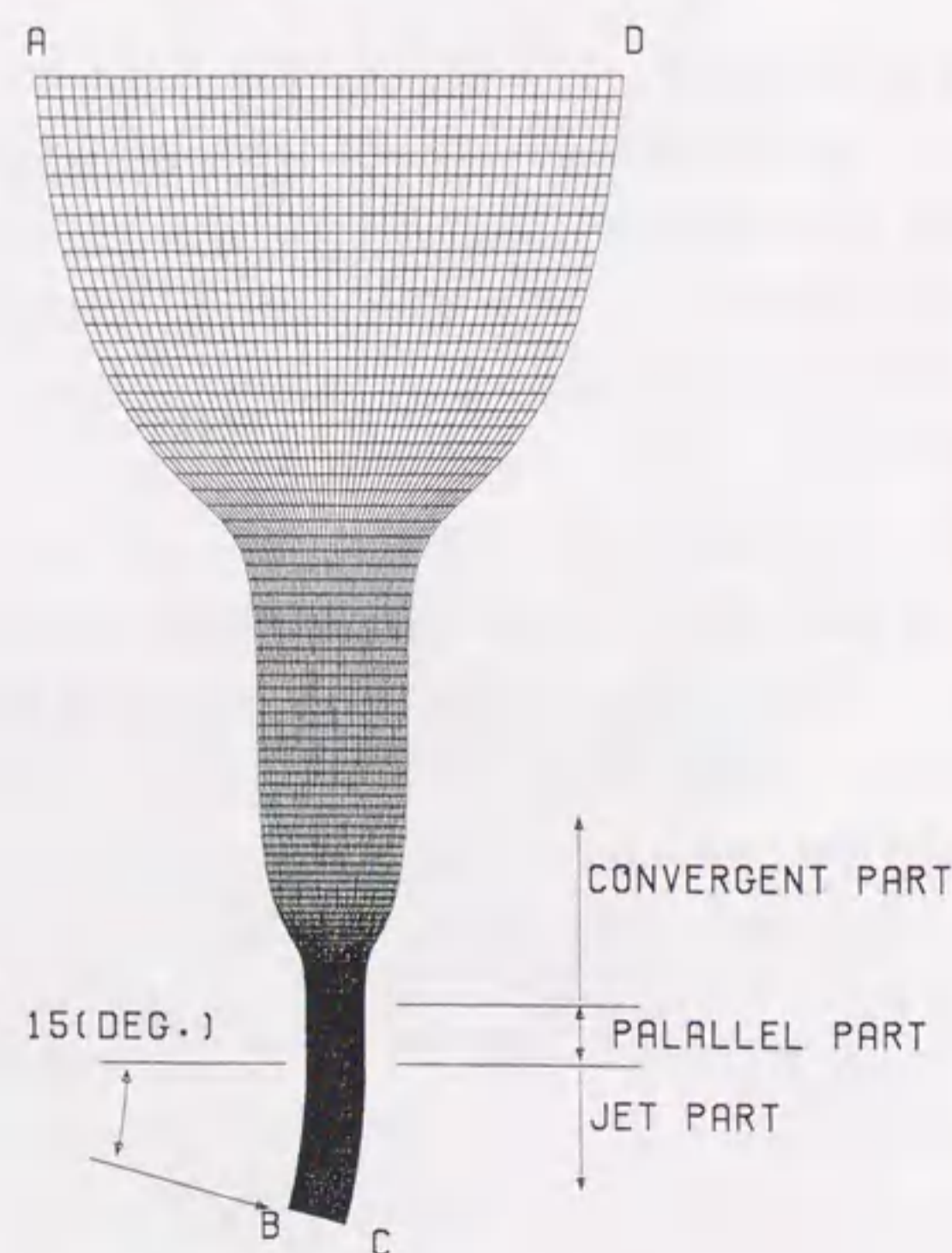


図 5.2 凹壁面噴流の計算格子

流出条件は次のように与えた。凹壁面に沿う噴流はバックウォールの曲率により遠心力が発生するため、噴流内部の断面内における速度分布は一様ではなく非対称の自由渦速度分布

$$u = \frac{C_1}{r} \quad (5.4)$$

$$C_1 = \frac{Q}{(\ln r_B - \ln r_F)}$$

に漸近すると予想される。ここで、 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ であり、 r_F は自由界面の曲率半径、 r_B は凹壁面の曲率半径である。また、自由渦速度分布(5.4)に変化する過程において、噴流厚さは一定ではなく、圧力勾配の影響を受けて流れ方向に変化する。そこで、流出境界条件、すなわち十分に噴流が発達した位置において噴流内部の速度分布が自由渦速度分布(5.4)となること、ならびに自由界面上における圧力が一定になることを条件として課することにより、局所の噴流厚さを反復計算によって求めた。すなわち、B-C面における流出条件は

$$\Psi(x, y) = \frac{C_1}{2} \ln(x^2 + y^2) \quad (\text{in B-C}) \quad (5.5)$$

により与える。ただし、 C_1 は(5.4)に示すように未知数 r_F の関数である。中村らの速度分布測定^[1]に基づき、ノズル出口より $\theta_F = 15^\circ$ 下流で、噴流速度分布が完全に自由渦速度分布に発達するとした。なお、境界条件(5.5)をノズル出口より $\theta_F = 60^\circ$ 下流の位置で与えた計算を行い、噴流の形状および速度分布が $\theta_F = 15^\circ$ の場合と変化しないことを確認している。

局所の噴流厚さ(すなわち極座標系における局所の r_F)を求める反復計算は、Cheng^[2]の方法に基づき、以下のように行った。まず、自由界面上ではベルヌイ(Bernoulli)式

$$\frac{1}{2} u(x, 0)^2 + gh(x, 0) = B = \text{const.} \quad (5.6)$$

が成立する。位置エネルギー $gh(x, 0)$ を無視し、かつ第0次近似として、ある断面内で流速が一様であるとすると、自由界面におけるベルヌイ定数 B は次式で与えられる。

$$B = \frac{u(x,0)^2}{2} = \frac{C_1^2}{2r_F^2} \quad (5.7)$$

r_F の微小変化 $r_F + \Delta r$ に対する、 B の変化 ΔB は、単位幅当たりの体積流量 Q を用いて次のように表わされる。

$$B + \Delta B = \frac{C_1^2}{2(r_F + \Delta r)^2} \quad (5.8)$$

$$C_1^2 = \frac{Q}{\ln\{r_B/(r_F + \Delta r)\}}$$

ここで、次の近似

$$\frac{1}{\ln\{r_B/(r_F + \Delta r)\}} \cong \frac{1}{\ln r_B - (\ln r_F + \Delta r/r_F)} \quad (5.9)$$

を用い、 Δr の 2 乗の項を無視すると、(5.8) は

$$\frac{Q^2}{2} \frac{1}{\{\ln(r_B/r_F)\}^2 [1 - 2\Delta r/r_F \ln(r_B/r_F)]} \frac{1}{r_F^2 (1 + 2\Delta r/r_F)} = B + \Delta B \quad (5.10)$$

となる。さらに次の近似

$$\frac{1}{1 - 2\Delta r/r_F \ln(r_B/r_F)} \cong 1 + 2\Delta r/r_F \ln(r_B/r_F) \quad (5.11)$$

$$\frac{1}{1 + 2\Delta r/r_F} \cong 1 - 2\frac{\Delta r}{r_F}$$

により、次式が導かれる。

$$\Delta r = \frac{r_F^3 \ln(r_B/r_F)^3}{Q^2 \{1 - \ln(r_B/r_F)\}} \Delta B \quad (5.12)$$

(5.12) から、局所の自由界面曲率を次のような手順で求めた。

- (i) 初期条件として自由界面を曲率一定 ($r_F = 226\text{mm}$) の曲線を与える。
- (ii) 流れ関数 ψ の収束解を計算し、(5.6) より自由界面上の各格子での B を計算する。
- (iii) ノズル出口の位置は修正しないため、ノズル出口における B_E^k (k は繰り返し回数) を自由界面上における k -回目目の B の正しい値と一時的

に定める。

- (iv) 式 (5.12) より i 番目の格子位置を修正する。ここで、 $\Delta B_i = B_E^k - B_i^k$ である。

- (v) ΔB が十分小さな値となったら、繰り返しを完了する。

以上の方法により、自由界面上での圧力差が 0.1% 以下になる収束解を求めた。上記の方法では、自由界面上の個々の点におけるベルヌイ定数が、その位置における噴流厚さのみに依存すると仮定することにより、修正量 Δr を (5.12) から求めている。これは、非圧縮流れにおいては、ある一点における流れの変化は流れ全体に影響を及ぼすため明らかに不正確であるが、修正量を微小とすることによって収束解を得ることができる。ニュートン・ラプソン法などを用いて流れ全体を一括して解くことももちろん可能であるが^{3,4)}、本研究ではより簡便な方法により解を得ることを目的として、上記手法を用いた。

流れ関数の微分からノズル壁面に沿う境界層外流速 U_0 および流れ方向の速度勾配を評価した。これらの値を圧力勾配下での境界層の発達に関する経験式に代入し、境界層の運動量厚さ δ_1 を計算した。なお、 U_0 の分布より加速パラメータ K について評価し、下流側縮流部での乱流境界層の再層流化も考慮している。境界層の発達に関する経験式は第 5.2.2 項で説明する。

5.2 実験および解析結果

5.2.1 噴流およびノズル内部の自由流れ

IFMIF をはじめとする液体金属ターゲットの設計において、ターゲット噴流内部の自由流れ速度分布を把握することは、ビームとターゲットの相互作用により生じた熱エネルギーの移流拡散を評価する上で重要である。また、縮流ノズル壁に沿う壁面境界層の発達にノズル内部の自由流れ速度の変化(すなわち圧力勾配)が大きく影響するため、噴流自由界面波への影響が大きいノズル出口境界層の厚さを評価するためには、ノズル内の自由流れ速度分布を把握することが必要となる。本節では、噴流および縮流ノズル内の自由流れ速度分布の測定結果とポテンシャル流解析の結果を比較することにより、モデルの妥当性を確認するとともに、凹壁面に沿う噴流内自由流れの性状について述べる。

図 5.3 に $U_m = 9.5 \text{ m/s}$ におけるノズル内部 ($x = -33.0, -21.0, -9.0, -6.0, -3.0, 0.0 \text{ mm}$) および噴流内部 ($x = 1.2, 3.3 \text{ mm}$) の流れ方向速度分布の測定結果を示す。ノズル壁面ないし自由界面からの距離は局所流路深さ D_l で規格化した。 $y/D_l = 0$ が自由界面側のノズル壁ないし自由界面であり、 $y/D_l = 1$ がバックウォール側のノズル壁に対応する。なお、噴流部における局所流路厚さ D_l としては、第 5.1 節で数値計算により求めた噴流厚さを用いた。また、流速は流路断面積より求めた局所の平均流速 u_m で規格化している。

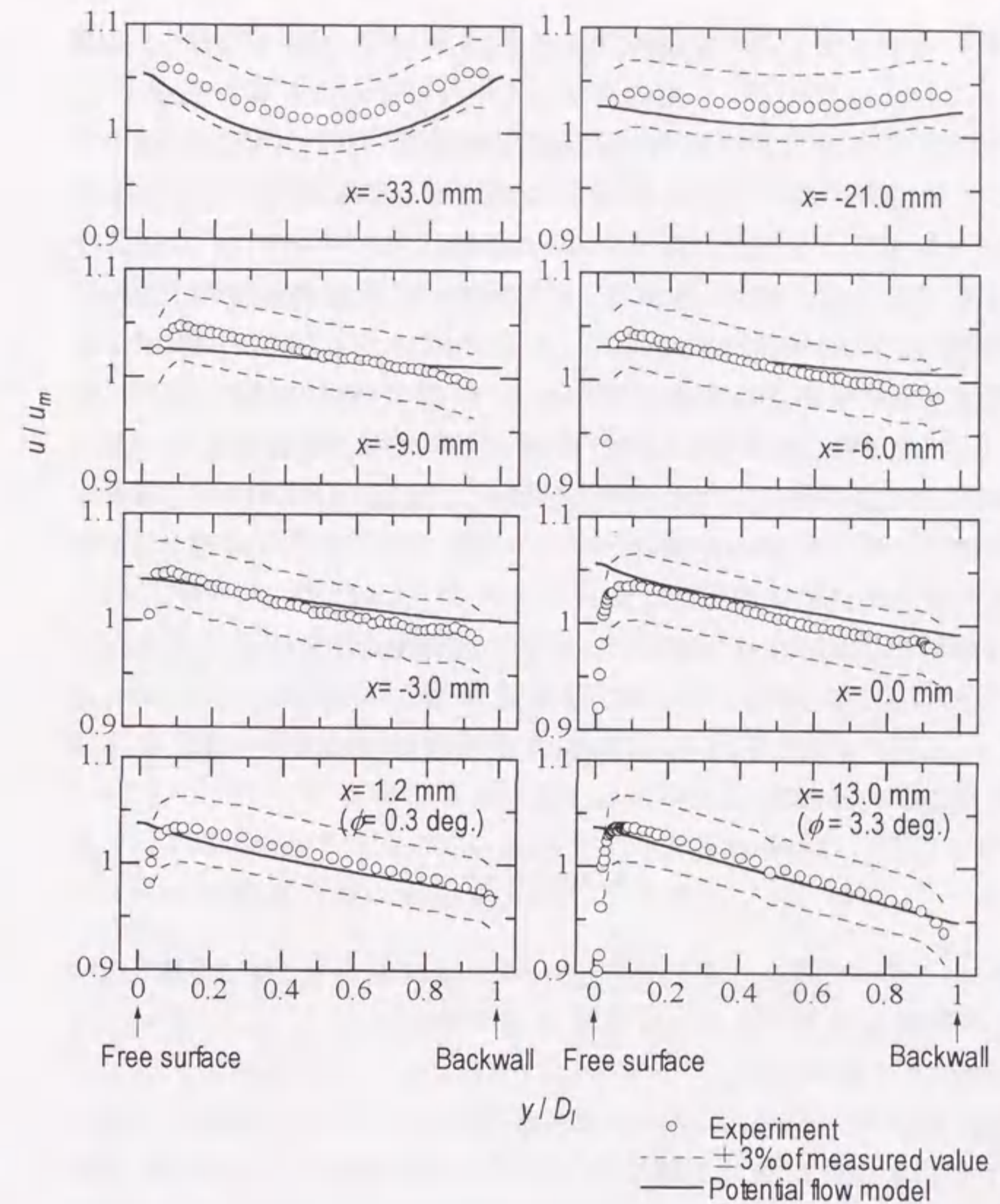


図 5.3 流路断面内速度分布の流れ方向変化

凹壁面に沿った噴流では、バックウォールに沿って流れが湾曲するため、遠心力により壁面側の圧力が高くなる。圧力勾配により、速度分布は(5.4)で示される自由渦分布に漸近するが、図 5.3 に示されるように速度分布の対称性はノズル内の $x \leq -9.0 \text{ mm}$ より失われ始めており、

流路に曲率が生ずる位置 ($x=0.0\text{mm}$) よりも上流である。すなわち、凹壁面上での圧力勾配が、上流の縮流ノズル内の流れに影響を及ぼすことがわかる。これは、Li 噴流内部の熱流動解析において、噴出位置における流速の境界条件にバックウォール曲率の影響を考慮する必要があることを示している。また、縮流ノズルの設計においては、ノズル壁面上の正の圧力勾配(すなわち減速)による壁面境界層の剥離を防止することが重要であるが、実験結果は、ノズル出口よりも上流のバックウォール側ノズル内壁面から減速領域が生じ、剥離に対する裕度が低下することを示している。境界層の剥離は、境界層の性状(層流または乱流)、境界層厚さ、圧力勾配の大きさやその生じる距離に依存する。このため、本体系における剥離の判定については、第 5.2.2 項で境界層厚さの評価を行った後に述べることにする。

測定値と比較して 2 次元ポテンシャル流解析による結果を実線で示す。ポテンシャル流モデルでは、壁面境界層を考慮しないため平均流速 u_m にずれが生じる。これを考慮して計算結果の規格化には、次式で与えられる u_m を用いた。

$$u_m = \frac{Q}{D_1 + 2\delta_2} \quad (5.13)$$

排除厚さ δ_2 は、経験式より評価したノズル壁面境界層(後述、第 5.2.2 節)の局所運動量厚さ δ_1 に層流境界層の形状係数 H ($\equiv \delta_2 / \delta_1 = 2.6$) を掛けることにより求めた。

解析結果は、縮流ノズルの平行流路部 ($x=-9.0 \sim -6.0\text{mm}$) において若干の相違があるものの、測定結果とよく一致している。すなわち、凹壁面上に発生した圧力勾配による自由流れの変化は、縮流ノズル内の変化も含めて、ポテンシャル流理論によって予測が可能であり、粘性による効果は小さいことが示された。

5.2.2 縮流ノズル壁に沿う境界層の発達

第 4 章において、高速液体噴流のノズル出口近傍に生ずる自由界面波は、自由界面下せん断層の不安定性に起因することが明らかにされた。また、この場合のせん断層内の攪乱の成長は、せん断層の速度分布およびせん断層厚さに依存する。これより、噴流自由界面に生ずる波を予測するためには、ノズル出口における壁面境界層厚さを把握することが不可欠である。本節では、縮流ノズル内の境界層厚さを層流ないし乱流境界層の成長に関する経験的相関式により評価する。

縮流ノズル内には、流れの加速により強い負の圧力勾配が発生しており、境界層厚さの発達を評価において、圧力勾配の影響を無視することはできない。島^[5]は、圧力勾配を考慮した経験式を用いて縮流ノズル内の境界層の発達を評価し、実験との比較からその妥当性を確認している。本研究では、島の方法^[5]に基づき、ノズル壁に沿う境界層の運動量厚さ δ_1 を予測した。以下にその方法について述べる。

はじめに、壁面境界層は縮流ノズル上流の多孔板¹から発生したと仮定する。多孔板から縮流ノズル入口までの境界層厚さは、圧力勾配のない平板層流境界層の発達式^[6]により求めた。

$$\delta_1 = 0.664 \sqrt{\frac{\nu S}{U_0}} \quad (5.14)$$

ここで、 S は流路壁面に沿う長さである。また、 U_0 は境界層外の自由流れ速度であり、ポテンシャル流解析により計算した壁面速度を代入している。縮流ノズル内の壁面に沿う層流境界層の発達は、圧力勾配下の評価式である Walz の式^[7]に基づいて計算した。

$$\frac{\delta_1^2}{\nu} = \frac{0.470}{U_0^6} \int_{S_1}^S U_0^5 dS + \delta_{11} \quad (5.15)$$

ここで、 S_1 は縮流ノズル入口位置を示し、 δ_{11} は(5.14)から求めた S_1 に

¹ 水平噴流試験装置ではノズル入口より 200mm 上流、IFMIF ターゲットを模擬した凹壁面噴流試験装置ではノズル入口より 120mm 上流である。

おける運動量厚さである。境界層厚さは壁面に沿って成長し、やがて乱流境界層に遷移する。乱流境界層への遷移は次式により判別した^[8]。

$$\text{Re}_{\delta} = \frac{U_0 \delta_1}{\nu} > 400 \quad (5.16)$$

乱流遷移後の境界層の発達、Buriの運動量方程式の積分法^[9]により、次式を用いて評価した。

$$\begin{aligned} \delta_1 \left(\frac{U_0 \delta_1}{\nu} \right)^{1/n} &= U_0^{-b} \left(c + a \int_{S_2}^S U_0^b dS \right) \\ c &= \left[U_{S_2}^b \delta_{12} \left(\frac{U_{S_2} \delta_{12}}{\nu} \right)^{1/n} \right] \end{aligned} \quad (5.17)$$

ここで、 $n = 4$ 、 $a = 0.0158$ 、 $b = 4.0$ である。 S_2 は層流から乱流へ遷移する位置を表わし、 U_{S_2} 、 δ_{12} は、それぞれ S_2 における自由流れの速度および運動量厚さである。

急激な縮流下におかれた乱流境界層は、強い負の圧力勾配の影響を受けて乱れが減少し、層流境界層へ逆遷移することが知られている。この現象は境界層の再層流化と呼ばれる^[10]。第3.4節に示した水平噴流実験の境界層の測定では、噴流速度が9m/sの条件まで、ノズル出口境界層は層流であった。しかし、実験に用いた縮流ノズルは、境界層が(5.16)の条件で乱流境界層へ遷移するのに十分な長さを備えており、再層流化を考慮せずには9m/sもの高流速においてノズル出口境界層が層流であることを説明できない。すなわち、水平噴流実験の縮流部では、少なくとも9m/sの流速条件までは、境界層の再層流化が発生したと推測される。これは、相似な形状の縮流ノズルを持つ凹壁面噴流においても、再層流化が発生する可能性を示している。そこで、縮流ノズル壁面に沿う境界層の発達を評価するにあたり、下流側縮流部における乱流境界層の再層流化を考慮することとした。再層流化の発生条件は、Morrettiら^[11]の加速パラメータ K を用いて次式で与えられる。

$$K = \frac{\nu}{U_0^2} \frac{dU_0}{dx} > 3.5 \times 10^{-6} \quad (5.18)$$

Patelら^[12]は圧力勾配と摩擦速度に対する発生条件を、また、Narayanan^[13]は運動量厚さを代表長さとするレイノルズ数に関する発生条件をそれぞれ提唱しているが、速度勾配が流れ方向に変化する場合に対する系統的な発生条件は明らかにされていない。このため解析では、 K の値が(5.18)を満たした場合に再層流化が発生したと判断し、下流側縮流部の境界層厚さが最も薄くなった位置において、直ちに乱流境界層が層流境界層へ遷移すると仮定した。その場合、縮流部からノズル出口までの運動量厚さは(5.15)により計算される。

実際の流れでは、乱流境界層が瞬時に層流境界層へ変化するわけではなく、完全に層流的な性質を持つまでにある程度の距離が必要とされる。しかし、再層流化が完了するまでの距離について、まだ系統的な知見が得られていないため、本研究では、境界層厚さが最も薄くなった位置において再層流化が発生すると仮定した。これはOkamotoら^[14,15]の報告に基づくものである。また、上流側の縮流部の再層流化については、評価を行わなかった。この理由は、前述したように再層流化が完了するまでの距離および、一旦、再層流化した境界層が再び乱流境界層に遷移する条件が明らかでないためである。しかし、境界層厚さは下流側の縮流部において非常に薄くなるため、それより上流側の境界層の評価がノズル出口の厚さの評価に及ぼす影響は小さい。なお、ノズル出口の境界層厚さは、縮流ノズル入口の初期境界層厚さにほとんど依存せず、入口での運動量厚さが0~1mmまで変化しても、ノズル出口の運動量厚さの変化は3%以下であった。

以上の方法で評価したノズル壁に沿う境界層の運動量厚さの例を図5.4に示す。縮流部では負の圧力勾配によって運動量厚さは薄くなり、縮流部以外の比較的圧力勾配の小さい領域では、境界層は徐々に成長して厚くなる。縮流ノズル入口から成長した層流境界層は、 $x = -368\text{mm}$ (Li, $U_m = 15.0\text{m/s}$) および $x = -232\text{mm}$ (水, $U_m = 5.0\text{m/s}$) において、臨界レイノルズ数に到達して乱流境界層に遷移する。乱流への遷移位置は、噴流速度の増加に伴い上流側へ移動する。層流境界層から乱流境界層に遷移した後、下流側縮流部の再層流化を考慮せずに評価した結果を実線で示す。また、下流側縮流部において再層流

化が発生したと仮定して、評価した結果を一点鎖線で示す。層流境界層は乱流境界層に比べて距離に対する境界層厚さの増加が少ないため、再層流化の発生を仮定した場合にはノズル出口の境界層厚さは薄くなる。なお、比較のために、乱流境界層への遷移を考慮せず、層流境界層のみを仮定して計算した結果を破線で示す。圧力勾配が境界層厚さに及ぼす影響は、層流境界層の方が乱流に比べて小さくなる。このため、乱流遷移を考慮しない場合には、縮流部での厚さの減少が小さくなり、ノズル出口における境界層厚さは約 7 倍になる。

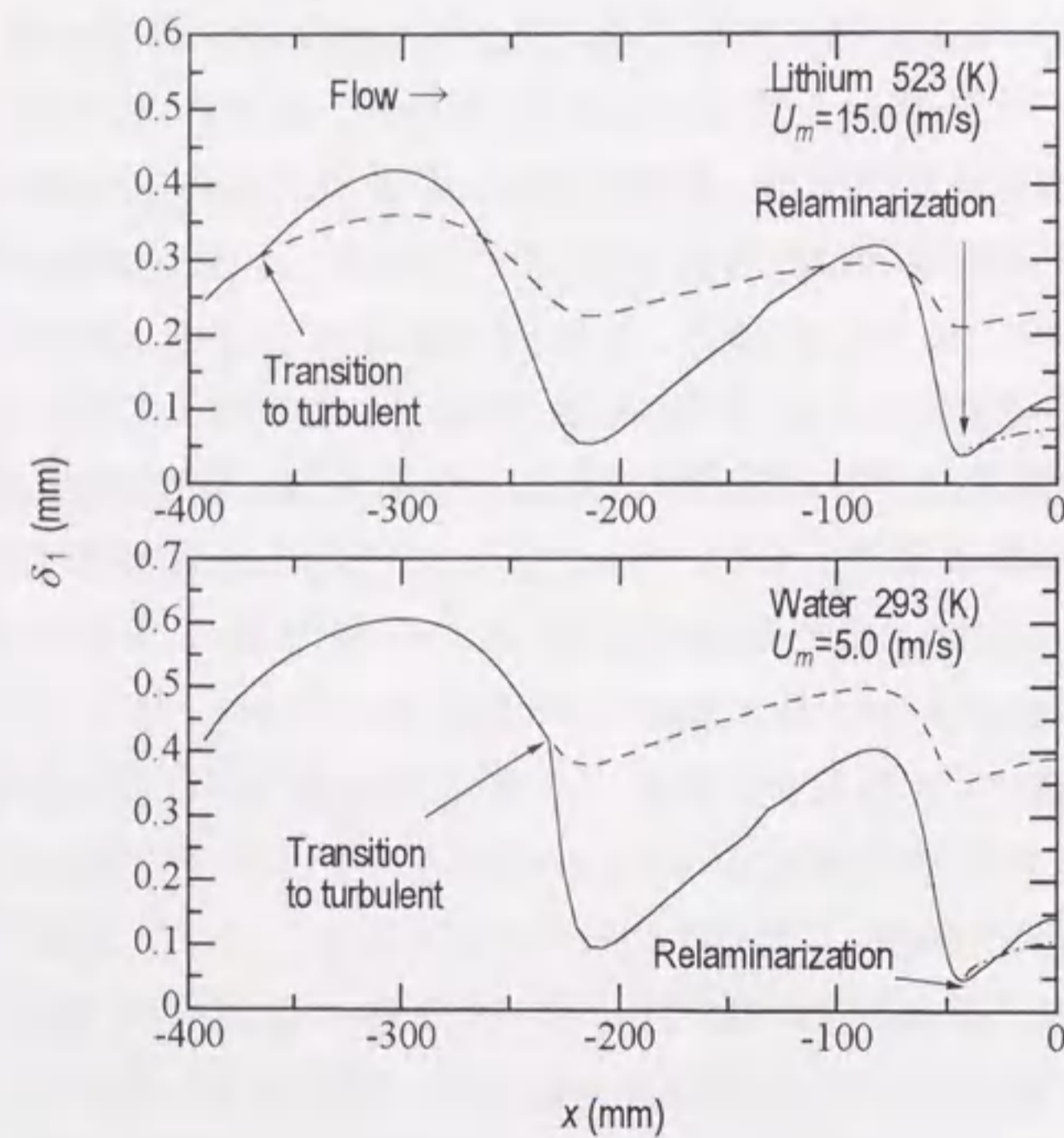


図 5.4 ノズル壁面に沿う境界層の発達

ノズル出口平均流速 U_m の変化に対する、ノズル出口境界層厚さを図 5.5 に示す。図 5.5 の上図は水平噴流実験に対する予測結果を、実測した境界層速度分布から求めた運動量厚さと比較して示したものである。

再層流化を仮定した場合の評価が測定結果を最もよく再現しており、測定結果の 30% 以内で一致している。下図は凹壁面に沿う Li 噴流に対して予測した結果である。水平噴流実験に比べ、ノズル長が長いので、ノズル出口境界層厚さはやや大きくなる。また、第 5.2.1 項で述べたように、凹壁面による圧力勾配がノズル内部の自由流れ速度に影響を及ぼすため、自由界面側と凹壁面側とではノズル出口境界層の厚さに差が生じている。凹壁面側はノズル出口付近での正の圧力勾配により、境界層厚さが若干厚くなるが、自由界面側との差は最大で 26% であった。

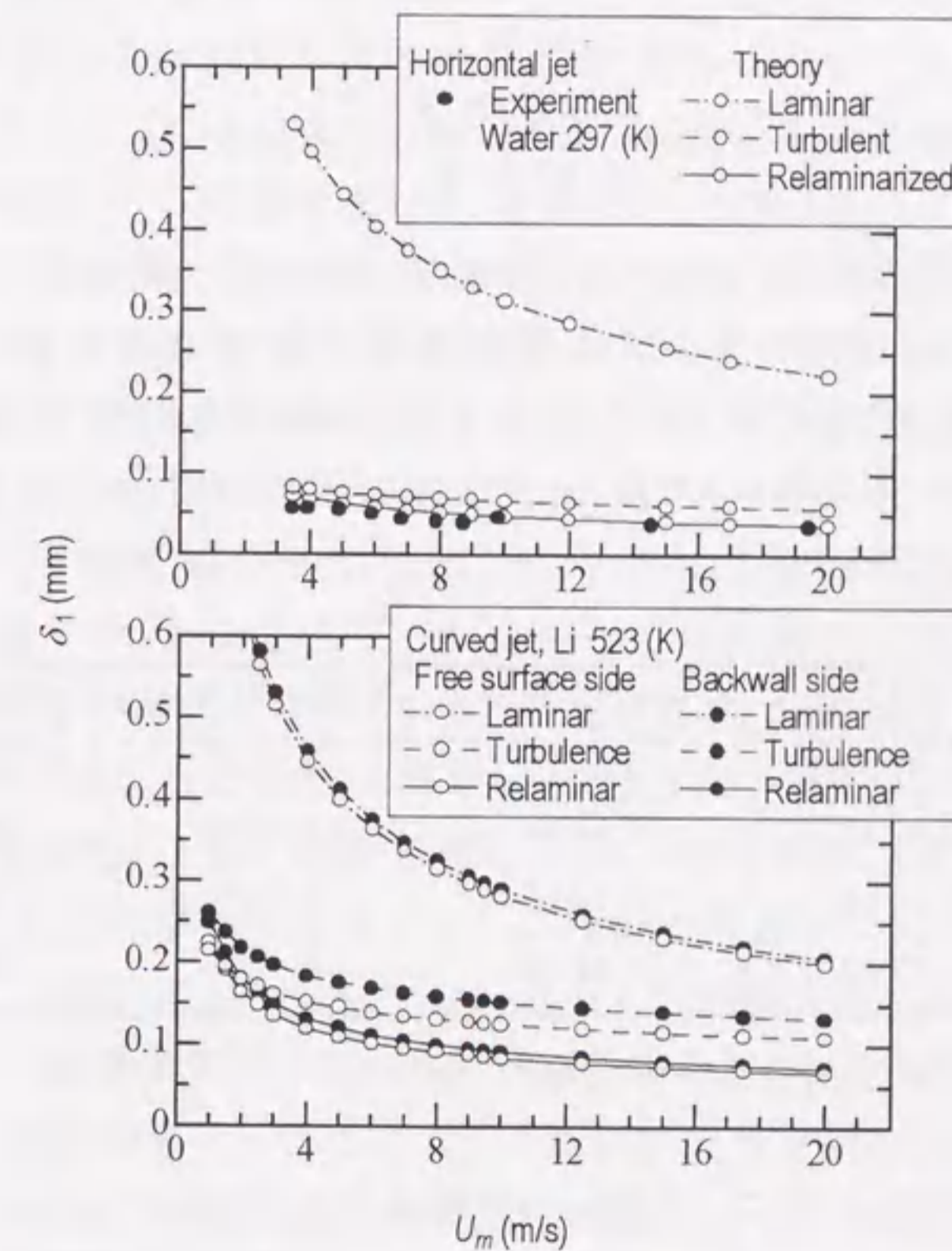


図 5.5 ノズル出口境界層厚さの流速依存性

凹壁面側に生じる正の圧力勾配は、境界層の肥厚を促し、剥離に対する裕度を減少させる。二次元層流境界層の近似計算法による剥離条件は、(5.15)のWalzの方法では

$$\varepsilon \equiv \frac{0.470}{U_0^6} \frac{dU_0}{dS} \int_0^S U^5 dS = \frac{\delta_1^2}{\nu} \frac{dU_0}{dS} \leq -0.1567 \quad (5.19)$$

と表される¹⁶⁾。仮に再層流化が生じない場合、ノズル出口付近の境界層は乱流となる。乱流境界層の場合には、一般に、乱流混合によって物体表面近くの流体の速度が大きくなるため、剥離は生じにくくなる。乱流境界層が剥離する条件は、Buriの形状係数 Γ により次式で表わされる¹⁷⁾。

$$\Gamma \equiv \frac{\delta_1}{U_0} \frac{dU_0}{dS} \left(\frac{U_0 \delta_1}{\nu} \right)^{1/4} \leq -0.06 \quad (5.20)$$

凹壁面側の正の圧力勾配が生じる領域において、層流境界層(再層流化を考慮した場合)および乱流境界層の場合に対して、それぞれ(5.19)および(5.20)を評価した。 ε および Γ の値は、縮流ノズルと凹壁面の接合位置(ノズル出口)で最小となる。ノズル出口におけるこれらの極小値を表5.1に示す。

U_m m/s	ε (Li, 523K)	ε (Water, 293K)	Γ (Li, 523K)	Γ (Water, 293K)
5	-0.2762	-0.2916	-0.0039	-0.0040
10	-0.3225	-0.3405	-0.0039	-0.0039
15	-0.3615	-0.3816	-0.0039	-0.0039
20	-0.3940	-0.4159	-0.0039	-0.0039

表 5.1 ノズル出口における ε および Γ の極小値

乱流境界層の場合には、(5.20)の剥離条件を下回っており、剥離は生じないと予想される。しかし、再層流化が生じて層流境界層となった場合には、(5.19)の条件を満たしており、剥離の可能性が生じている。また、噴流速度の増加に対し、 ε の極小値は減少している。凹壁面噴流実験では、詳細な境界層の測定が困難であったため、実験的に境界層

の剥離を確認することはできなかったが、凹壁面により生じる正の圧力勾配が、境界層厚さおよび剥離に影響を及ぼすことが示された。

図5.6に下流側縮流部の加速パラメータの極大値 K_{max} を示す。図5.6の上図は水平噴流、下図は凹壁面噴流に対する結果である。凹壁面噴流の加速パラメータの極大値は $U_m < 20\text{m/s}$ において不等式(5.18)を満たしており、再層流化の可能性を示している。しかし、再層流化が完了するためには、再層流化条件(5.18)を満足するような圧力勾配がある程度の距離を持続される必要があり、たとえ(5.18)を満たす圧力勾配が局所的に発生しても、ノズル出口の境界層が直ちに層流境界層になるわけではない。現状では、縮流ノズルのような流れ方向に圧力勾配が大きく変化する場合に対する再層流化条件については明確な判断基準が確立されていないため、ノズル出口における境界層の性状については、速度分布の計測に頼らざるを得ない。なお、第3.4.1項で述べたように、ノズル出口の境界層と自由界面の性状には明確な関連があり、ノズル出口境界層が層流の場合には、ノズル出口直下流に平滑領域および2次元波領域が観察されることが示されている。高速度ビデオによる凹壁面噴流の自由界面の観察では、 $U_m = 8\text{m/s}$ まで水平噴流実験と同様の平滑領域が生じ、これより、作動流体に水を用いた場合の凹壁面噴流では、少なくとも $U_m = 8\text{m/s}$ までは再層流化が発生し、ノズル出口境界層が層流になっていると推測される。また、水とLiの動粘性係数はほぼ同じであるため、両者の加速パラメータおよび運動量厚さにほとんど差はない。(Li噴流の場合には、ノズル出口境界層厚さが約2%増加し、 K_{max} は約6%増加する。)これより、同形状の縮流ノズルを用いた場合、Li噴流においても約 $U_m = 8\text{m/s}$ まで再層流化の生ずる可能性がある。なお、ノズル出口境界層の測定ないし自由界面性状の観察から、水平噴流実験においては $U_m > 9\text{m/s}$ で、また凹壁面噴流においては $U_m > 8\text{m/s}$ で再層流化が生じないと仮定すると、加速パラメータ K による再層流化条件は、それぞれ 1.8×10^{-5} 、 9.1×10^{-6} となる。図5.6にこれらの値を一点鎖線で示す。これらの値は、縮流部の長さ、ならびに縮流部からノズル出口までの長さに依存するが、Morettiらの条件(3.5×10^{-6})よりも大きくなった。

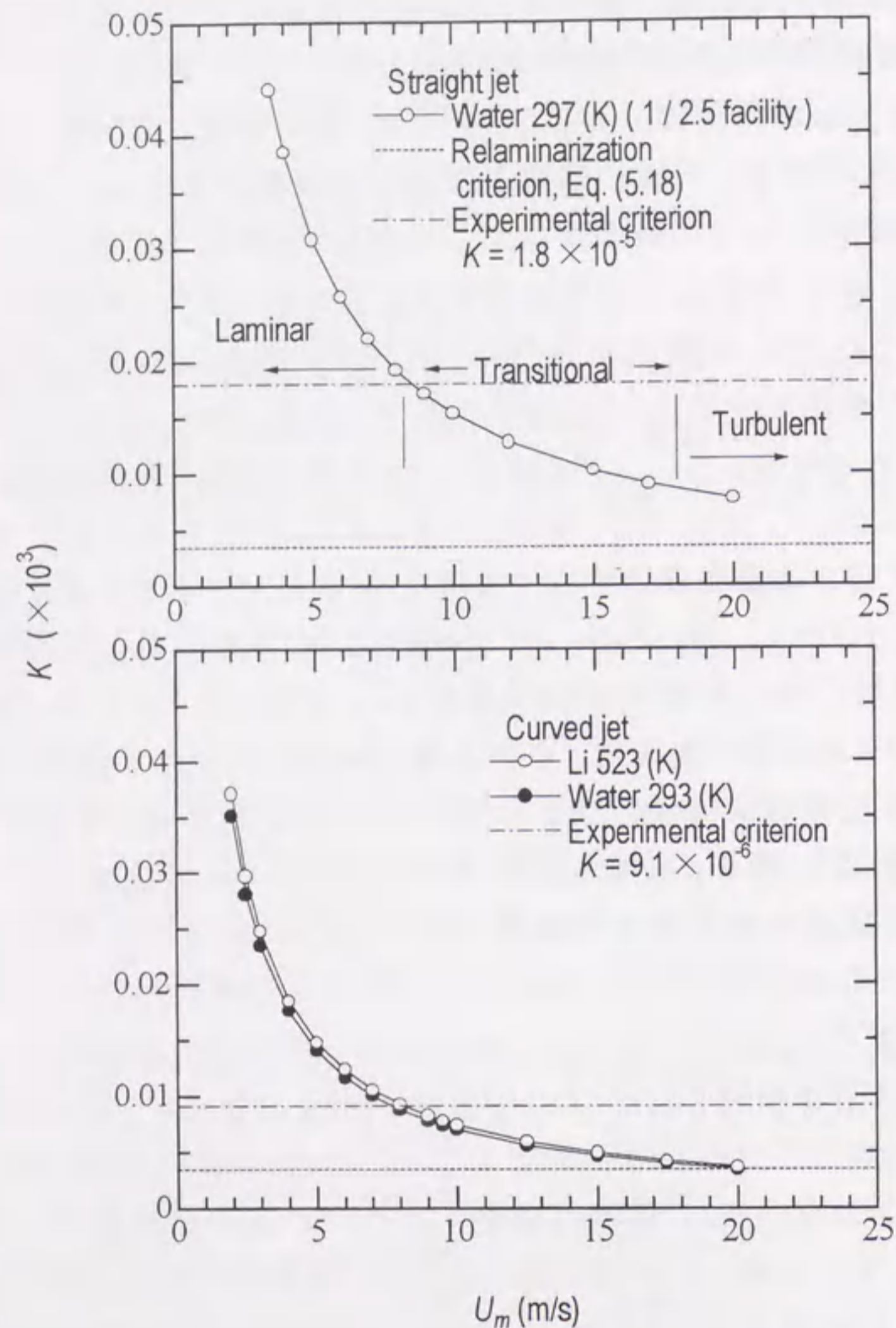


図 5.6 加速パラメータの極大値

5.2.3 噴流厚さの流れ方向への変化

第 5.1.2 項に述べた反復法により局所の自由界面曲率を評価し、噴流厚さを求めた結果を図 5.7 に示す。凹壁面上の境界層の成長を考慮して、乱流および層流の場合の境界層排除厚さの増分を加えた結果を比較して示す。ノズル出口における層流および乱流境界層厚さには第 5.2.2 項の結果を用いた。バックウォール上の境界層の排除厚さの増加は以下の方法で評価した。層流境界層の場合、境界層の発達に関する経験式 (5.15) より運動量厚さを評価し、平板層流における形状係数 $H = 2.6$ を乗じて排除厚さを計算した。また、乱流境界層の場合は、(5.17) より運動量厚さを評価した後、次式で与えられる Ludwig & Tillman の局所摩擦則^[18]より形状定数 H を乗じて、排除厚さを求めた。

$$\frac{\tau_0}{\rho U_0} = 0.123 \times 10^{-0.678H} \left(\frac{U_0 \delta_1}{\nu} \right)^{-0.268} \quad (5.21)$$

かつ

$$\frac{\tau_0}{\rho U_0} = a \left(\frac{U_0 \delta_1}{\nu} \right)^{-1/n} \quad (5.22)$$

ここで、 a および n は (5.17) と同じ定数である。

噴流厚さは噴出後単調に増加し、 $x = 40\text{mm}$ ($\theta_F = 10^\circ$) においてほぼ一定値に漸近する。この結果は井田^[19]による FLOW-3D コード^[20]を用いた評価とほぼ一致している。また、中村ら^[1]は、同試験装置の噴流厚さを超音波探傷器を用いて行っており、その測定値を比較して示す。計算結果は、噴流速度の増加に対して噴流厚さが増加し、測定結果と定性的に一致している。定量的には、上流側において測定値を過小評価しているが、ここに示す計測値は自由界面波の影響を受けているため誤差が大きく、絶対値はあまり意味を持たないと考えられる。

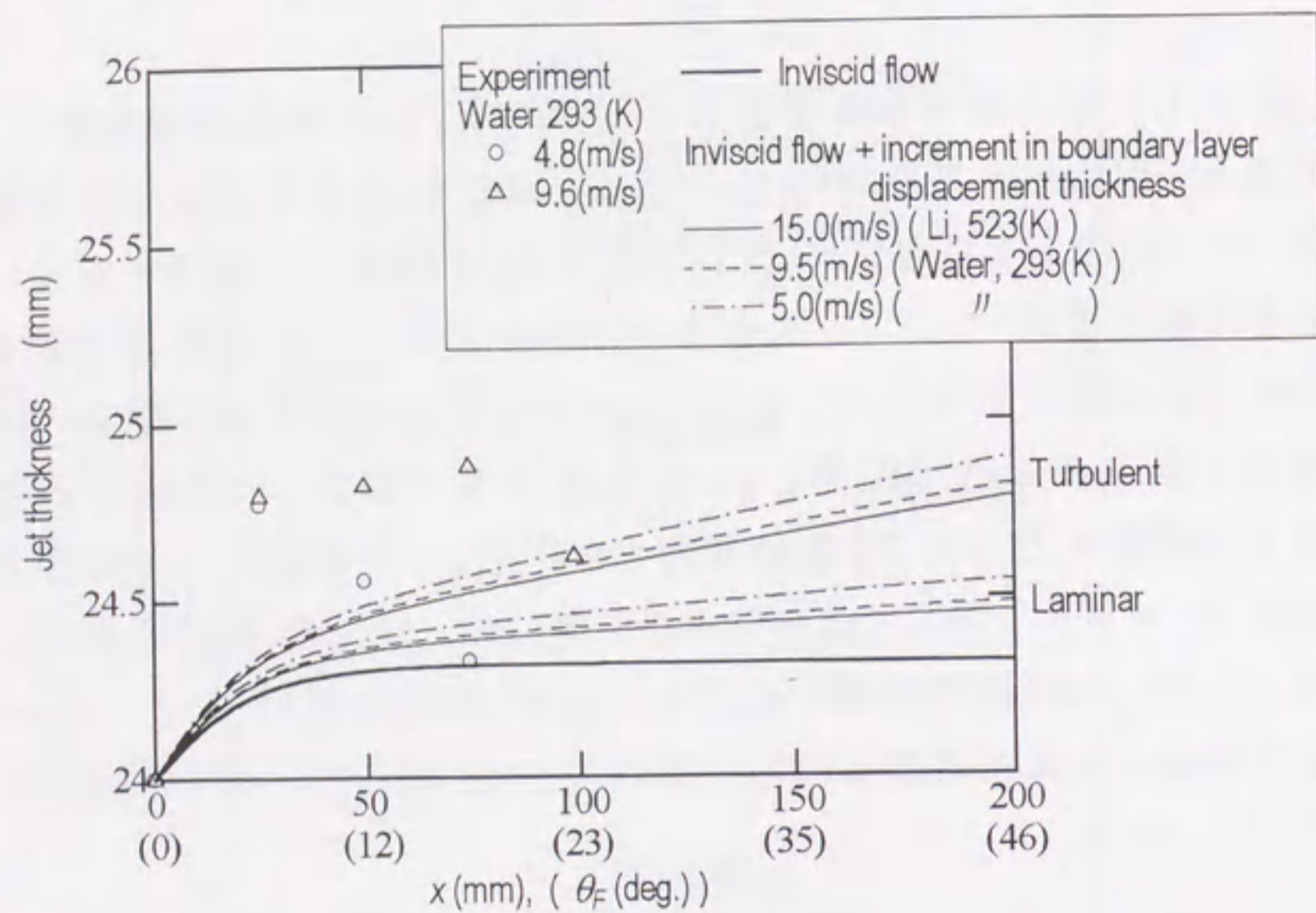


図 5.7 噴流厚さの流れ方向変化

図 5.7 の自由界面形状 $y = D(x_s)$ から、局所の自由界面曲率半径

$$r_F = \frac{D_{x_s x_s}}{(1 + D_{x_s}^2)^{3/2}} \quad (5.23)$$

を評価した結果を図 5.8 に示す。ここで、 x_s は自由界面に沿う距離である。曲率半径 r_F はノズル出口において無限大で、ノズル出口からの距離の増加に伴って一定値 ($r_F = 226\text{mm}$) に漸近する。すなわち、曲率半径 $r_B = 250\text{mm}$ を持つバックウォールがノズル出口に接続されていても、自由界面曲率は噴出後、直ちに一定の自由界面の曲率半径 r_F になるわけではない。第 2.4.1 項では、自由界面の曲率がせん断層内の攪乱の増幅に影響を及ぼし、曲率が大きくなるほどその影響が大きくなることを述べた。しかし、図 5.8 の結果は平行ノズル出口近傍の数 mm では自由界面の曲率は小さく、この領域では攪乱の増幅すなわち自由界面波に与える影響が小さいことを示している。

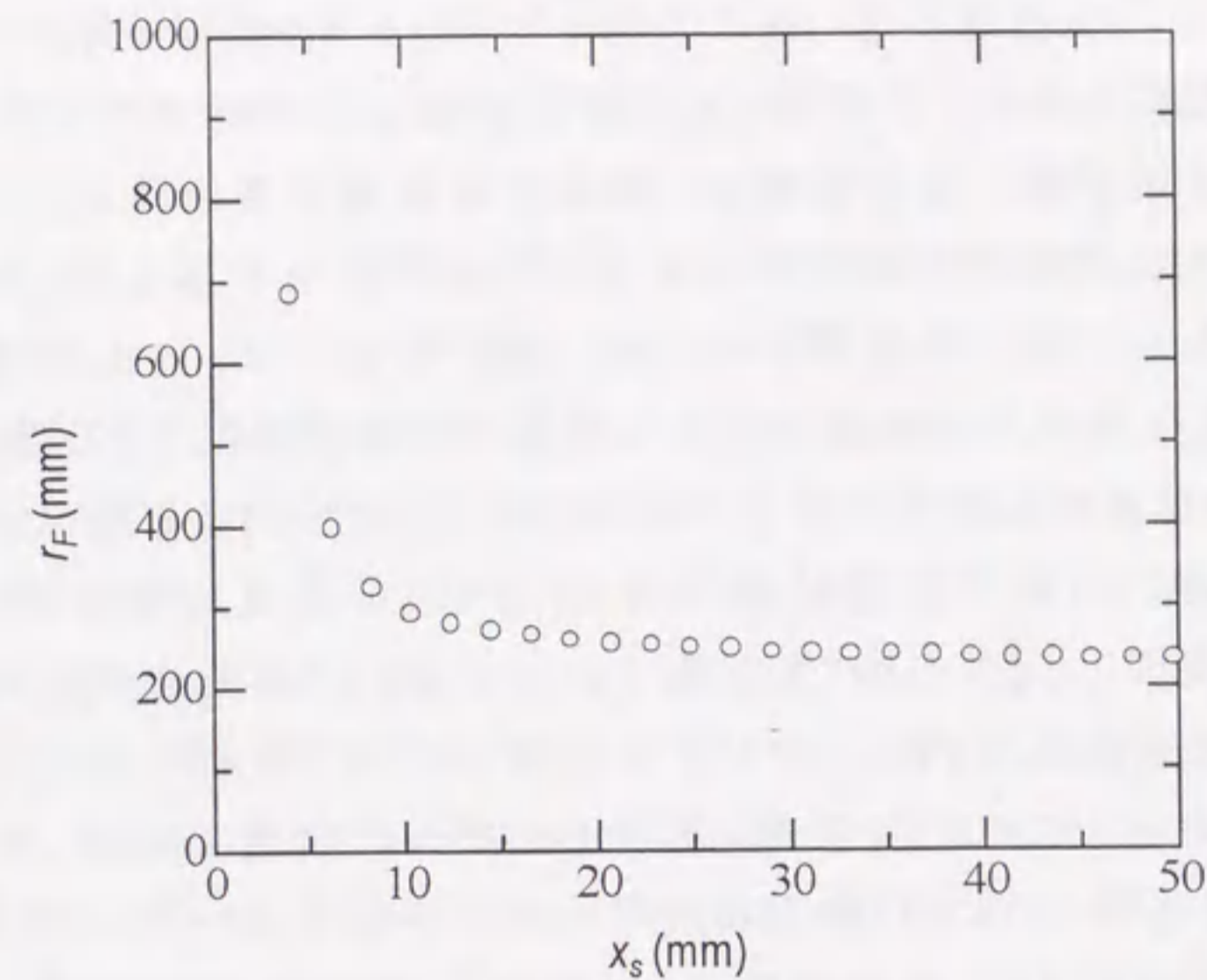


図 5.8 ノズル出口直下流の自由界面曲率

5.3 凹壁面に沿う噴流の自由界面波

本研究の目的は、凹壁面に沿う液体噴流自由界面に生ずる波を、Li流を含めて予測することである。高速液体噴流の自由界面には、自由界面下せん断層の不安定性に起因する波が初生するが、第2.4節に述べたように、せん断層厚さが十分に薄い場合には、自由界面の曲率による求心加速度が攪乱の増幅に及ぼす影響は無視できるほど小さい。また、噴流速度が十分に大きい場合には、表面張力の影響も小さくなり、せん断層内の速度分布およびせん断層厚さが攪乱の増幅に対して支配的な要因となる。本節では、第2.2節で述べた線形速度分布を仮定した線形攪乱方程式(2.34)により、凹壁面に沿う噴流の自由界面波の卓越波数 α^* ($=2\pi/\lambda^*$)を予測し、IFMIFターゲット流を模擬した凹壁面に沿う水噴流、およびHassberger^[21]によるFMITターゲット流を模擬した凹壁面に沿うLi噴流実験との比較から、高速液体金属ターゲット流に生ずる自由界面波を線形安定性理論により予測可能であることを示す。

凹壁面による求心加速度ならびに重力の影響を無視できる(すなわち c_0 が(2.38)で与えられる)場合、自由界面波の分散関係は $\text{func.}(\hat{c}/\hat{u}(x,0), \alpha, We_\Delta)=0$ となる。この時、波数 α^* 、 α_{crit} 、位相速度 $\hat{c}/\hat{u}(x,0)$ および増幅率 $\sigma^*\Delta$ は、すべて We_Δ のみの関数で表わされる。一方、自由界面が曲率を持つ場合には、攪乱方程式の解は求心加速度 $G = u(x,0)^2/r_F$ および重力加速度の影響を受け、増幅される攪乱の波数、位相速度および増幅率は変化する。自由界面曲率を一定とすれば、求心加速度の大きさは自由界面速度の2乗に比例し、ノズル出口において零であり、下流に向かうにつれて増加する。このため、自由界面の曲率が攪乱方程式の解に及ぼす影響を議論するためには、流れ方向に位置を変えて解を評価する必要がある。ここでは、曲率半径の小さいFMIT実験装置($r_B=100\text{mm}$, 噴流厚さ 19mm)における自由界面曲率を $r_F=81\text{mm}$ と仮定し、自由界面の速度 $u(x,0)$ が U_0 の0, 0.2, 0.5, 0.7倍(すなわち、 $w_c=1, 0.8, 0.5, 0.3$)の場合について攪乱方程式(2.34)の解を評価した。第5.2.3節では、ノズル出口付近から下流に向けて、

自由界面の曲率が無限大から一定値に徐々に漸近することを述べたが、ここでは解の挙動をわかりやすく示すため、自由界面の曲率半径は一定とした。ノズル出口における境界層厚さは $\delta_l = 0.03\text{mm}$ (推定値)とし、局所の (Ω, Δ) を第3.4.4項と同様に剥離境界層の速度分布の勾配から評価した。図5.9に重力および求心加速度の影響を無視した場合(すなわち $r_F = \infty$ の水平噴流に相当する)、および重力と求心加速度を考慮した場合の最不安定波数 α^* および中立安定波数 α_{crit} の We_Δ 依存性を示す。なお、この例では重力加速度の影響が最大となるように、自由界面に対して鉛直方向に重力が働くと仮定した。(2.34)において $\theta = (\hat{c} - \Omega\Delta)/c_0 = (c - u(x,0))/c_0$ に $u(x,0)$ が含まれるため、 c_0 に重力および求心加速度の項が含まれない場合においても、解は $u(x,0)$ に依存して変化する。さらに、重力および求心加速度を考慮することにより、特に低ウェーバ数($We_\Delta < 4$)の条件において不安定波の波数は影響を受ける。しかし、最不安定 α^* に対する重力および求心加速度の及ぼす影響は、 α^* よりも小さい領域の α_{crit} (すなわち λ_{max})への影響に比べて小さい。これは、Caponiらによる低流速の時間増幅率に関する解の挙動に一致している。また、流れ方向には、 $u(x,0)$ の増加に伴い求心加速度の影響は増加するものの、 We_Δ が大きい条件では求心加速度を無視した解析結果とあまり変化はなく、 $u(x,0) = 0.7U_0$ においても差は1.6%程度である($We_\Delta > 5$ において)。これは、せん断層厚さ Δ が曲率 r_F に比べて十分に小さく、無次元曲率($r_F/\Delta \sim 1000$)が遠心力の影響が小さくなる条件 $r_F/\Delta \geq 11$ よりも大きくなるためである。IFMIFターゲットでは、自由界面の曲率は $r_F = 226\text{mm}$ 程度とさらに大きくなる。この場合、FMITに比べて求心加速度の影響は小さくなり、下流における最不安定波数は求心加速度を無視した場合の予測結果に近づく。なお、 U_0 一定のもとで下流に位置を移動した場合、せん断層厚さ Δ は増加するものの、 $\hat{u}(x,0)$ の減少により We_Δ は減少する。図中に U_0 一定($U_0 = 5, 10, 15, 20\text{m/s}$)における We_Δ 数を示す。

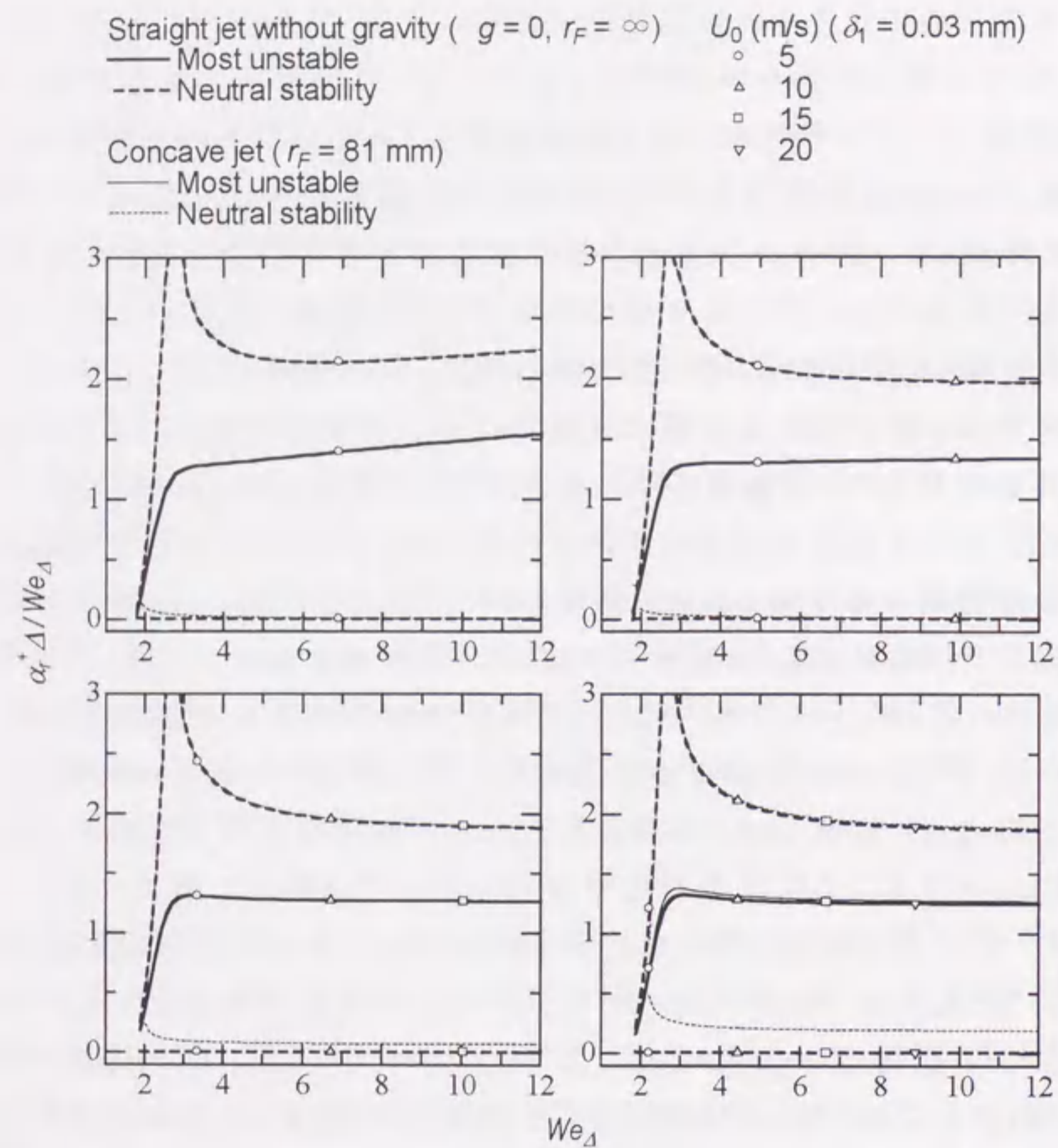


図 5.9 求心加速度および重力加速度が不安定波数に及ぼす影響

図 5.10 に空間増幅率の We_Δ 依存性を示す。流れ方向に $u(x,0)$ が増加するにつれて、せん断層内の速度差が減少し、これに伴って、増幅率も減少する。増幅率に対しても、重力および求心加速度の影響が小さいことがわかる。

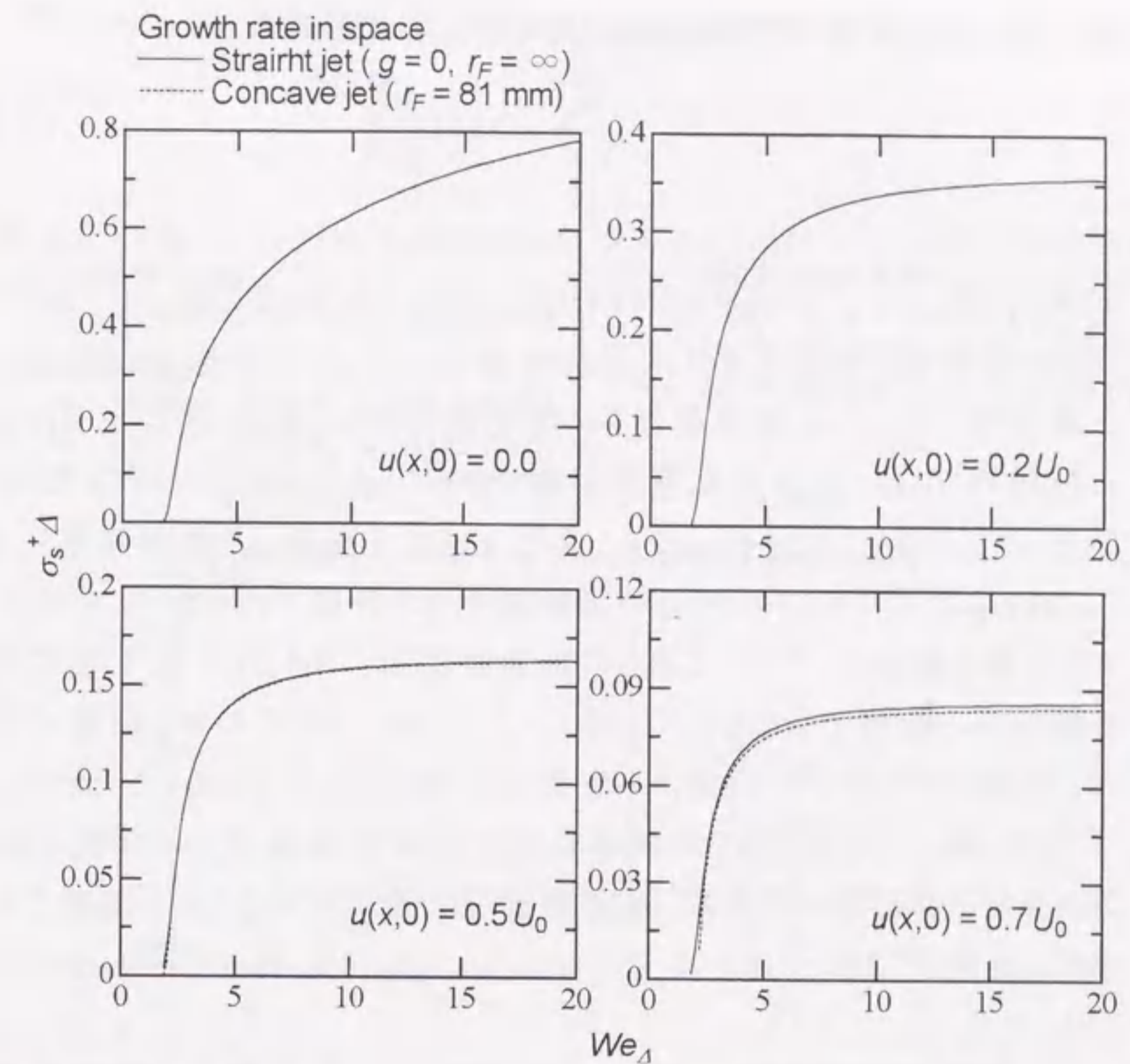


図 5.10 求心加速度および重力加速度が不安定波数に及ぼす影響

IFMIF を模擬した実験に対して、高速度ビデオ画像から噴流自由界面波の波長を読み取り、波数を評価した。波数はそれぞれのノズル出口平均流速における平滑領域および 2 次元波領域 ($x < 15 \sim 40$ mm, 2 次元波領域は噴流速度の増加により減少する) の波長のアンサンブル平均から求めている。波長の標準偏差は 1.4 mm 以下であり、それに応じた κ の統計誤差は 1.1 であった。また、Hassberger により、バックウォール曲率 $r_B = 250$ mm および 100 mm の試験部に対する平均噴流速度 $U_m = 5.0 \sim 15.0$ m/s の水および Li 噴流の波数が測定されている。これらの実験データに対して、第 5.3.2 節で推定したノズル出口運動量厚さ δ_1 から、ノズル出口における渦度 Ω の値を評価した。層流壁面境界

層では、運動量厚さと摩擦速度 U_τ の間に次の関係

$$U_\tau \equiv \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = 0.664 \sqrt{\frac{U_0}{2\delta_1}} \quad (5.24)$$

があることから、(5.23)にノズル出口における δ_1 を代入し、第 3.4.4 節と同様に $\Omega_{init} = -U_\tau^2/\nu = -0.664^2 U_0 / (2\delta_1)$ とした。ここで、 U_0 はポテンシャル流解析から求めた自由流れ速度であり、 δ_1 は再層流化を仮定した場合のノズル出口境界層厚さの推定値である。ノズル出口におけるせん断層厚さ Δ は、自由界面速度が零であることから、 $\Delta = (0-U_0)/\Omega$ (すなわち、 $\Delta_{init} = 2\delta_1 / 0.664^2$) となる。また、FMIT を模擬した実験結果には、Hassberger によりノズル出口の運動量厚さが評価されており、本解析でもこの値を用いた。なお、これらの実験結果はノズル出口直下流における波長のみを測定したのではなく、ノズル出口付近のある範囲に対して、写真ないしビデオ画像から波長を評価したものである。したがって、局所の We_Δ を評価するためには局所の自由界面速度およびせん断層厚さを用いる必要があるが、測定位置を正確に求めることが困難であるため、本解析では、ノズル出口における Δ 、 $u(x,0)$ の値から We_Δ を与えている。

せん断層安定性理論による最不安定波数の予測結果と実験結果を比較を図 5.11 に示す。ノズル出口 ($u(x,0) = 0$) における最不安定波数を実線で示し、 $u(x,0) = 0.2 \sim 0.7U_0$ における求心加速度を考慮した最不安定波数を波線で示す。 $u(x,0) = 0.7U_0$ は水平噴流実験における 2 次元波領域の下流端にほぼ相当する。また、図中の矢印は、 $U_0 = 10\text{m/s}$ ないし 15m/s における流れ方向への We_Δ の変化を示している。

線形安定性理論による最不安定波の予測結果は、凹壁面噴流の実験結果によく一致している。実験では、局所の Δ および $\hat{u}(x,0)$ の値が不明であるため、ノズル出口における値を用いている。実際には、 x の増加に対して Δ は増加し、 $\hat{u}(x,0)$ は減少するため、実験データのプロットには We_Δ の減少による系統誤差が含まれる。このような Δ 、 We_Δ および λ に含まれる不確かさを考慮すれば、線形安定性理論は実験結果と矛盾しない結果を示したといえる。また、 We_Δ を用いることにより、水と Li といった表面

張力の大きく異なる流体に対する実験結果を整理可能であることが示された。

Present data
 ◎ Water (293 K, $r_B=250\text{ mm}$)
 Hassberger
 ▲ Water (333 K, $r_B=250\text{ mm}$)
 ○ Li (533 K, $r_B=100\text{ mm}$)
 ▼ Water (311 K, $r_B=100\text{ mm}$)

— Most unstable ($r_F = 81\text{ mm}$,
 $u(x,0) = 0.0 - 0.7U_0$)
 —△ $U_0 = 10\text{ (m/s)}$ ($\delta_1 = 0.03\text{ mm}$)
 —□ $U_0 = 15\text{ (m/s)}$ ($\delta_1 = 0.03\text{ mm}$)

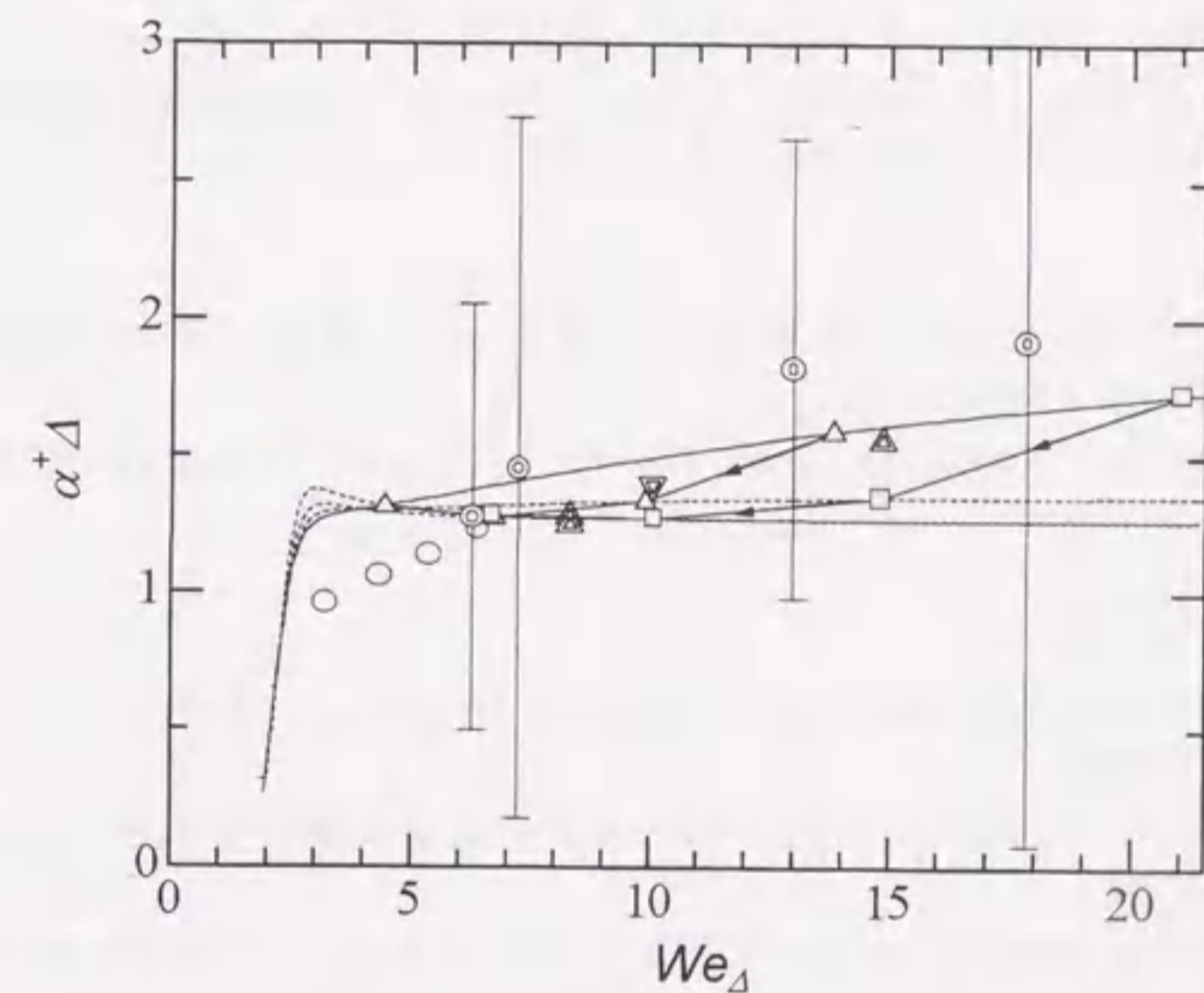


図 5.11 We_Δ に対する最不安定波数

第5章 文献

第5.1節

- [1] H. Nakamura, K. Itoh, Y. Kukita, M. Ida, Y. Kato, and H. Maekawa, "Water Experiment of High-Speed, Free-Surface, Plane Jet along Concave Wall," Proc. 8th Int. Topical Meeting on Nucl. Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-8), **3**, pp. 1268-1275 (1997).
- [2] 島 章, 「任意のノズル形状に関する直接法および逆接法の理論」, 東北大学 高速力学研究所報告, **17-164**, pp. 61-86 (1961).
- [3] A. H-D. Cheng, J. A. Liggett and P. L-F. Liu, "Boundary Calculations of Sluice and Spillway Flows," J. Hydraulic Division, Proc. American Soc. Civil Engineers, ASCE, **107**, No. HY10, pp. 1163-1178 (1981)
- [4] J. A. Liggett and J. R. Salmon, "Cubic Spline Boundary Elements," Int. J. for Numerical Methods in Enging., **17**, pp. 543-556 (1981).

第5.2節

- [5] 島 章, 「収縮ノズルの境界層厚さ」, 東北大学 高速力学研究所報告, **16-154**, pp. 73-102 (1960/1961).
- [6] H. Schlichting, "*Boundary Layer Theory*," (7th ed.), MacGraw-Hill, New York, p. 141 (1979).
- [7] *ibid.*, p. 213.
- [8] *ibid.*, p. 471.
- [9] H. Schlichting, "*Boundary Layer Theory*," (6th ed.), MacGraw-Hill, New York, p. 633 (1968).
- [10] 一条真古人, 小橋安次郎, 「加速乱流境界層の逆遷移の機構」, ながれ, **1**, pp. 137-147 (1982).
- [11] P. M. Moretti, and W. M. Kays, "Heat Transfer to a Turbulent Boundary Layer with Varying Free-stream Velocity and Varying Surface Temperature," Int. J. Heat Mass Trans., **8**, pp. 1187-1202 (1965).
- [12] V. C. Patel and M. R. Head, "Reversion of Turbulent to Laminar Flow," J. Fluid Mech., **34-2**, pp. 371-391 (1968).
- [13] M. A. Badri Narayanan, "An Experimental Study of Reverse Transition in Two-dimensional Channel Flow," J Fluid Mech., **31-3**, pp. 609-623 (1968).
- [14] T. Okamoto and I. Misu, "Reverse Transition of Turbulent Boundary Layer on Plane Wall of Two-dimensional Contraction," Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., **20-47**, pp.1-12 (1977).
- [15] T. Okamoto and I. Misu, "Reverse Transition of Turbulent Boundary Layer Flow on Curved Wall of Two-Dimensional Symmetrical Contraction," Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., **22-57**, pp.128-138 (1979).

- [16] 田古里哲夫, 荒川忠一, 「流体工学」, 東京大学出版会, p. 132, (1989)
- [17] 同書, p. 161.
- [18] H. Schlichting, "*Boundary Layer Theory*," (6th ed.), MacGraw-Hill, New York, p. 635 (1968).
- [19] M. Ida, H. Nakamura, A. Ito, Y. Kato and H. Maekawa, "Thermal and Fluid Analysis for the IFMIF Lithium Target Jet Flow," Proc. 8th Int. Topical Meeting on Nucl. Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-8), **3**, p. 1276 (1997).
- [20] "*FLOW-3D Theory Manual*," Flow Science Inc. (1996)

第5.3節

- [21] J. A. Hassberger, "Stability of the FMIT High Speed, Free Surface Liquid Jet Flowing along a Curved Back Wall," Proc. 10th Symp. Fusion Enging., **2**, IEEE Cat. No. 83CH1916-6 NPS, pp. 1849-1853 (1983).

第6章 結 論

本論文では、壁面に沿う高速液体噴流上の自由界面波について実験的・解析的研究を行った。このような問題は、たとえば現在計画されている核融合材料照射施設における液体 Li を使用した高エネルギー重陽子ビームターゲットの設計において重要である。

高真空中に置かれる液体ターゲット自由界面での沸騰を抑止するためには、ターゲットを高流速とするとともに凹壁面上に沿わせ、求心加速度による圧力上昇を利用することが有効である。しかし、真空中での(すなわち、自由界面における気相との相互作用を伴わない)自由界面波の発生機構は十分に解明されておらず、さらに、液体金属特有の大きな表面張力や自由界面の湾曲による求心加速度が自由界面波の発生・成長にどのような影響を及ぼすのかについても未解明であった。従来の研究においては、真空中液体噴流上の自由界面波の発生機構としては自由界面下せん断層の不安定性が示唆されているが、実験データが極めて少数かつ不完全であり、理論との十分な対比は行われていなかった。また、自由界面下せん断層の安定性に関する理論的研究は、低フルード数(低流速ないし厚いせん断層)の条件に集中しており、本研究で対象とするような高フルード数条件での安定性や、流体物性の影響、自由界面の曲率の影響については明らかにされていなかった。さらに、低フルード数の条件についても、自由界面波の発生がせん断層不安定によって予測できるという実験的証明は不十分であった。

本研究では、高速液体噴流上の自由界面波ならびに自由界面下せん断層の実験的研究を行い、また自由界面下せん断層の線形安定性に関する理論的考察を進めることによって、自由界面波の発生機構を解明し、自由界面波の発生・成長に及ぼす表面張力や自由界面の湾曲による求心加速度の影響について明らかにした。

本研究の結果、高速液体噴流上に生ずる自由界面波を自由界面下せん断層の不安定によって予測できることが明らかになった。自由界面下せん断層は縮流ノズル壁面に生じた境界層によりもたらされるもので、粘性やレイノルズ応

力の効果によりノズル出口からの距離の増加とともに消失する。したがって、自由界面波の振幅は、せん断層が消失するよりも上流で極大値をとる。

線形安定解析の結果によれば、せん断層厚さが十分に薄く、卓越波数が大きい場合には重力加速度ならびに自由界面の湾曲による求心加速度が自由界面波に及ぼす影響は小さい。また、噴流速度が十分に大きい場合には、表面張力の影響も無視することができる。この場合、自由界面波の卓越波数および増幅は、せん断層厚さおよびせん断層内の速度分布に支配される。したがって、本研究で実施したような水平平板状の水噴流実験結果に基づいて凹壁面上の液体金属ターゲット流の自由界面波を予測することが可能である。

以下、第 6.1~6.4 節では、第 2 章から第 5 章で得られた結論を要約し、第 6.5 節では、今後の課題とターゲット設計への提言を述べる。

6.1 せん断層内攪乱の増幅に及ぼす表面張力、重力加速度、求心加速度の影響の評価

流体の表面張力、重力加速度、自由界面の湾曲に伴う求心加速度は、自由界面における境界条件を通じて攪乱方程式の解に影響を与える。本研究では、せん断層の速度分布を線形近似した条件について線形攪乱方程式を解き、以下の点を明らかにした。

(1) 高速噴流上の層流せん断層のようにせん断層厚さが薄い場合には、せん断層内で増幅される攪乱の波数は大きく、重力加速度、求心加速度に比べて表面張力の影響が支配的となる。このような場合には、せん断層厚さやせん断層内の速度差、および表面張力に対する攪乱増幅率の依存性を、せん断層厚さを代表長さとするウェーバ数 We_Δ によって整理することができる。

(2) さらに、 We_Δ が十分に大きい場合 ($We_\Delta \geq 5$) には攪乱方程式の解に与える表面張力の影響は小さくなり、高流速の極限 ($We_\Delta \rightarrow \infty$) では攪乱増幅率はせん断層厚さとせん断層内速度分布にのみよって定まる。

(3) 攪乱の時間増幅に対して、最不安定波数 $\alpha_* \Delta$ および増幅率 $\sigma_* \Delta$ は、 We_Δ

の増加につれて $We_{\Delta} \rightarrow \infty$ としたときの解に漸近する。一方、空間増幅に対しては、時間増幅が零となる最不安定波数および空間増幅率 $\sigma_s \Delta$ は、 We_{Δ} の増加に対して単調増加する。

(4) 時間増幅と空間増幅に関する最不安定波数は、 $We_{\Delta} < 3$ (せん断層内の速度差小の条件) で急激に増加するが、それ以上の We_{Δ} での変化は小さい。これは、高速噴流に対しては、最不安定波数の値がほとんど変化しないことを示している。また、時間増幅と空間増幅に関する最不安定波数の差は小さい。

6.2 自由界面波およびせん断層速度分布の測定

本研究では、自由界面波の測定のために、レーザー光の屈折を利用して界面の 2 方向傾斜角を同時に高速で計測する手法を新たに開発した。また、水平水噴流実験において、縮流ノズル出口境界層及び自由界面下せん断層の計測を行った。本研究で用いたノズル形状では、噴流速度が比較的低い場合には圧力勾配による再層流化によって層流境界層となり、他方、噴流速度が高い場合にはノズル出口における境界層は乱流境界層となった。実験結果は以下のように要約される。

(1) ノズル出口境界層が層流境界層の場合、ノズル出口下流の自由界面には、まず、ほぼ平滑な領域が生じ、そこで発生した間欠的な 2 次元波が下流に伝播するにつれて高いスティーブネスを持つ連続的な 2 次元波に成長し、ついで不規則な 3 次元波に遷移する。平滑領域および 2 次元波領域においては、界面傾斜角の周波数スペクトルに明瞭なピークが存在する。一方、乱流境界層の場合、ノズル出口直下流から自由界面上に 3 次元波が生ずる。

(2) ノズル出口境界層が層流境界層の場合(すなわち、自由界面下せん断層がその剥離点において層流である場合)、自由界面下せん断層の速度分布は層流理論解に比べて短い距離で緩和される。これは、せん断層内の攪乱の成長に伴ってレイノルズ応力が生じるためと推測される。しかし、せん断層の規格化速度分布は、層流せん断層の規格化速度分布から大きく逸脱しない。

(3) ノズル出口境界層が層流境界層の場合、自由界面波の振幅は自由界面下せん断層の速度分布が消失する点よりも上流で極大値をとる。

(4) ノズル壁に沿う境界層の成長を経験式に基づいて評価することによって、ノズル出口の境界層厚さを 30% 程度の精度で予測することが可能である。しかし、境界層の再層流化条件については、既存の経験式による予測には不確かさが大きい。

6.3 線形安定性理論と実験結果の比較

自由界面下層流せん断層に線形安定性理論を適用することにより、せん断層内の攪乱の時間的、空間的増幅率を求めた。水平平板状水噴流について、実測値に基づく局所のせん断層厚さおよび速度勾配を与えた線形安定性解析を行い、自由界面波の実測値と比較することにより、以下の結果を得た。

(1) ノズル出口境界層が層流である場合に生ずる、平滑領域および 2 次元波領域における界面傾斜角卓越周波数の測定値は、最不安定攪乱周波数の予測値に良く一致する。

(2) 平滑領域及び 2 次元波領域における自由界面波振幅の流れ方向の増加率は、線形安定性理論により予測された最不安定攪乱の空間増幅率と良く一致する。

これより、自由界面下せん断層の線形安定性理論を用いて、高速噴流自由界面に生ずる波の卓越周波数を予測可能であることが明らかとなった。

6.4 凹壁面に沿う噴流の流動および自由界面波

凹壁面に沿う液体金属噴流ターゲットを模擬した水噴流実験及び数値解析を行い、壁面の曲率が噴流速度分布や自由界面波に及ぼす影響を評価した。ここでは IFMIF の概念設計に従い、面对称の流路形状を持つノズル(2次元

ノズル)によって流体を加速し、ノズル出口の平行流路部分に接続された凹壁面(曲率半径=250mm)に沿って噴流が流出するものとした。得られた結果は以下の通りである。

(1) 凹壁面上では、求心加速度による圧力勾配のために噴流の速度分布が平行一様流から自由渦流れに変化する。また、これに伴って噴流厚さが増加する。このような速度分布の変化は、ポテンシャル流れの解析により数%以内の精度で予測することができる。

(2) 凹壁面上での圧力勾配は縮流ノズル内部の流れにも影響を及ぼす。このため、ノズルの設計によっては、凹壁面側ノズル壁面上の境界層が剥離する可能性がある。

(3) IFMIF を模擬した曲率半径 250mm の凹壁面に沿う水噴流実験、および Hassberger による FMIT 装置を模擬した曲率半径 100mm の Li 噴流実験において観察された自由界面波の波数は、測定値の不確かさが大きいものの、ノズル出口境界層厚さの予測結果に基づく線形安定性解析による最不安定波数の予測値と矛盾しない。なお、線形安定性解析によれば、上記の実験条件において、最不安定波の予測に及ぼす自由界面の曲率および表面張力の影響は小さい。

6.5 今後の課題とターゲット設計への提言

本現象の解析における今後の主要な課題としては、以下が考えられる。

(1) 本研究の安定性解析は、線形理論によるものに限られているが、有限振幅の自由界面波を定量的に予測するためには非線形性を考慮した解析が望ましいことは明らかである。ただし、このような解析を有意義とするためには、実験においてもさらに詳細な計測を行い、解析と対比可能とすることが必要である。

(2) 本研究では、攪乱方程式に及ぼす表面張力や求心加速度の影響を見通しよく議論するため、せん断層内の速度分布を線形分布で近似し、また、後流分布による解析結果とも比較を行っているが、実現象に対する予測精度の点では、速度分布の近似が最大の誤差要因となっている。今後、予測精度を向上させるためには、より詳細な自由界面下せん断層の計測ないし予測が重要である。

本研究に基づき、液体金属ターゲットの設計については以下の点を考慮することが望ましい。

ノズル出口境界層が層流の場合には、自由界面は最初平滑であり、せん断層の不安定によって自由界面波が発生し、せん断層が緩和するまで距離とともに成長する。一方、ノズル出口境界層が乱流の場合には、せん断層が最初から強い 3 次元攪乱を含むため、自由界面は最初から 3 次元的な波で覆われる。また、ノズル出口境界層が層流の場合、境界層が薄いほど攪乱の成長率が小さく、かつ短距離でせん断層が消失するため、自由界面波の最大振幅は小さくなると予測される。

したがって、ノズル出口境界層を層流とし、かつ出口境界層厚さを極力小さくするようにノズルを設計することが望ましい。このためには、(i)ノズル上流からの乱れ成分を十分低減すること、(ii)境界層を発達させないためノズル長を短くすること、(iii)再層流化を促進するため負の大きな圧力勾配を維持すること、(iv)より積極的な境界層制御(例えば境界層の吸い込み)を行うこと、が考えられる。なお、(ii)、(iii)のような考慮はノズル出口速度分布に影響を与え、かつノズル出口速度分布の如何によっては自由界面にうねりを生ずる可能性があるため注意が必要である。

実際の液体金属ターゲットでは、本研究で着目したノズル出口近傍の自由界面よりも下流においてビームが照射される。本研究で示したように、自由界面下せん断層はノズル出口近傍で消失し、以後、自由界面波は粘性により減衰する。本研究では大気雰囲気中で実験を行ったため、自由界面波が成長し、またせん断層の緩和によって自由界面速度が増加した後は、自由界面波は気液間の相互作用の影響を受けており、上記のような減衰過程を正しく模擬していない。従って、照射領域における波の振幅を見積もるためにはさらに研究

が必要である。

付録 A 気液間の相対速度に基づく界面不安定性

本研究における水平水噴流実験および凹壁面に沿う水噴流実験は、実際の液体金属ターゲット流とは異なり、自由界面波の測定・観察のために自由界面が大気解放されている。このような場合、噴流初期領域において周囲流体(空気)が噴流自由界面との間のせん断応力によって加速され、気液間の速度差を有する平行流となる。これによって気液間の相対速度に基づく界面不安定性(ケルビン-ヘルムホルツ不安定性, 以下 K-H 不安定性)による攪乱の増幅が引き起こされる可能性が考えられる。K-H 不安定性は、高真空中に噴出される液体金属ターゲット噴流には関与しないが、ここでは本研究の実験に関する K-H 不安定性の発生条件について述べることにする。

自由界面波の波長に対して、気相流路高さと同噴流厚さが十分に大きい場合、波の K-H 安定性に対するすべり速度の限界値(時間増幅に関する中立安定)は次式で与えられる^[1]。

$$(u_{gm} - u_{lm})^2 = \frac{\rho_l + \rho_g}{\rho_l \cdot \rho_g} \left[\frac{2\pi T}{\lambda} + \frac{(\rho_l - \rho_g)\lambda}{2\pi} \left(g + \frac{u(x,0)^2}{r_F} \right) \right] \quad (\text{A.1})$$

ここで、 u_{gm} 、 u_{lm} は気液の平均流速であり、 ρ_g 、 ρ_l は気液の密度である。図 A.1 に求心加速度を零($u(x,0)^2/r_F=0$)とした水平水噴流実験に関する中立安定曲線、および曲率半径 $r_F=250\text{mm}$ 、自由界面速度 $u(x,0)=15\text{m/s}$ とした場合の凹壁面噴流に関する中立安定曲線を示す。いずれも、作動流体を水、周囲流体を空気とした。

K-H 不安定性が生じ、攪乱が増幅されるためには、水平噴流の場合、6m/s 以上の速度差が必要であり、これは速度分布の緩和過程がほぼ完了する下流においてのみ達成される可能性がある。これは、図 4.7(第 4.2.1 項)において速度分布緩和後の下流において、自由界面波の振幅が徐々に増加している原因と考えられる。しかし、仮に(A.1)の気液相対速度条件が満たされ、K-H 不安定性による攪乱の増幅が生じたとしても、増幅される攪乱は、これまで述べてきたせん断層の不安定性に基づく最不安定波長($\sim 1\text{mm}$)の数倍の波長を持つ。逆に、波長が 1mm 程度の攪乱が K-H 不安定性により増幅されるためには、水平噴流実験において 9m/s 以上の相対速度が必要であり、これはノ

ズル出口境界層が層流である条件を越えている。これより、本研究において、せん断層安定性理論の予測と比較したノズル出口近傍に生じる2次元波は、K-H不安定性の影響をほとんど受けないことがわかる。

K-H不安定性において、自由界面が湾曲することによる求心加速度は、波長1mm以上の波に関する中立安定性に大きく影響する。図A.1に示した例では、界面が不安定になりうる最低のすべり速度(20m/s)が気液の相対速度15m/sを上回っており、液体金属ターゲット流を模擬した凹壁面に沿う噴流ではK-H不安定性による攪乱の増幅が生じないことを示している。しかし、せん断層不安定性に起因するような波長1mm以下の波に対して、中立安定曲線に及ぼす影響は小さい。

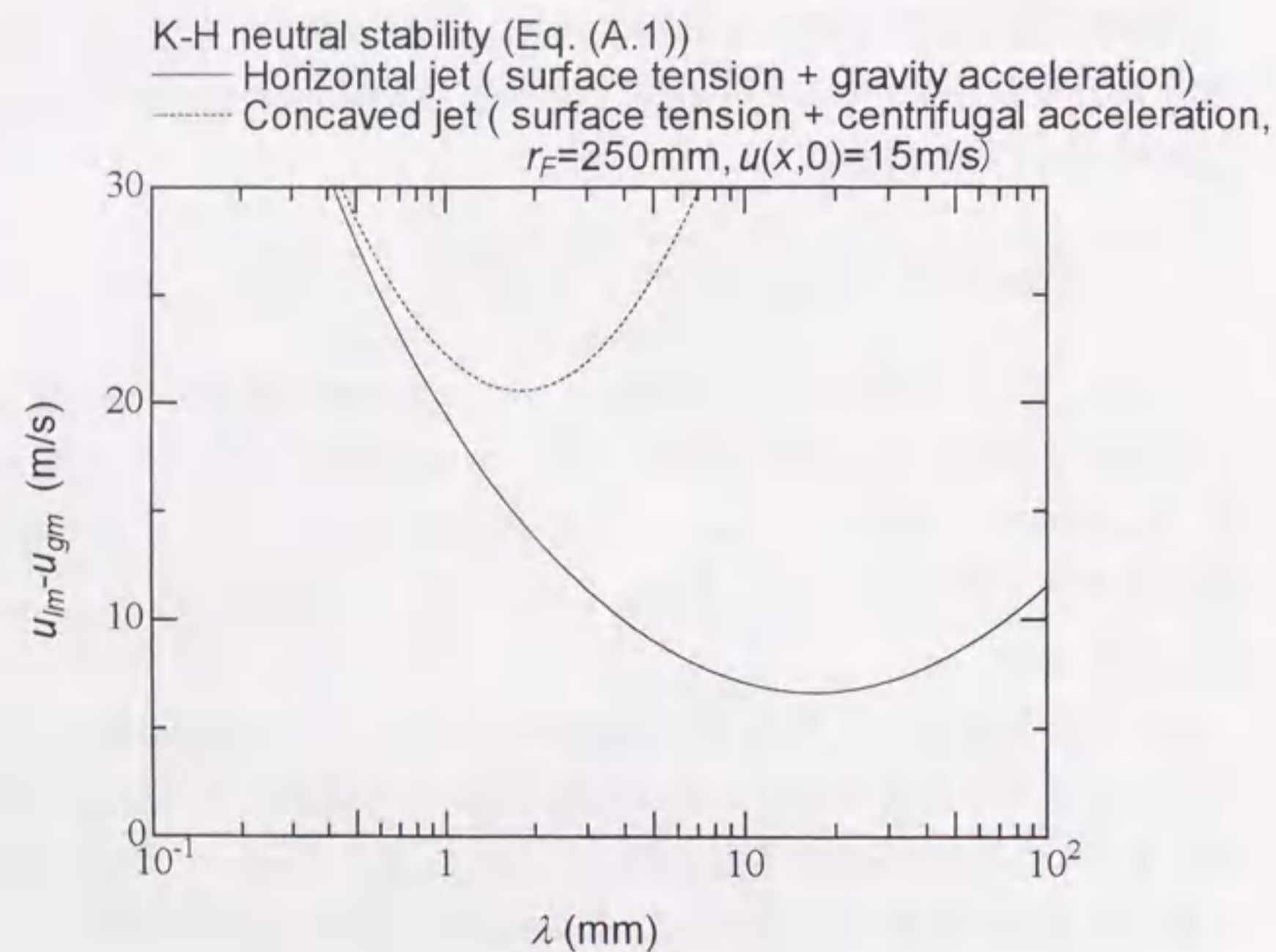


図 A.1 K-H 不安定性における中立安定曲線

付録 A 文献 [1] 植田辰洋, 「気液二相流」, 養賢堂, pp. 69-74 (1981).

研究業績 (本論文内容と公表済み論文との関係)

学会誌論文

第2章～第5章

Kazuhiro Itoh, Yoshiyuki Tsuji, Hideo Nakamura, Yutaka Kukita, "Initial Free Surface Instabilities on a High-speed Water Jet Simulating a Liquid-metal Target," Fusion Technology, Vol. 36, pp. 69-84 (1999).

Kazuhiro Itoh, Yoshiyuki Tsuji, Hideo Nakamura, Yutaka Kukita, "Free-surface Shear Layer Instabilities on a High-speed Liquid Jet," Fusion Technology, Vol. 37, pp. 74-88 (2000).

第5章

Hideo Nakamura, Kazuhiro Itoh, Yutaka Kukita, Mizuho Ida, Yoshio Kato, 他 2 名 "Experimental and analytical studies of high-speed plane jet along concave wall simulating IFMIF Li target flow," Journal of Nuclear Materials, 258-263, pp. 440-445 (1998).

国際会議論文

第3章

Kazuhiro Itoh, Yoshiyuki Tsuji, Hideo Nakamura, Yutaka Kukita, "Optical Measurement of Waves on High Speed Water Jet," Proceedings of 9-th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-9), October 3-8, 1999, San Francisco, CD-ROM publication, 149 (1999).

第5章

Hideo Nakamura, Kazuhiro Itoh, Yutaka Kukita, Mizuho Ida, Yoshio Kato, 他 2 名 "Experimental and Analytical Studies on High-Speed Plane Jet along Concave Wall Simulating IFMIF Li Target Flow," Proceedings of 8-th International Conference on Fusion Reactor Materials (ICFRM-8), October 26-31, 1997, Sendai, S30-034, (1997).

Hideo Nakamura, Kazuhiro Itoh, Yutaka Kukita, Mizuho Ida, Yoshio Kato, 他 1 名 "Water Experiment of High-speed, Free-surface, Plane Jet along Concave Wall," Proceedings of 8-th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-8), September 30-October 4, 1997, Vol. 3, pp. 1268-1275 (1997).

謝辞

本研究を遂行し、本論文をまとめるにあたり、終始有益なご指導、ご教授を賜りました久木田 豊教授に深く感謝申し上げます。本論文のとりまとめにあたって懇切なご指導、ご助言を頂いた山本一良教授、高井吉明教授、小林敬幸助教授に心より感謝いたします。

本研究の遂行にあたり、常日頃より貴重なご助言、ご討論を頂きました辻 義之助教授に心より感謝いたします。また、日本原子力研究所での実験、研究におきまして安濃田良成博士、中村秀夫博士には多数のご助力、ご指導を賜りましたことを深く感謝申し上げます。

また、熱水力という研究分野に導いてくださった故田坂完二教授、博士課程への進学にあたり、ご助言、ご協力を頂いた玉置昌義助教授に深く感謝いたします。

本研究における実験において、技術的なご指導、装置の作成など多方面のご協力を頂いた大久保興平技官に深く感謝します。実験の実施において、原子力エンジニアリング株式会社 山田仁久氏には多数のご協力、ご助言を賜りましたことを感謝いたします。

研究生生活において、適切なご助言やご指導を頂いた愛知淑徳大学 親松和浩助教授に深く感謝します。また、広い分野にわたる議論に多大な時間を割いていただいた日本原子力研究所 近藤昌也氏、大津 巖氏、柴本泰照氏、株式会社 東芝 伊藤高啓氏に心から感謝します。また、本研究の基礎実験を共に行い、研究を補助してくれた松本佳織さん、野澤幸司君に感謝します。

最後に、これまで私を育て、長い大学生活を支えてくれた両親と、いつも励ましてくれた妻に感謝します。

