HOKKAIDO UNIVERSITY

| | |
|---|---|
| Title | 矩形断面返しベンド内の凍結熱伝達に関する研究 |
| Author(s) | 田子, 真 |
| Degree Grantor | 北海道大学 |
| Degree Name | 博士(工学) |
| Dissertation Number | 乙第4329号 |
| Issue Date | 1993-06-30 |
| DOI | https://doi.org/10.11501/3073065 |
| Doc URL | https://hdl.handle.net/2115/49915 |
| Type | doctoral thesis |
| File Information | 000000267496.pdf |

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

# 矩形断面返しベンド内の凍結熱伝達に関する研究

田子　真

# 矩形断面返しベンド内の凍結熱伝達に関する研究

北海道大学工学部機械工学第二学科

田子　真

目　次


第１章　序　論　1

第２章　従来の研究と本研究の目的　9

第１節　概　説　9

第２節　従来の研究　9

2.1　管内凍結現象に関する研究　9

2.2　曲り管に関する研究　13

2.3　管内層流化現象に関する研究　19

第３節　本研究の目的　21

第３章　返しベンド凸面冷却における凍結挙動
および凍結熱伝達　22

第１節　概　説　22

第２節　実験装置および実験方法　23

2.1　実験装置　23

2.2　実験方法　26

第３節　熱伝達率の算定方法　28

第４節　結果および考察　34
4.1　凍結挙動の観察　34
4.1.1　流速の影響　34
4.1.2　冷却温度比の影響　39
4.2　局所熱伝達率分布　41
4.2.1　流速の影響　41
4.2.2　冷却温度比の影響　46
4.2.3　相変化が無い場合との比較　49
4.3　ステップ形成位置　55
4.3.1　流速の影響　55
4.3.2　冷却温度比の影響　59
4.4　ステップ位置の凍結層厚さ　61
4.4.1　流速の影響　61
4.4.2　ステップ形成位置との関係　65
4.5　平均熱伝達率分布　65
4.5.1　流速の影響　65
4.5.2　冷却温度比の影響　68
4.5.3　流路高さの影響　68
4.6　凍結閉塞限界　72

第５節　本章のまとめ　76

第４章　返しベンド凹面冷却における凍結挙動
および凍結熱伝達　77

第１節　概　説　77

第２節　実験装置および実験方法　78
2.1　実験装置　78
2.2　実験方法　82

第３節　熱伝達率の算定方法　84

第４節　結果および考察　84
4.1　凍結挙動の観察　84
4.1.1　流速の影響　86
4.1.2　冷却温度比の影響　88
4.1.3　凹面上の縦渦列　93
4.1.4　凍結面性状に及ぼす縦渦列の影響　95
4.2　局所熱伝達率分布　95
4.2.1　流速の影響　95
4.2.2　冷却温度比の影響　101
4.2.3　曲率半径の影響　103
4.2.4　相変化が無い場合との比較　106
4.3　平均熱伝達率分布　114
4.3.1　流速の影響　114
4.3.2　冷却温度比の影響　114
4.3.3　流路高さの影響　117
4.3.4　曲率半径の影響　120
4.4　凍結閉塞限界　120

第５節　本章のまとめ　126

第５章　返しベンド凹凸両曲面冷却における凍結挙動　127
および凍結熱伝達

第１節　概　説　127

第２節　実験装置および実験方法　128
2.1　実験装置　128
2.2　実験方法　131

第３節　熱伝達率の算定方法　133

第４節　結果および考察　135
4.1　凍結挙動の観察　135
4.1.1　非定常成長挙動　135
4.1.2　流速の影響　137
4.2　局所熱伝達率分布　140
4.2.1　流速の影響　140
4.2.2　冷却温度比の影響　145
4.2.3　相変化が無い場合との比較　148
4.3　ステップ形成位置　154
4.3.1　流速の影響　154
4.3.2　冷却温度比の影響　156
4.4　ステップ位置の凍結層厚さ　156
4.4.1　流速の影響　156

4.4.2　ステップ形成位置との関係　159
4.5　平均熱伝達率分布　161
4.5.1　流速の影響　161
4.5.2　冷却温度比の影響　164
4.5.3　流路高さの影響　167
4.6　凍結閉塞限界　167

第５節　本章のまとめ　174

第６章　管内流動水凍結の不安定現象　176

第１節　概　説　176

第２節　レーザ・ドップラ流速計　177
2.1　測定原理　177
2.2　サンプル数の検討　179

第３節　実験装置および実験方法　181
3.1　実験装置　181
3.2　測定装置　184
3.3　測定方法　184

第４節　測定結果および考察　188
4.1　凍結層成長挙動の観察　188
4.2　定常状態における流動特性　190
4.2.1　滑らかな凍結層界面上の速度分布　190

4.2.2　ステップ状凍結層界面上の速度分布　199
4.2.3　第１ステップから第２ステップ間の速度分布　211
4.3　非定常状態における流動特性　218
4.3.1　ステップ初生位置上流側の流動推移　218
4.3.2　ステップ初生位置近傍の流動推移　222
4.4　不安定凍結層の形成原因　228

第５節　本章のまとめ　232

第７章　凍結熱伝達に関する無次元整理　233

第１節　概　説　233

第２節　平均熱伝達の無次元整理　234
2.1　次元解析　234
2.2　凸面冷却の平均熱伝達　242
2.3　凹面冷却の平均熱伝達　245
2.4　凹凸両面冷却の平均熱伝達　248

第３節　凝固を伴う伝熱問題への適用　255
3.1　管内凍結閉塞　255
3.2　潜熱蓄熱装置への応用　260

第４節　本章のまとめ　265

第８章　結　論　267

参考文献　274

謝　辞　289

# 記　号

a　：　円管半径　m

$A_s$　：　凍結層断面積　$m^2$

b　：　流路幅　m

C　：　流路高さ　m

d　：　直円管流路縮小部直径　m

de　：　相当直径　$=2bC/(b+C)$

D　：　直円管直径　m

De　：　ディーン数　$=U\cdot(2C)/\nu\cdot\sqrt{C/R}$。

$G_t$　：　乱流ゲルトラー数　$=43.0\cdot\sqrt{\delta/R}$

h　：　熱伝達率　$W/(m^2K)$

$I_t$　：　乱れ強さ　$=\sqrt{(1/n\Sigma U'^2)}/U_{max}\times 100$　%

$I_t'$　：　乱れ強さ　$=\sqrt{(1/n\Sigma V'^2)}/V\quad\times 100$　%

K　：　加速パラメータ　$=(\nu/U_m^2)\cdot(dU_m/dx)$

L　：　冷却面に沿う距離　m　（第３章）

L　：　冷却面長さ　m　（第５章）

L　：　氷の潜熱　J/kg　（第７章）

n　：　凍結層界面法線方向

n　：　サンプル数　（第６章）

Nu　：　ヌセルト数　$=h\cdot(2C)/\lambda$

Pr　：　プラントル数

Q　：　蓄冷熱量　J/m

Q'　：　無次元蓄冷熱量

R　：　曲率半径　m

Re　：　レイノルズ数　$=U\cdot(2C)/\nu$

$Re_{de}$　：　レイノルズ数　$=U\cdot de/\nu$

S　：凍結層厚さ　m

t　：経過時間　min.

T　：温度　℃

U　：入口平均流速　m/s

U　：測定点での管軸方向平均速度　m/s　（第６章）

U'　：変動速度成分　m/s

$U^+$　：無次元速度　$=U/\sqrt{(\tau_w/\rho)}$

$\overline{U}$　：平均流速　m/s

V　：管軸方向より60°傾いた方向の平均速度　m/s

V'　：変動速度成分　m/s

X　：流路入口よりの距離　m

Y　：冷却面よりの垂直方向距離　m

Y'　：凍結層界面よりの垂直方向距離　m

$Y^+$　：無次元距離　$=Y'\sqrt{(\tau_w/\rho)/\nu}$

ギリシャ文字

$\alpha$　：波数　$=2\pi/\lambda$

$\beta$　：増幅率

$\delta$　：運動量厚さ　m

$\gamma$　：氷の比重量　$kg/m^3$

$\theta_c$　：冷却温度比　$=(T_f-T_w)/(T_{in}-T_f)$

$\lambda$　：熱伝導率　W/(mK)

$\lambda$　：波長　m　（第４章）

$\nu$　：動粘性係数　$m^2/s$

$\rho$ : 密度 $kg/m^3$

$\tau_w$ : 壁面せん断応力 $N/m^2$

$\phi$ : 半径方向と凍結層界面法線方向との偏角 rad.

$\psi$ : 返しベンド入口よりの角度 rad.

添え字

cc : 返しベンド凹面

cv : 返しベンド凸面

crit : 凍結閉塞限界

f : 凍結層界面

in : 流路入口

m : 平均

max : 最大値

min : 最小値

o : 流路中心

step : ステップ位置

w : 冷却壁面

$\infty$ : 発達領域

# 第１章　序　論

凝固を伴う伝熱問題は，寒冷地においてきわめて身近な現象であり，自然現象として，水道管や発電用送水管の凍結破壊，船体への着氷，地盤の凍上などに見ることができる．また，工業的には，冷房・冷凍機器において問題となる，熱交換器まわりの着霜・着氷現象，相変化物質（ＰＣＭ）を用いた蓄熱装置，鉄鋼製造プロセス，生鮮食品の凍結保存などに深く関与している問題である．

凝固を伴う伝熱現象は，非定常熱伝導問題として，最初にNeumann［１］により取り扱われた．彼により示された厳密解はNeumann解として知られており，相変化を伴う非定常熱伝導問題を対象とした，数値計算法の妥当性を検討するために広く利用されている．

このような静止水の凍結過程においては，水温が０℃以下の状態に冷却されても凍結しない，いわゆる過冷却現象が生じることが知られている．過冷却が生じる管内静止水の凍結問題は，流体輸送管などの凍結破壊現象と密接に関係しているため，従来より多くの報告［２～６］がなされているが，近年では，電力需要を平準化する対策として，夜間電力を利用した氷蓄熱システム［７～９］に対する関心の高まりとともに，水の過冷却凝固に関する研究［10～12］が盛んに行われている．

一方，主流を伴う場合の水の凍結現象に関しても多くの研究［13～16］がなされている．一様流中におかれた平板上の流れにおいては，平板先端より層流境界層が発達し，下流方向に層流から乱流へと遷移する．したがって，冷却平板上に

発達する凍結層は，このような凍結面上の流動状態に対応し，流れ方向に凹凸状［14］となる．また，凍結を伴う場合の，層流から乱流への遷移レイノルズ数は，凍結層が存在しない平板上のそれより小さいことが報告［15］されている．

さらに，これら主流を伴う凍結現象に関する研究は，管内の凍結問題に展開・拡張され，多くの事柄が明らかになっている．流動水を伴う管内凍結（凝固）現象は，寒冷地における流体輸送管の凍結，鉄鋼鋳造プロセスにおける鋳型内での金属凝固などに関連した問題である．また，近年，原子力機器における配管系事故が生じた場合，外部より急冷することにより，人工的に凝固閉塞させ，これにより補修工事を行うなどの試み［17～19］がなされており，これら凍結工法にも深く関係する問題として注目されている．

Gilpin［20］は，直円管内の凍結挙動を観察し，管内に発達する凍結層が，流れ方向に縮小および拡大を繰り返す，いわゆるIce-Band構造となることを見いだしている．また，同一管径を用いたこの実験では，これらIce-Band幅の長さは，流速の変化に影響されず，冷却温度比のみの関数で整理できることを報告している．

平田ら［22］は，円管内流動水の凍結に関する実験を行い，圧力損失の実験結果に基づいた，管凍結閉塞の発生限界式を導いている．さらに，彼らは，円管内に発達する凍結層の形状に着目し，これら種々の凍結層が発生する領域を，管レイノルズ数と無次元冷却温度比により整理し，さらに凍結閉塞領域を求めている［24］．

一方，関ら［29］は，二平行平板間の凍結実験を行い，流路内に発達する凍結層が，流れ方向に対し，ステップ状とな

るか，あるいは，滑らかな形状となるかの臨界条件を見いだし，さらに，ステップ形成位置に対する実験整理式を提案している．Weigand とBeer［31］は，この研究をさらに進展させ，より詳細に凍結層の形状分類を行っている．

このように，流水のある管路が周囲より凍結温度以下に冷却される場合，管内に成長する凍結層は，流れ方向に対して凹凸状となり，その形状より，“波状凍結層”，“リップル状凍結層”，“ステップ”などと呼ばれている．このような凍結層が形成される原因は，凍結層，流れ場，および熱伝達の三者が相互に影響を及ぼし合うためと考えられているが，そのメカニズムの詳細については明らかにされていない．また，管内凍結現象を対象とした研究は，凍結閉塞条件を明らかにすることを目的としたものが多く，凍結を伴う場合の熱伝達機構については不明な点が多く残されている．

一方，曲り管は熱交換器を目的とした各種の工業機器や，流体輸送のための配管系統において必要不可欠な部位であるため，化学工業を始めとして，冷凍空調産業，土木建築産業，原子力工業，加工機器産業，航空機産業，および生体工学などあらゆる分野で用いられている．

例えば，化学工業の分野では，石油精製における水素化技術の一環として，ナフサ接触改質反応や水蒸気改質反応，メタノール合成反応が技術化されているが，これらに代表される触媒反応を利用した流動式反応プロセス装置に曲り管が多用されている．

冷凍空調の分野では，我々の日常生活にも身近な家庭用冷蔵庫，業務用大型冷凍庫，冷暖房エアコンなどに，その例を見ることができる．これら冷凍空調機器に用いられている冷

媒蒸発管は，周知のように曲り管で構成され，設置スペースのコンパクト化が図られている．また，我々が日常利用している自動車には，各種の熱交換機器が用いられているが，車室内空調を目的とした伝熱機器の一つに，サーペンタイン形エバポレータ［89］が採用されている．高性能コンパクト化の要求から，連続した曲り部を有する構造となっており，冷媒側曲り部の伝熱特性が熱交換性能の向上に大きな影響を及ぼすことが報告［90］されている．これらの空調機器に付随して施工される建造物の曲り排気ダクトなどは，土木建築業に関連した曲り管の使用例である．

また，エネルギー産業の一つとしての原子力発電システムにおいて，加圧水形軽水炉あるいは加圧重水炉などが採用されているが，これら原子力発電に用いられている蒸気発生器には，立て形多管式のU字管構造をもつ熱交換器が使用されている．U字管式では，胴と伝熱管の熱膨張による相互干渉が少ない［21］など，構造強度の点からも曲り管構造には優れた特長があり，曲り管が頻繁に用いられている原因の一つとなっている．曲り管は，このように工業的に重要な役割を担っているが，さらに，近年，ガスタービンの研究開発において，曲り部の熱伝達を解明することが急務となっている．ガスタービンは，発電プラントのみならず，航空機産業においても重要であり，精力的に技術開発が行われている．ガスタービンの高効率化を実現するためには，タービン入口温度の高温化が必須であり，このため耐熱合金の開発とともに，種々のタービン翼冷却方式が考案されている．近年，精密鋳造技術の向上により，複雑な内部構造を有する動翼の製作が可能となり，その一つとして動翼内部に水路を設けたリター

ンフロー式冷却翼［21，85］が採用されている．このような翼の内部構造は，矩形断面の曲り流路であるが，曲り部における熱伝達機構は今だ十分に明らかにされておらず，その研究［85～88］はようやく緒に就いたばかりである．

以上に述べたように，曲り管は工業上多くの分野で使用されているが，この他，医学分野における動脈硬化の病例が，血管曲り部で多く見られるとの報告から，血管内流れに関する生体工学的立場よりの研究［55］も開始されている．

曲り管内の流体には遠心力が作用するため，軸方向速度分布が偏ったものとなり，直管の場合と比較して複雑な挙動を示すことが知られている．最近では，電子計算機の発達に伴い，数値実験も多くなされ，また，レーザ・ドップラ流速計（ＬＤＶ）の普及も加わり，曲り管内の流動挙動もかなり明らかにされてきている．しかしながら，凍結層の発生など凝固を伴う場合の研究は少ないようである．

先に述べたように，管内の凍結挙動に関する研究は，円形，矩形など断面形状の相違はあるものの，その多くが直管を用いたものである．曲り管内の凍結挙動に関しては，いくつかの報告［98～102］がなされているものの，いずれも凍結閉塞条件を検討しているものであり，凍結を伴う場合の曲り管内における熱伝達挙動については言及していない．

さらに，流動水のある冷却管内には，流れ方向に凹凸状の凍結層が発達するが，その原因については，流動特性についての定性的な推測に基づいて議論されている段階にあり，凍結面上の流動挙動を測定した報告はなされていない．

このように，管内凍結現象および曲り管の流動特性に関しては，それぞれ数多くの研究がなされ，多くの成果があげら

れている．しかしながら，曲り管の凍結現象を伝熱工学的立場より明らかにした研究はほとんどなされていない．さらに，流動水を伴う場合の管内凍結現象に見られる，凍結層が形状変化する原因については，不明な点が残されている．

このような現状に基づき，本論文では，矩形断面を有する返しベンドの凍結挙動を取り上げ，凍結を伴う場合の熱伝達機構を明らかにするとともに，流水のある冷却管内に観察される凍結の不安定現象の発生原因を検討することを目的としている．

本論文は，８章より構成されている．第１章は序論であり，曲り管内の凍結挙動に関しての研究の意義を述べている．

第２章では，管内凍結挙動，曲り管内流れの研究，および管内層流化現象などに関する従来の研究について述べるとともに，本研究の目的および位置づけを明らかにしている．

第３章では，曲り管内の凍結挙動を明らかにするため，矩形断面を有する返しベンドを用いて，凸面のみ冷却した場合の返しベンドにおける凍結挙動および熱伝達挙動について実験的に検討している．凸面上に成長する定常状態における凍結挙動を把握し，これら凍結挙動に及ぼす流速および冷却温度比の影響について検討を行い，さらに，凍結を伴う場合の熱伝達挙動に及ぼす，流速，冷却温度比，および流路高さの効果について明らかにしている．

第４章では，返しベンド凹面のみ冷却した場合の凹面における凍結挙動および熱伝達挙動について実験的に検討している．従来より，凹壁面上の境界層内には，流れ方向に軸を有する縦渦列が形成されることが知られているが，これら渦列が凍結層面性状に及ぼす影響について検討するとともに，凹

面上に形成される凍結層を観察し，さらに，流速，冷却温度比，および曲率半径の各因子が凍結熱伝達に及ぼす効果について明らかにしている．

第５章では，返しベンド凹凸両曲面をともに冷却した場合の凍結挙動および熱伝達挙動について実験的に検討している．凹凸それぞれの冷却面上における凍結挙動を観察し，これら凍結挙動に及ぼす，流速および流路高さの影響について実験的に検討を行い，さらに凍結を伴う場合の熱伝達挙動に及ぼす各因子の効果について明らかにしている．

第６章では，従来より報告されている，管内流動水凍結の不安定現象について実験的に検討している．強制対流下における複雑な管内凍結現象は，凍結層の成長に伴い，流れ場が変化し，これにより熱伝達の変化が生じるというように，凍結層，流れ場，及び熱伝達の三者が相互に関連し，凍結層の形状変化が誘発される．本章では，このような管内凍結の不安定現象が，どのようなメカニズムにより発生するのかを明らかにするため，管内に成長する凍結層界面上の流動挙動を，レーザ・ドップラ流速計（ＬＤＶ）を用いて測定することにより，凍結層が形状変化を開始する初期原因について検討している．

第７章では，返しベンドの凍結実験より得られたデータをもとに，凍結を伴う場合の平均熱伝達率に対する実験整理式を提案している．返しベンドの熱伝達挙動に及ぼす因子の効果に関する実験的検討，および次元解析による無次元数の導入により，平均熱伝達率に対する実験整理式を求めている．また，得られた実験整理式により，返しベンドにおける凍結閉塞条件を算定し，その妥当性について検討している．さら

に，返しベンドを蓄冷熱機器として利用する場合の蓄冷熱量を検討し，これに対する実験整理式を提案している．

第８章は結論であり，本研究において得られた結果を要約して述べたものである．

# 第２章　従来の研究と本研究の目的

## 第１節　概　説

本章では，曲り管内の凍結挙動に関連する従来の研究について述べ，これにより本研究の位置づけと目的を明らかにする．

従来の研究に関しては，管内凍結現象に関する研究，曲り管内流れに関する研究，および管内層流化現象に関する研究に分類し，それぞれに関して，研究内容について述べる．

最後に，これらの研究の問題点に関して検討を行い，本研究の意義と位置づけに関して述べる．

## 第２節　従来の研究

### ２．１　管内凍結現象に関する研究

流水を伴う管内の凍結挙動に関する研究は，その多くが真っ直ぐな直管を取り扱ったものである．断面形状が円形，および矩形の場合について，多くの報告［22～36］がなされている．円管内の凍結現象に関する先駆的研究はGilpin［20］により行われた．彼は，円管内に成長する凍結層が，流れ方向に縮小および拡大を繰り返す，Ice-Band構造となる現象を最初に見い出し，さらに，Ice-Band幅と冷却温度比の関係，凍結層による圧力損失について検討を加えている．このような管内に成長する凍結層が縮小および拡大を繰り返す，Ice-

Band構造となる現象は，凍結層，流れ場，熱伝達の三者が相互に関連しながら変化することに起因するものと考えられている．

平田ら［22～25］は，円管内流れの凍結挙動に関する一連の研究を行っている．彼らは，凍結層が流れ方向に成長する縮小部の熱伝達率を整理し，凍結を伴う場合の熱伝達率は，円管の発達した層流熱伝達と乱流熱伝達の中間値をとることを報告［22］している．さらに，管凍結閉塞条件を明らかにすることを目的として，円管内流れを種々の温度条件の下で凍結させ，定常状態の凍結層形状や圧力損失の実験結果に基づき，凍結閉塞の発生限界式［22］を提案している．また，管内に観察される凍結層は，流速や冷却条件により形状が異なることに着目し，凍結層形状が流れ方向に縮小・拡大を繰り返すリップル状凍結層の発生限界［23］についても検討している．さらに，円管内に観察される凍結挙動を分類し，これらが発生する領域を，凍結閉塞領域を含め，管レイノルズ数と無次元冷却温度比で整理［24］している．

稲葉ら［26］は，同じく円管内流動水の凍結挙動に関する研究を行っている．彼らは，管凍結閉塞に至る過程を明らかにするため，凍結形状および管内流動抵抗の経時変化に及ぼす流速，流入水温，および冷却管壁温度の効果について実験的に検討し，凍結による管閉塞の限界条件，および管閉塞までの時間を，冷却温度比と管レイノルズ数との関係で定量的に表している．

智田ら［27］は，凍結を伴う場合の直円管内流の熱伝達実験を行っている．冷却温度比３～10，管レイノルズ数 200～10000 の範囲で凍結実験を行い，圧力降下と凍結層の観察に

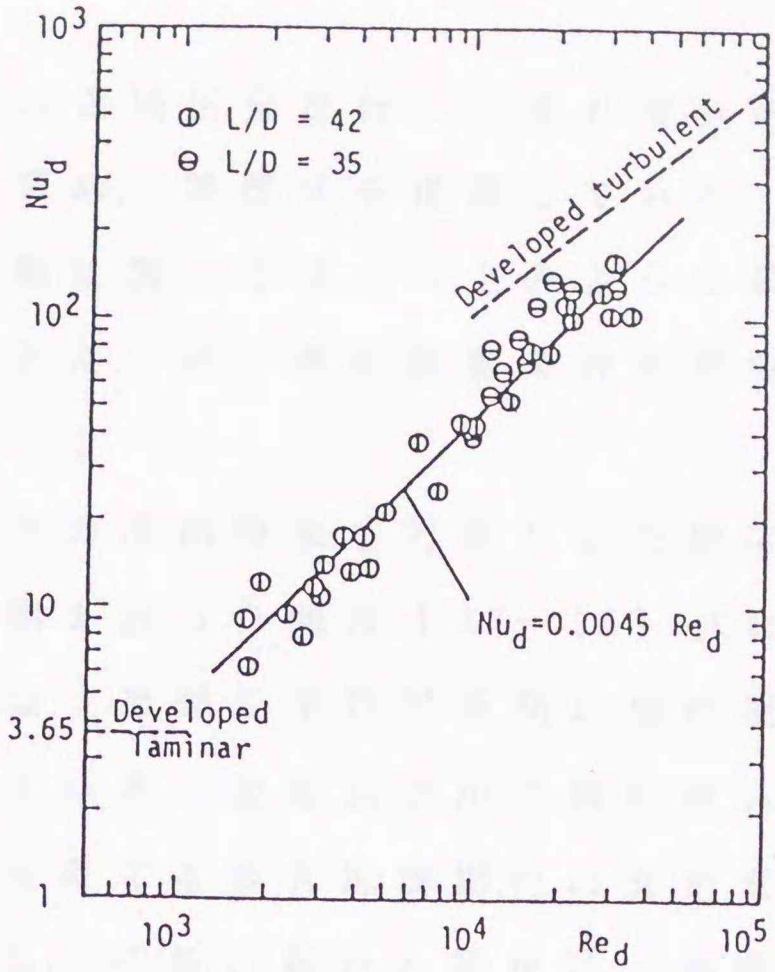



図 2 － 1　縮小部熱伝達率 [ 22 ]

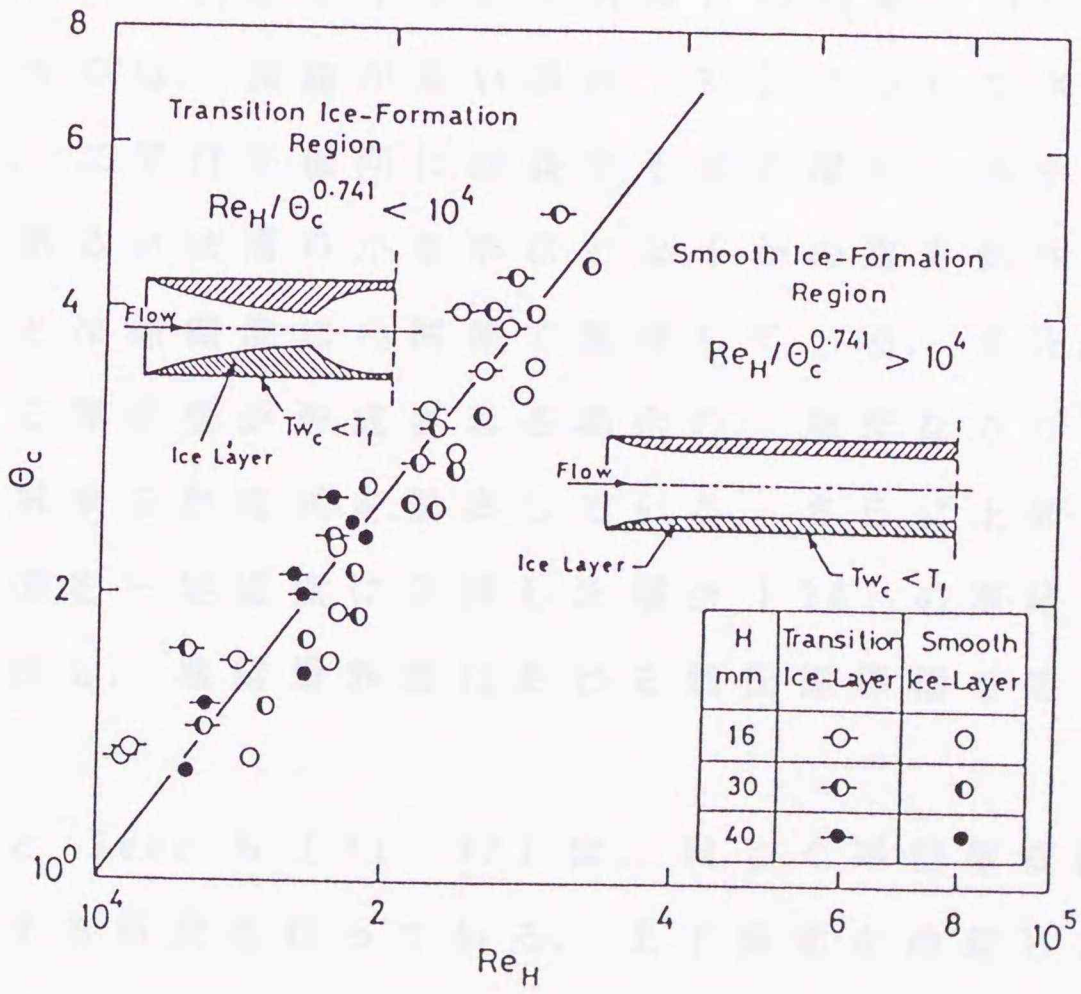



図 2 － 2　凍結層形状分類 [ 29 ]

基づいて凍結挙動の領域区分を行い，それぞれの領域において平均熱伝達率を求め，整理式を提案している．

円管内の凍結現象に関しては，以上のような報告がなされているが，そのほとんどは，凍結閉塞条件を解明することを主眼としている．

このような円管内の凍結現象を対象とした研究の他に，冷却平板間の凍結挙動を扱った報告［28～35］がなされている．

関ら［28～30］は，冷却二平行平板間の凍結現象に関して，一連の研究を行っている．流路長さが比較的短い場合［28］の，上下に冷却面を有する長方形流路内の非定常的な凍結挙動を実験的に検討し，円管の場合と同様に，流路内にステップ状の凍結層が観察されることを報告している．さらに，冷却開始端にオリフィスを設置し，凍結層厚さ，局所熱伝達率，および圧力損失に及ぼすオリフィス高さの効果について検討している．彼らは，流路が長い場合［29］についてさらに研究を展開し，二平行平板間に成長する凍結層が，ステップ状となるか，あるいは滑らかな形状となるかの臨界条件を，レイノルズ数と冷却温度比の関係で整理している．また，各タイプにおける凍結層が形成される場合の，局所ならびに平均熱伝達率に対する整理式を提案している．さらに上面を冷却壁とし，下面を一定温度に保持した場合［30］の凍結挙動を実験的に検討し，凍結層界面における熱伝達機構を明らかにしている．

Weigand と Beer ら［31，32］は，同じく平行平板間の凍結挙動に関する研究を行っている．上下両面を冷却した場合［31］に観察される凍結層の形状を詳細に分類し，レイノルズ数と冷却温度比の関係で整理している．また，上面を断熱，

下面を冷却した場合［32］について実験的検討を行い，滑らかな凍結層が発生する臨界条件を示すとともに，ステップ形成位置に関する実験整理式を提案している．

これら，管内凍結挙動に関する実験的研究の他，解析的研究も従来より数多くなされている［33～36］が，そのほとんどは層流域の場合に限られており，乱流域における凍結挙動を説明する満足な結果は得られていない．

管内凍結現象に関する研究とは別に，平板上の凍結に関して，平田ら［13，14］の研究がある．彼らは，一様流中におかれた冷却平板上の凍結現象を検討し，スムース遷移，およびステップ遷移の２つのタイプの凍結層が冷却平板上に形成されることを観察し，スムース遷移は，凍結層が薄い場合に，また，ステップ遷移は，凍結層が厚い場合に生じることを報告している．このような凍結層が形成される原因は，凍結層先端より発達する層流境界層が乱流へと遷移するためと考えられ，また，凍結を伴う場合の遷移位置は，凍結層が存在しない平板上のそれと比較して短いことも合わせて報告している．

凍結現象全般にわたる研究動向に関して，福迫［37，38］による解説があげられる．

## ２．２　曲り管内流れに関する研究

曲り管は，化学プラントや原子力産業など，各種工業分野において様々な形態で利用されており，流体輸送，熱交換を目的とした機器の重要な一要素を担っている．このような背

景から，従来より曲り管に関して数多くの研究［44～57］がなされており，また，曲り管内流れに関して，全般的な研究動向を展望した優れた解説［39～43］もなされている．しかしながら，曲り管内の流動および熱伝達挙動は，断面形状や曲率半径など多くの因子のもとで複雑に変化するため，限られた個々の場合における解析結果，ならびに実験データの集積はあるものの，それらの統一的知見を得るには至っていないのが現状である．さらに，従来より報告されている曲り管に関する研究は，流体力学の視点より流動挙動を解明しようとしたものが多く，曲り管内の熱伝達機構を把握するための伝熱工学的立場よりなされた研究は少ない．しかもその多くは円管の場合を取り扱っている．

曲り円管内流れに関しては，従来より多くの解析的研究［44～50］がなされ，主に速度分布や二次流れに関して報告されている．McConalogueら［44］は，ディーン数が96～600の領域における，十分に発達した流れの数値解を求め，管内二次流れと軸方向速度分布を示している．ディーン数が増加するに従い，軸方向速度の最大位置が外側に移動することを明らかにしている．また，Collinsら［45］は，広範囲にわたるディーン数領域において，管軸方向速度および二次流れの数値解を求めており，ディーン数5000において，湾曲された二次流れの流線を示している．Sohら［46］は，一様流が曲り管内に流入した場合の軸速度分布を数値解析的に求め，最大軸速度の位置が，下流方向に沿い内側壁から外壁側に移動することを報告している．Patankarら［47］は，入口速度分布がポアズイユ流れの場合について，層流助走区間における速度分布を数値解析的に求め，さらに乱流域［48］に拡張

している.

また，曲り円管における圧力損失に関しては，伊藤［51］の研究がある．彼は，ベンドを有する管路内の圧力降下を測定し，ベンド外壁側で圧力が高く，内壁側で低下すること，また，ベンドによる圧力損失は，さらに下流域に影響を及ぼすことを報告している．金ら［52］は，冷媒R12と冷凍機油の混合物を作動流体とし，蒸発器を対象とした180°曲り管内の流動様式および圧力損失について実験的検討を行っている．さらに，重力に抗して上昇させるボトムフィード方式，重力を利用する方向に下降させるトップフィード方式の2種類の方法を採用し，流動状態の可視化も行っている．同様の検討例は，宝谷［53］により報告されている．

最近，医学分野における動脈硬化の病例が，血管曲り部において多く見られるとの報告［54］より，血管内流れに関する生体工学立場よりの研究が進められている．谷下ら［55］は，内けい動脈内の血管流れを把握するため，曲率の大きいU字管としてモデル化し，U字管内の速度分布をレーザドップラ流速計を用いて測定し，主に曲率の影響について検討している．

このように，曲り円管を対象とした研究は，管内流れに関するものがほとんどである．伝熱工学的立場よりの研究として，森ら［56，57］の報告があげられる．彼らは，曲り管内の平均熱伝達率に及ぼす曲率の効果について検討している．層流域［56］および乱流域［57］の場合について理論解析を行い，平均熱伝達に関する整理式を提案し，実験結果とよく一致する結果を得ている．

一方，矩形断面を有する曲り管に関しても多くの研究［65

～78]がなされている．この種の曲り管には，曲り部凹壁面上の境界層内に，流れ方向に軸をもつ縦渦列が発生する［58～63］ことが知られている．この渦列は，矩形断面を有する曲り管においても観察され，流体力学的興味から二次流れの発達過程を対象として多くの研究がなされている．初期の研究として，Dean［64］による解析的研究があり，曲り管内に二次流れが発生する可能性を示唆している．白神ら［65］は，正方形断面の90°ベンド内の層流域における流動状態を実験的に検討している．可視化実験により，二次流れ渦を確認し，また，水素気泡法を用いてベンド内の流速分布を測定している．

Ghiaら［66］は，正方形断面を有する曲りダクトを用いて，層流助走区間における，速度分布，および二次流れ渦の数値解を求めている．低ディーン数においては，一対の対称渦がベンド内に形成されるが，さらにディーン数が増加すると，凹壁中央部に一対の附加的二次渦が発生し，その最初の臨界値は約 143であることを報告している．Hilleら［67］は，正方形断面の 180°曲りダクトにおける速度分布を，ＬＤＶを用いて詳細に測定し，凹壁中央部に発生する附加的二次渦は，ディーン数が 150～ 300の領域において観察されることを報告している．Humpheryらは，正方形断面の 90°曲りダクト内流れを，層流［68］，および乱流［69］の場合について，それぞれＬＤＶを用いて測定するとともに，数値解析を行っている．Taylorら［70］は，正方形断面の90°ベンドにおける速度分布を，ＬＤＶを用いて詳細に測定し，層流および乱流の場合における二次流れ速度について検討している．

秋山ら［71，72］は，曲りダクト内の層流速度助走区間問

題を取扱い，断面が長方形［71］，正方形［72］の場合における二次流れ渦の発達機構や，管摩擦係数に及ぼす影響について，可視化実験と合わせ数値解析的に検討している．

Chengら［73］は，アスペクト比が 0.2～5の範囲で，発達した流れ場の数値解析を行い，ディーン数が大きい領域において，凹壁中央部に一対の附加的二次渦が発生することを見いだしている．

杉山ら［74～77］は，長方形断面を有する曲り流路内の流動特性について一連の研究を行っている．アスペクト比 0.5～2.5，曲率半径比5～8の長方形断面の曲り流路を用い，完全に発達した層流域における二次流れの可視化実験［74］を行うとともに，附加的二次流れ渦が発生する臨界ディーン数とアスペクト比の関係を求め，臨界ディーン数は曲率半径比が増加するに従い小さな値を示し，また，その傾向は，アスペクト比が大きいほど著しいことを報告している．層流の発達領域［75］においては，アスペクト比が1および2の場合について，同じく曲率半径比5～8の条件下で，曲り角度 $\varphi = 0°$（入口）より 270°の間の各断面における，複雑な二次流れ渦の発達過程を可視化している．また，同じく層流の発達領域において，レーザドップラ流速計を用いて速度分布を測定［76，77］している．

石垣ら［78］は，矩形断面曲り管内流れの数値解析を行い，完全に発達した層流状態における，速度場ならびに温度場の解を，ディーン数が 550以下の領域において求めている．本阿弥［42］は，長方形断面を有する曲り流路の二次流れに対して解説を行い，乱流状態において発生する二次流れの挙動を中心に，曲り流路内の流れについて述べている．

このように，矩形断面を有する曲り管内流れに関しては，実験的にも，あるいは解析的にも多くの報告がなされている．しかしながら，これらの研究は，矩形断面曲り流路内の流れ場を検討したものであり，曲り壁における熱伝達については言及していない．

一方，凹凸両壁面上の熱伝達に関しては，主に実験的研究［79～84］がなされている．Thomann［79］は，超音速領域において，凹凸両壁面上の局所熱伝達率を測定し，平板上の熱伝達率と比較検討している．凹壁面における熱伝達率は，平板上のそれより約20％増加し，一方，凸壁面の熱伝達率は，平板のそれより同程度減少することを報告している．McCormack ら［80］は，曲りダクトを用いて凹壁面上に形成される Taylor-Görtler 渦が熱伝達に及ぼす効果について，解析ならびに実験的検討を行い，これらの渦列により凹壁面上の熱伝達率は，平板上のそれと比較して100～150％増加することを報告している．

関ら［81～84］は，矩形断面を有する返しベンド内の熱伝達について実験的に検討している．等熱流束の加熱実験により，返しベンド凹面［83］および凸面［84］の平均熱伝達率を測定し，流速，流路高さ，および曲率半径の効果について詳細に検討し，さらに平均熱伝達率に対する実験整理式を提案している．望月ら［85］は，ガスタービン動翼冷却流路の熱伝達特性を検討するため，正方形断面の急激な曲り流路を2個組み合わせた場合の熱伝達率を測定し，さらにミストを注入することで可視化実験［86］を行っている．同様の研究は，Han ら［87］により行われている．

Metzgerら［88］は，急激な180°ターン構造の矩形チャネ

ルまわりの熱伝達率の測定を行っている．熱伝達率測定領域を５つに分類し，各領域における熱伝達率を測定した結果，曲り部直後の領域において，最も高い熱伝達を示すことを報告している．大原ら［90］は，カーエアコン用エバポレータの開発を目的として，180°ターン構造を有する冷媒流路内の流れおよび熱伝達について検討し，流動状態の観察，サーモグラフィ法による壁面温度分布の可視化を行っている．

上述したように，矩形断面を有する曲り管内の熱伝達に関する研究は，その多くが，単相流れの場合を対象としており，凍結層など凝固を伴う場合の熱伝達機構に関しては，今だ明らかにされていない現状にある．

## 2．3　管内層流化現象に関する研究

一般に，急激な加熱を受ける場合や，流れが急激に縮流される場合，いわゆる層流化現象が生じることが報告［91～97］されている．冷却を受ける管内に凍結層が成長する場合，管内の流れは，凍結層により冷却を受けながら縮流される．したがって，かかる状況下においても，層流化現象の可能性が従来より示唆されてきたが，凍結現象と関連して層流化の問題を検討した研究は少なく，現象に対しての定性的な解釈にとどまっている．層流化現象を取り上げた研究は，急激な加熱条件下［91，92］，あるいは縮流された流路［93］を対象としたものがほとんどである．

Patel ら［94］は，管レイノルズ数 1000～10000の層流から乱流状態において，水路内の流動挙動を詳細に検討するた

め，水路内流れの速度分布ならびに管摩擦係数を熱線風速計を用いて測定し，これらの状態変化を明確に測定している．Morettiら［95］は，平板上流れの加速による層流化の影響について検討し，加速パラメータKが層流化現象を支配する重要なパラメータであることを示し，さらに加速パラメータ $K > 3.3 \times 10^{-6}$ の領域において層流化が生じることを報告している．

Tanakaら［96］は，縮流ダクト内の熱伝達率を測定し，管内平均流速を代表速度として定義した加速パラメータKが，$K > 3.0 \times 10^{-6}$ の領域において，層流化による熱伝達の劣化現象が生じると報告している．小川ら［97］は，加熱によるガス流の熱伝達劣化現象を検討するため，熱線風速計によりガス流加熱時の乱流変動を調べ，さらに，局所熱伝達率とガス温度の測定結果との対応により，層流化開始と終了の条件を実験的に求めている．

層流化に関する研究は，上述のように，加熱実験に基づく現象を取り上げたものが多く，凍結層を伴うことにより，流れが縮流，かつ冷却を受ける場合の層流化現象を対象とした研究はほとんどなされていない．

このように，曲り管に関する研究は，流体工学的立場より，流動挙動の解明に焦点を当てたものが多く，伝熱工学的立場より，伝熱機構を明らかにしようとした研究は非常に少ない．また，凍結現象と関連して層流化の問題を検討した研究は少なく，凍結を伴う場合の熱伝達と層流化現象との関係は不明な点が多く残されているのが現状である．

曲り管の凍結現象に関する研究は，わずかに稲葉ら［98～102］の研究をあげることができるに過ぎない．彼らは，水

道管における凍結閉塞問題に着目し，180°，90°，および45°の角度の異なる3種類の曲り円管を用いて一連の凍結実験を行い，凍結閉塞へと到る圧力損失の経時変化，および凍結閉塞限界における管内流速と冷却温度比の関係について報告している．しかしながら，曲り円管内の凍結熱伝達機構については言及していない．

## 第3節　本研究の目的

このように，凍結現象や曲り管に関する研究は従来より数多くなされているにも関わらず，曲り管内の凍結挙動に関して，伝熱工学的立場よりの研究はほとんどなされておらず，凍結などの凝固を伴う場合の熱伝達機構に関しては不明な点が多く残されている．

本研究は，このような現状を踏まえ，曲り管内の凍結熱伝達機構を明らかにすることを目的としている．現在のところ，矩形断面を有する曲り管内の凍結挙動に関する報告はほとんどなされていないため，本研究では，アスペクト比が大きい矩形断面を有する返しベンド内の凍結挙動および凍結熱伝達挙動に関して実験的に検討する．さらに，管内の凍結現象において観察される，不安定凍結現象を取り上げ，その発生原因についても併せて明らかにしようとするものである．

# 第３章　返しベンド凸面冷却における凍結挙動および凍結熱伝達

## 第１節　概　説

冷却壁面を有する直円管内の凍結挙動に関する研究［22～24］によれば，流速および冷却温度比の条件により，凍結層厚さが流路途中で急激に減少する，いわゆるステップ状の凍結層が発生することが報告されている．冷却円管が十分に長い場合には，上記のステップが複数個観察される．一つのステップ単位は，アイスバンド幅と呼ばれているが，その長さは流速および冷却温度比により変化し，さらにステップ形成位置は時間経過とともに上流方向へ移動し定常状態へ到ることが観察されている．曲り管の一形態である返しベンドの場合，流動状況が直円管の場合と異なるため，そこで観察される凍結挙動も相違することが予想される．曲り管の凍結に関する研究は少なく［98～102］，主に円形断面管の凍結破壊に関する報告であり，伝熱工学的立場より熱伝達機構に言及した検討はなされていない．

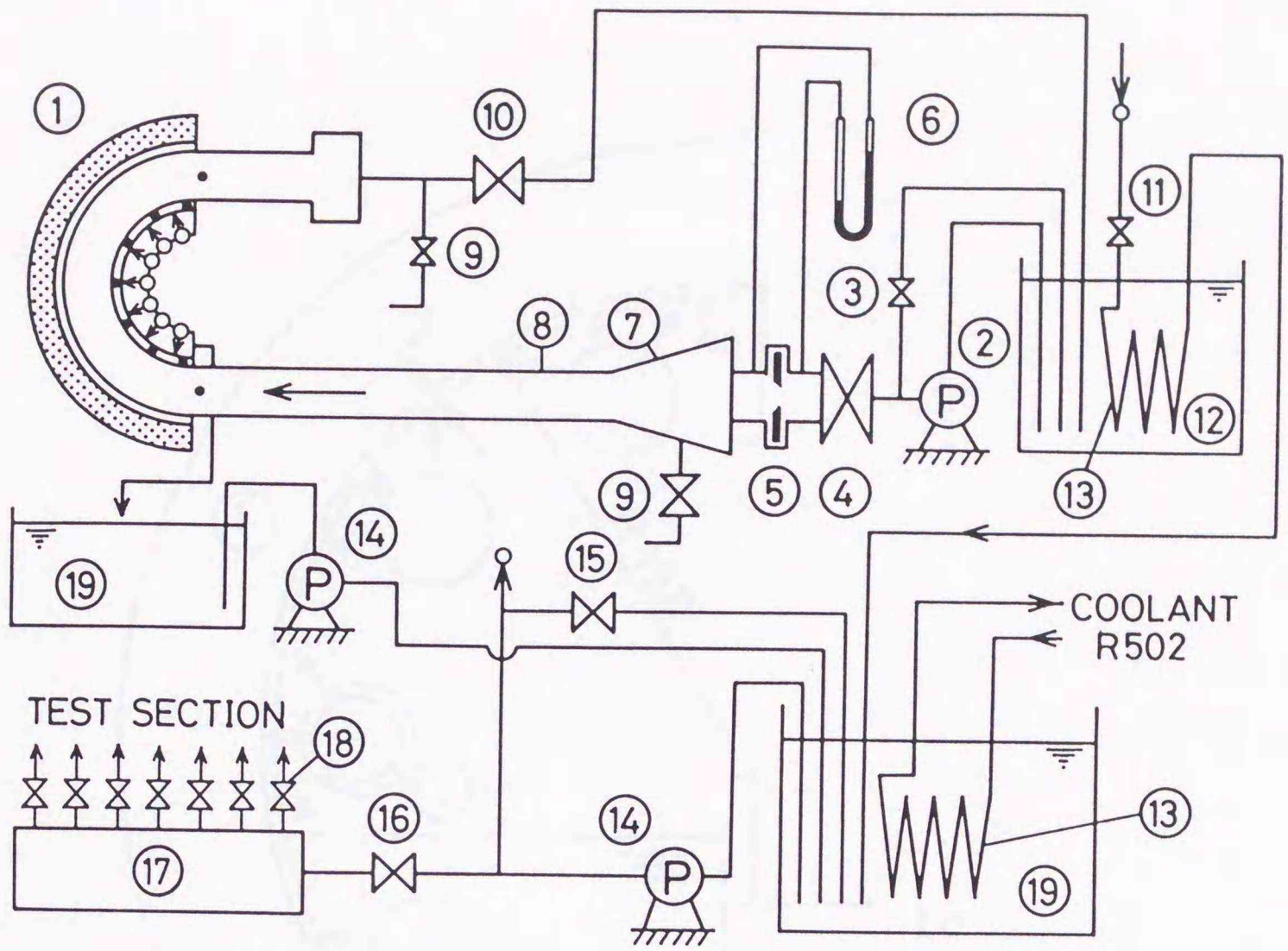
返しベンドの冷却には，凸面冷却，凹面冷却，ならびに凹凸両面冷却の三つ場合が考えられる．本章では，先ず，返しベンド凸面のみ冷却を行った場合，凸面上に成長する定常状態における凍結挙動を把握し，これら凍結挙動に及ぼす流速および冷却温度比の影響について検討を行う．さらに，凍結を伴う場合の熱伝達挙動に及ぼす，流速，冷却温度比，および流路高さの効果について明らかにする．

## 第２節　実験装置および実験方法

### ２．１　実験装置

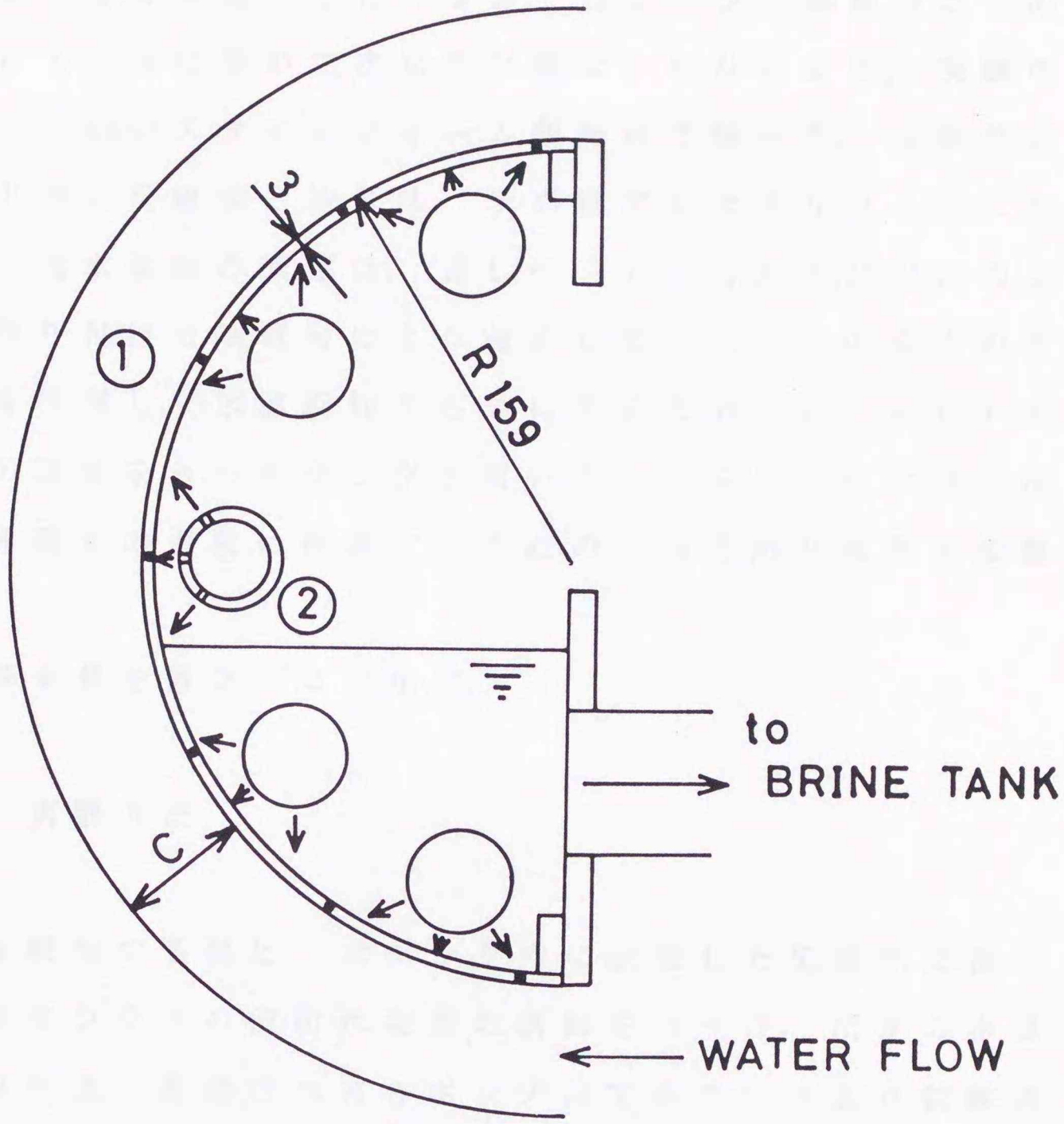
実験装置の概要を図３－１に示す．本実験装置は，基本的に，作動流体である水循環系統，冷凍機に連動した冷媒循環系統，および試験部返しベンドより構成されている．水循環系統は，所定の水温を得ることのできる供給用水タンク，流量測定装置，縮流ダクト，助走ダクト，および試験部返しベンドを構成要素とし，遠心ポンプにて水を回流させた．また，エチレングリコール水溶液を用いた冷媒循環系統は，冷却壁面温度ならびに流入水温度を制御するためのものである．試験部は，180°の曲り構造を有する矩形断面の返しベンドである．曲り内側凸部が冷却曲面となっており，一方，曲り外側凹部は断熱された曲面構造である．本実験では，流路幅 300 mm，冷却凸面曲率半径 159mmの一定寸法のもとで，曲率半径方向の流路高さを17mm，30mm，および50mmに変化させた３種類の返しベンドを作製した．

試験部返しベンドの詳細を図３－２に示す．冷却面をなす凸面は，厚さ３mmの銅板を半円筒形に曲げ加工したものである．冷却面が等温度となるように，熱伝導率の高い銅板を用いている．冷却凸面に，φ0.3mm のクロメル・アルメル熱電対を流れ方向３列にわたり合計21箇所埋め込み，冷却面温度を測定した．また，凸面背後には冷却用の冷媒噴出ノズルを設置した．一方，凹面は厚さ３mmの塩化ビニル樹脂性板を半円筒形に曲げ加工し，背後は曲面に沿ってエサフォーム（厚さ50mm）で覆い断熱を施した．返しベンドの両側面は，厚さ




① TEST SECTION
② WATER PUMP
③ BYPASS VALVE (WATER)
④ CONTROLLING VALVE (WATER)
⑤ ORIFICE
⑥ MANOMETER
⑦ CONTRACTED DUCT
⑧ ENTRANCE DUCT
⑨ DRAIN VALVE
⑩ STOP VALVE
⑪ SLUICE VALVE (BRINE)
⑫ WATER STORAGE TANK
⑬ HEAT EXCHANGER
⑭ BRINE PUMP
⑮ BYPASS VALVE (BRINE)
⑯ SLUICE VALVE
⑰ DISTRIBUTOR
⑱ CONTROLLING VALVE (BRINE)
⑲ BRINE STORAGE TANK
• THERMOCOUPLES

図 3 － 1　実験装置系統図




① COOLED WALL (COPPER PLATE)

② BRINE NOZZLE

• THERMOCOUPLES

図 3 － 2　試 験 部 詳 細 図

10mmの透明アクリル樹脂性板を用い，返しベンド内の凍結挙動が観察できる構造にした．なお，返しベンド両側面からの熱損失により凍結層の二次元性が損なわれないよう，実験中は厚さ 100mmのスタイロフォーム断熱材で覆った．試験部返しベンド内に供給する流量は，予め検定したオリフィスにて行った．流水温度の測定は，返しベンド入口および出口の2箇所に取り付けた熱電対により測定した．実験中の流水の温度変動を抑制し，水温調節を容易にするため，1.8 × 1.0 × 0.8m$^3$ の容量をもつ水タンクを用いた．水タンク内には，流水温度を所定の温度に制御するための低温用熱交換器を設置した．

試験部全景を図３－３に示す．

## 2．2　実験方法

実験を開始する前に，水タンク内に設置した低温熱交換器にて，水タンク内の供給水温度の調節を行った．所定の水温が得られた後，循環用の遠心ポンプにて水タンクより試験部返しベンドへ流水を供給した．流水は，オリフィスにて流量をモニタしながら，縮流ダクト，助走ダクトを経由し，十分に発達した乱流状態で試験部返しベンド内に流入する．以上の手順により，返しベンド入口における流水温度が設定温度となった後，冷却ノズルより冷媒を噴出し，返しベンド凸面の冷却を開始した．実験中は，冷却凸面温度と流水温度を常時モニタしながら，その温度が常に一定となるように各バルブにて冷媒循環量を制御した．本実験は，流量一定の条件で行い，凍結層が返しベンド内に成長した後も，通過する流量

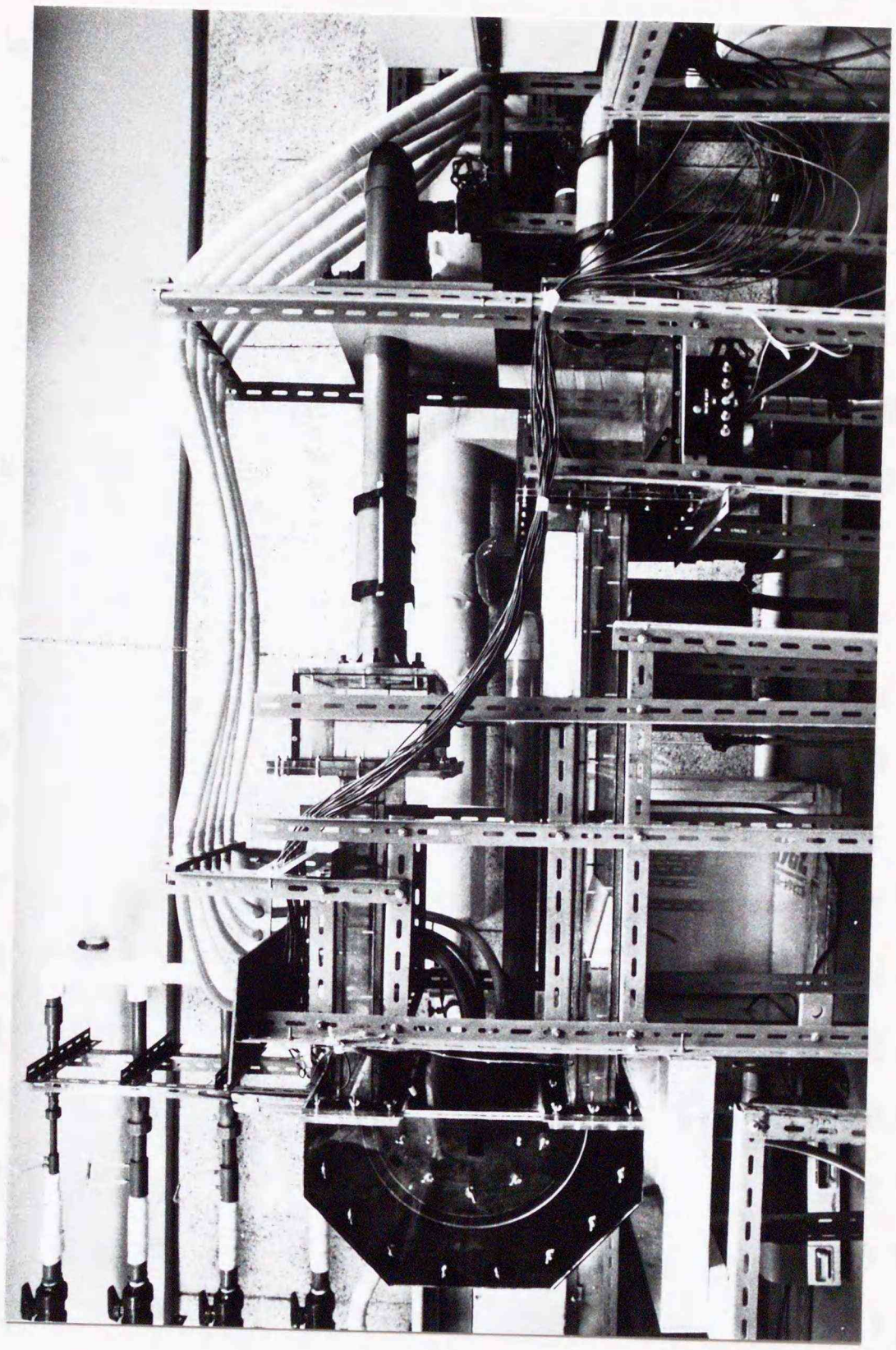


図３－３　実験装置全景

が一定となるようバルブ操作を行った．凍結層厚さおよびその形状変化が1時間以上認められなくなった状態を定常状態とみなし，この後すみやかに凍結層の写真撮影を行い，実験を終了した．

## 第3節　熱伝達率の算定方法

従来，凍結層界面における熱伝達率の算定は，凍結層厚さ方向の1次元的な熱バランスを考え，凍結層内の温度分布を準定常とみなして計算する手法が採用されていた．この手法には，(1) 凍結層内の熱移動モデルを，凍結層厚さ方向に1次元的に考えているため，凍結層内における流れ方向に対する熱移動を考慮していない，(2) 凍結層内の温度分布を準定常と仮定している，(3) 凍結層厚さが一定の領域を除いて，凍結層界面に対する法線方向の熱伝達率が算定できない，などの問題点があげられる．本研究では，これらの点を考慮し，凍結層内の温度分布を二次元定常熱伝導に関する境界値問題として解き，凍結層界面での熱バランスを法線方向成分と流れ方向の円周成分に分けて考えることにより，凍結層界面法線方向の局所熱伝達率を算定した．凍結層内温度分布を求めるために，その解法手段として，辺点法［103，104］による近似理論解法を採用した．以下，その解法について説明する．

熱伝達率算定に用いた計算座標を図3－4に示す．円柱座標系における二次元定常熱伝導に関するエネルギ方程式は，一般に次のように表される．

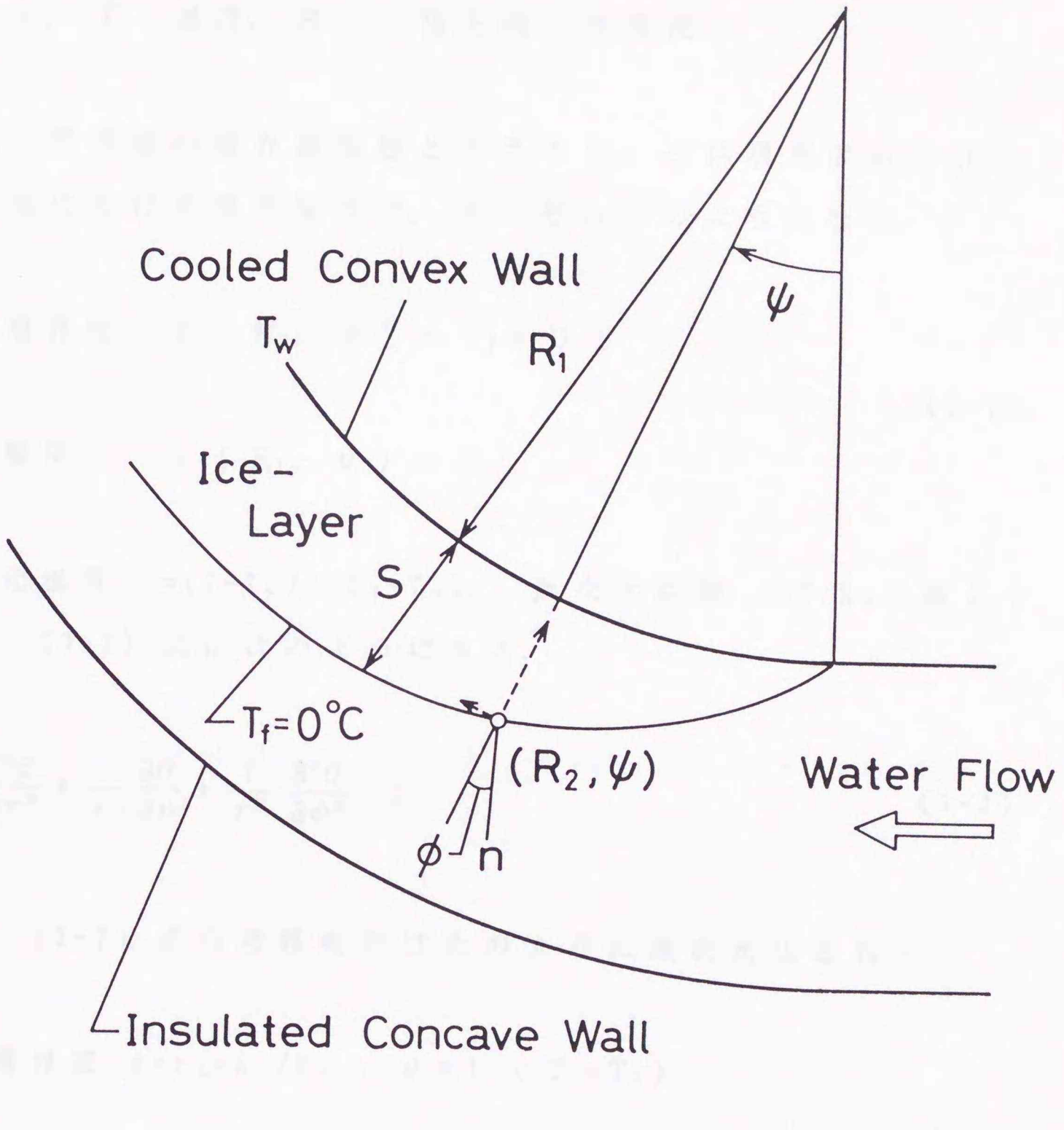



図３－４　熱伝達率計算座標

$$\frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{1}{R}\frac{\partial T}{\partial R} + \frac{1}{R^2}\frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} = 0 \qquad (3-1)$$

ここで，　T ：温度，　R ：半径方向，　$\psi$ 角度

上式を等温壁の境界値問題と考えると，凍結層界面および冷却壁面における境界条件は，それぞれ次のようになる．

凍結層界面　$T(R_2, \psi) = T_f = 0\ ℃$

冷却壁面　$T(R_1, \psi) = T_w$ 　　(3-2)

無次元温度 $\theta = (T-T_w)/(T_f-T_w)$，　無次元距離　$r = R/R_1$ を導入すると，(3-1) 式は次のようになる．

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \theta}{\partial \psi^2} = 0 \qquad (3-3)$$

また，(3-2) 式の境界条件は次のように無次元化される．

凍結層界面　$r = r_2 = R_2/R_1$ ：　$\theta = 1$　$(T = T_f)$

冷却壁面　$r = R_1/R_1 = 1$ ：　$\theta = 0$　$(T = T_w)$ 　　(3-4)

(3-3)式 で与えられた無次元エネルギ方程式の一般解は，変数分離法を用いて次式で与えられる．

$$\theta = a_0 \ln r + c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n r^n + b_n r^{-n}) \cos(n\psi) \qquad (3-5)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} (c_n r^n + d_n r^{-n}) \sin(n\psi)$$

ここで，　$a_0$，　$c_0$：０次の未知定数

$a_n$，　$b_n$，　$c_n$，　$d_n$：ｎ次の未知定数

上式で得られた一般解より，軸対象条件を考慮し，（3-4）式に示した境界条件を導入すると，最終的な解が次のように求められる．

$$\theta = a_0 \ln r + \sum_{n=1}^{\infty} \{(a_n r^n - a_n r^{-n}) \cos(n\psi)\} \qquad (3-6)$$

上式における未知量ａ$_0$，ａ$_n$は，凍結界面に沿い温度境界条件$\theta = 1$を満たすように決定する．ここでは，辺点法を適用してｎ＝１～∞の総和計算を，ｎ＝１～Ｎまでの有限個で近似する．したがって，分割数ｎが測定精度に影響を及ぼすが，本計算では，分割数を種々検討した結果，ｎ＝２０を採用した．

有限個の分割数で近似すると，（3-6）式は

$$\theta = a_0 \ln r + \sum_{n=1}^{N} \{(a_n r^n - a_n r^{-n}) \cos(n\psi)\} \qquad (3-7)$$

となる．したがって，半径方向および角度方向における温度勾配は，それぞれ次式で与えられる．

$$\frac{\partial\theta}{\partial r} = \frac{a_0}{r} + \sum_{n=1}^{N}\{(a_n n r^{n-1} + a_n n r^{-n-1})\ cos(n\psi)\} \qquad (3-8)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial\psi} = -\sum_{n=1}^{N}\{(a_n n r^{n} - a_n n r^{-n})\ sin(n\psi)\} \qquad (3-9)$$

さて，潜熱移動のない定常状態における凍結界面の熱バランス式は

$$\lambda_i \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{R=R_2} = h_\phi(T_\infty - T_f) \qquad (3-10)$$

で与えられる．

ここで，$\lambda_1$：氷の熱伝導率，n：凍結層界面法線方向

また，凍結層界面法線方向の温度勾配を，半径方向と円周方向の成分より求めると

$$\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{R=R_2} = \frac{sin\phi}{R_2}\left.\frac{\partial T}{\partial\psi}\right|_{R=R_2} + cos\phi\left.\frac{\partial T}{\partial R}\right|_{R=R_2} \qquad (3-11)$$

ここで，$\phi$：半径方向と法線方向との偏角

(3-11)式を(3-10)式に代入すると

$$h(T_\infty - T_f) = \lambda_i \left( \frac{sin\phi}{R_2} \frac{\partial T}{\partial \psi}\Big|_{R=R_2} + cos\phi \frac{\partial T}{\partial R}\Big|_{R=R_2} \right) \quad (3-12)$$

無次元温度 $\theta = (T - T_w)/(T_f - T_w)$, 無次元距離 $r = R/R_1$ を導入すると, (3-12)式は次のように変換される.

$$h_\phi = \lambda_i \frac{(T_f - T_w)}{(T_\infty - T_f)} \frac{1}{R_1} \left[ \frac{sin\phi}{r} \frac{\partial \theta}{\partial \psi}\Big|_{r=r_2} + cos\phi \frac{\partial \theta}{\partial r}\Big|_{r=r_2} \right] \quad (3-13)$$

以上より, 最終的に(3-8), (3-9), および(3-13)式を用いて, 凍結層界面法線方向における局所熱伝達率 $h_\phi$ が求められる.

なお, 凍結層厚さSおよび偏角 $\phi$ の測定には, 写真撮影したネガフィルムをスクリーン上にプロジェクタにて拡大して読みとる方法を採用した.

## 第４節　実験結果および考察

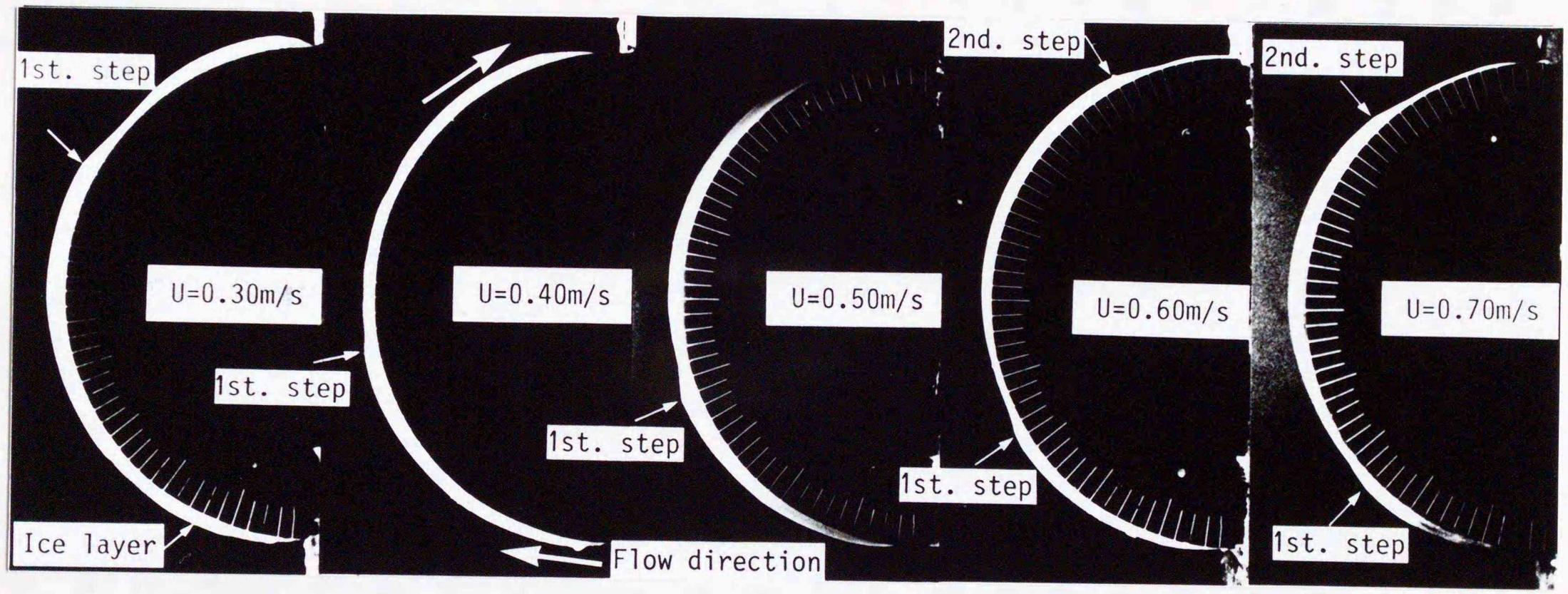
### ４．１　凍結挙動の観察

#### ４．１．１　流速の影響

流水を伴う管内の凍結現象は，凍結層，流れ場，および熱伝達が相互に関連した伝熱問題であり，その挙動はきわめて複雑な様相を呈する．一般に，管内に凍結層が成長する過程において，管内の流動状態は非定常的に刻々変化する．これに対応して，凍結層界面における熱伝達が変化し，凍結層の形状変化が引き起こされる．凍結層の形状変化は，再び流動状態に影響を及ぼし，流れ場の変化に対応して熱伝達が変化し，再び凍結層に影響を与えることになる．最終的には，この過程が連続して繰り返されながら定常状態へ至るものと考えられる．

定常状態における返しベンド内の凍結挙動を把握するため，流路高さが異なるそれぞれの場合について，凍結層形状に及ぼす流速の影響を検討する．

図３－５は，流路高さ17㎜の返しベンド凸面上に発達した凍結層形状写真を示したものである．流入水温度１℃，冷却凸面温度 -10℃の条件下で，種々の入口平均流速に対し得られた結果である．流路の幅方向（写真奥行き方向）における凍結層厚さは一様であり，曲率半径方向と円周方向に二次元的な凍結層が観察された．これらの凍結層写真から明らかなように，返しベンド内に成長する凍結層は，流れ方向に沿い厚さが単調に増加するのでなく，流路途中において凍結層厚



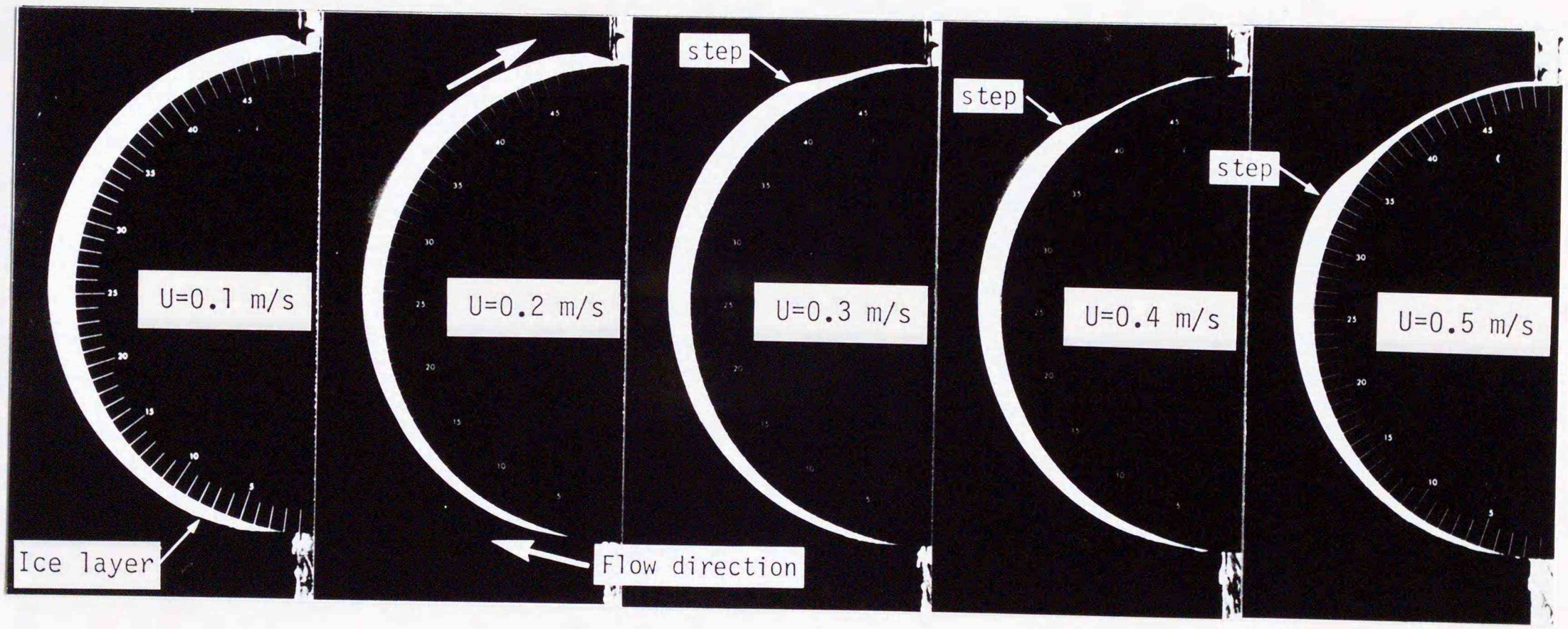

C=17mm , $R_{cv}$=159mm , $T_{in}$=1℃ , $T_w$=-10℃

図３－５　凍結層形状に及ぼす流速の効果

さが急激に減少する場合があることがわかる．凍結層厚さが流れ方向のある位置において急激に減少する挙動は，冷却平板上の流れ［14，15］，直円管内流れ［20，22～26］，二平行平板間流れ［28～32］においても報告されており，その形状から“ステップ”と一般に呼ばれている．本研究においても以後この呼称を用い，凍結層厚さが減少する直前での最大凍結層厚さ部を“ステップ形成位置”と名付けることにする．図より，入口平均流速が 0.3m/s の場合，返しベンド凸面上にステップが一つ（第１ステップ）観察される．この第１ステップは0.4，0.5m/s と流速が増加するに従い，返しベンド入口方向に前進しているのがわかる．さらに流速が増加すると（U=0.6，0.7m/s の場合），第１ステップ下流位置に新たな第２ステップが形成され，いずれのステップも流速の増加とともに，上流方向に前進移動している様子が認められる．

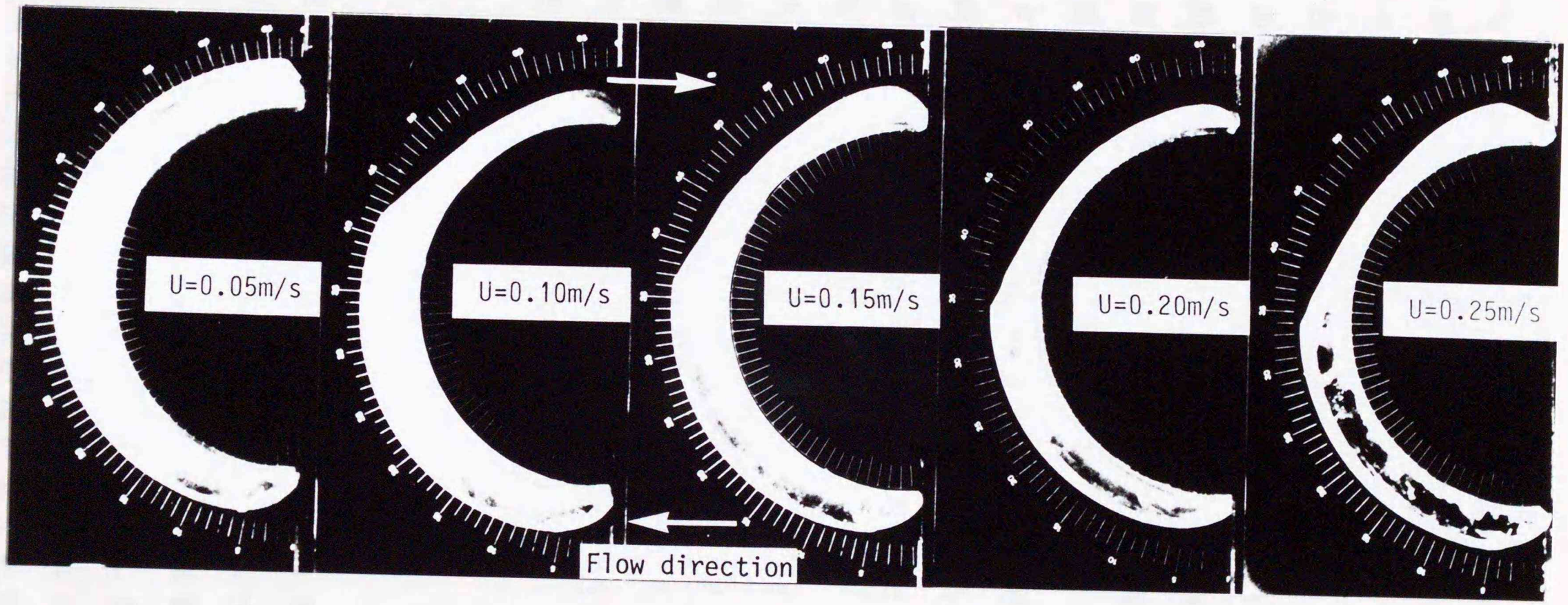
図３－６に，流路高さ30mmの返しベンド凸面上に発達した凍結層形状写真を示す．流入水温度 1.5℃，冷却凸面温度 -5.0℃ の条件下で，入口平均流速をパラメータとして得られたものである．図より，入口平均流速が 0.1，0.2m/sと比較的遅い場合には，返しベンド凸面上にステップは認められない．しかしながら，0.3，0.4，および0.5m/sとさらに流速が増加すると，凸面上にステップが形成されるとともに，ステップ形成位置は上流側へと前進移動していることがわかる．

図３－７に，同じく返しベンド凸面上の凍結層写真を，流路高さ50mmの場合について，種々の平均流速に対して示す．この実験は，流入水温度 0.3℃，冷却凸面温度 -18℃のきわめて強い冷却条件の下で行われたものである．入口平均流速が0.05m/s と遅い場合には，凍結層は流れ方向に単調な形状




C=30mm , $R_{cv}$=159mm , $T_{in}$=1.5℃ , $T_w$=-5℃

図３－６　凍結層形状に及ぼす流速の効果




C=50mm , $R_{cv}$=159mm , $T_{in}$=0.3℃ , $T_w$=-18℃

図３－７　凍結層形状に及ぼす流速の効果

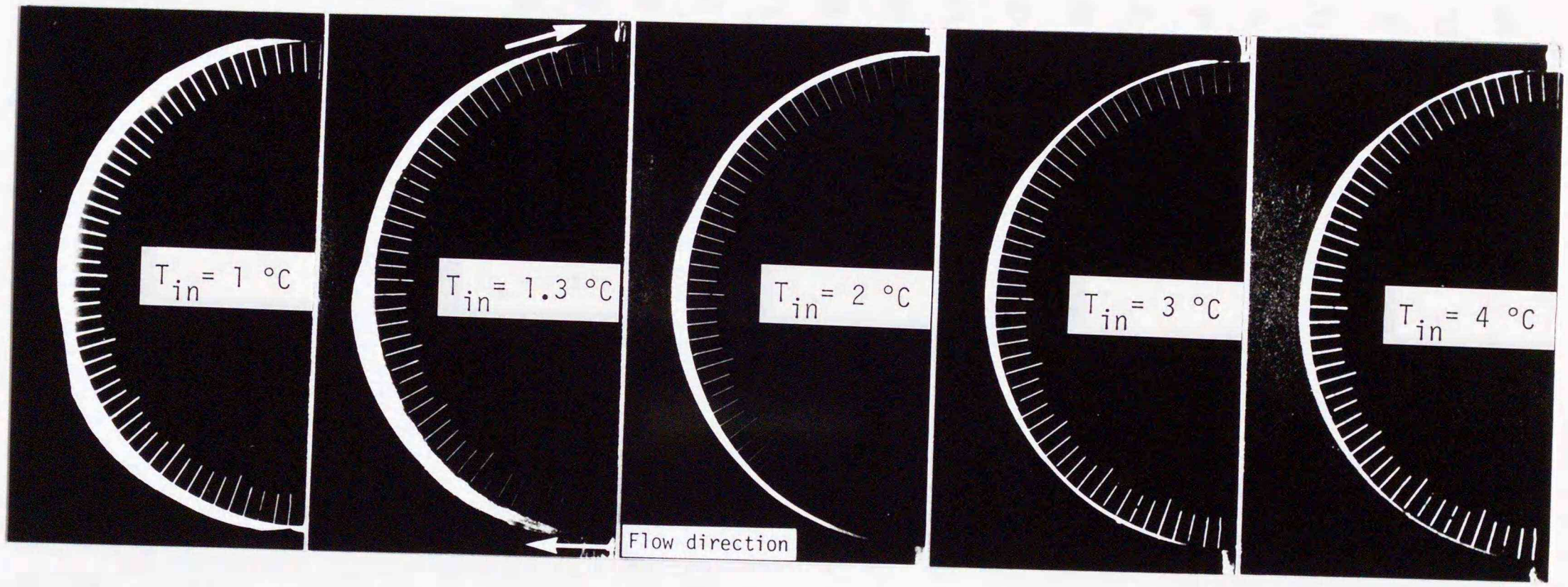
を有し，また，凍結層の成長が著しいことがわかる．さらに流速が増加すると，凸面上にステップが観察される．しかしながら，ここで観察されたステップは，流路高さ17㎜，30㎜の場合において観察されたステップと，その形成原因が異なるものである．通常観察されるステップは，流路途中において凍結層の局所的な融解が始まり，時間経過とともに徐々に形状変化しながら顕著な階段状となる現象である．一方，ここで観察されたステップ状の凍結層は，ステップが凍結層終端部より上流側へと移動していく様子が観察されたことより，冷却面が終了する凍結層終端部における剥離流れが，凍結層を後方より融解しながら，時間経過とともに上流側へと移動したものと考えられる．

以上の観察結果より，従来報告されている直行流路内に見られるステップ状の凍結層は，返しベンドの曲り管においても観察されることがわかった．また，ステップ形成位置は，流速の増加とともに返しベンド上流域へ前進移動することが観察された．

### 4．1．2　冷却温度比の影響

一般に，管内の凍結挙動は流速，および冷却壁温度と流水温度の比により定義される冷却温度比に大きく影響される．前述したように，管内の凍結現象は，凍結層，流動挙動，および熱伝達の三者が互いに密接に関連した現象であり，冷却温度比は，直接的に管内の凍結層厚さに大きく影響を及ぼす．

図３－８に，冷却温度比が凍結層に及ぼす効果を示す．これらの写真は，流路高さ17㎜の返しベンドにおいて，入口平




C=17mm , $R_{cv}$=159mm , U=0.5m/s , $T_w$=-10℃

図３－８　凍結層形状に及ぼす冷却温度比の効果

均流速0.5m/s，冷却凸面温度 -10℃の条件下で，流入水温度を1℃～4℃に変化させた場合の定常状態における観察結果である．流入水温度が低いほど，凍結層が全体的に厚く成長していることがわかる．また，流入水温度が低くなるに従い，ステップ形成位置は，返しベンド入口方向に前進移動している様子が認められる．

図3－9は，流路高さ30mmの場合において，冷却温度比が凍結層に及ぼす影響を示したものである．入口平均流速 0.3 m/s の条件下において，流入水温度を変化させた場合の定常状態の凍結層を写真撮影したものである．流路高さ17mmの観察結果（図3－8参照）と同様に，冷却温度比が大きいほど，凍結層は厚く成長し，また，ステップ形成位置は，返しベンド入口方向に向かい前進移動していることがわかる．

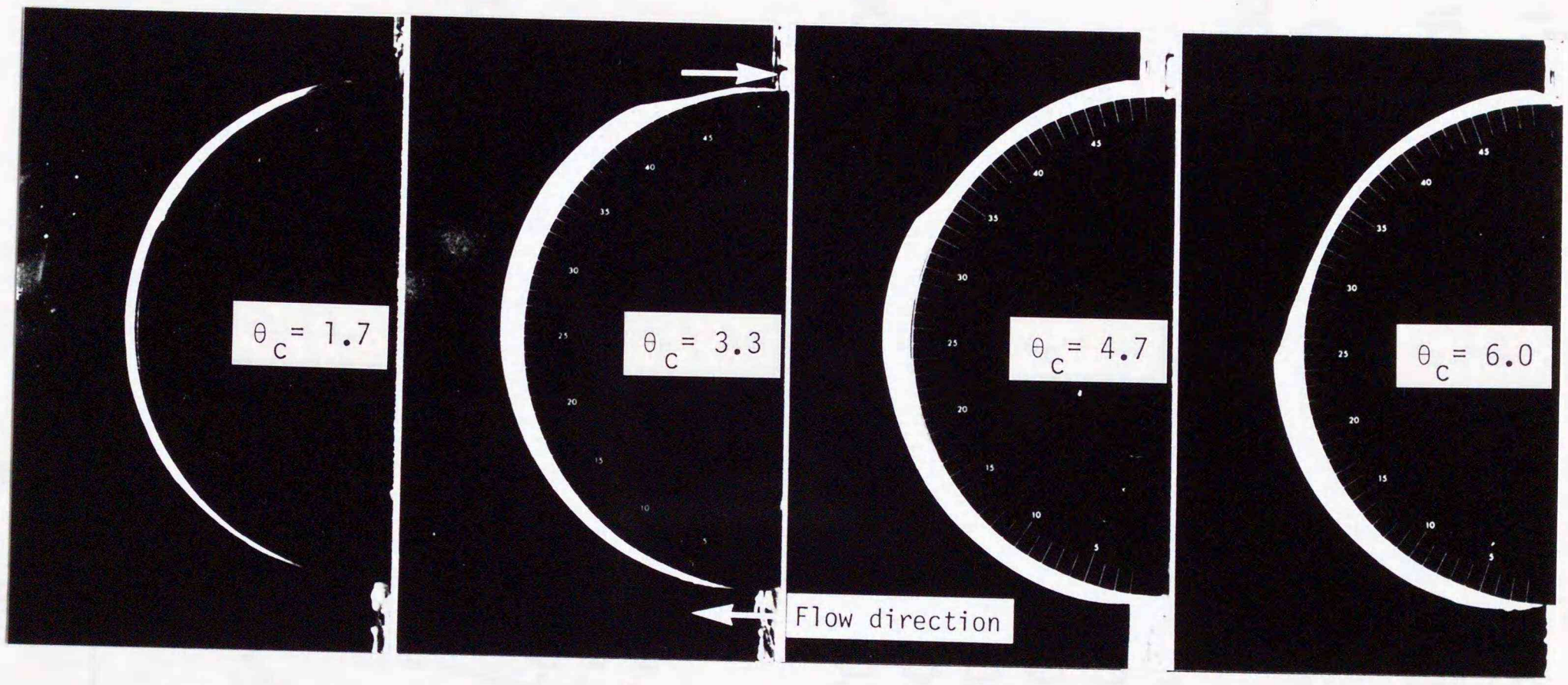
以上の結果より，冷却温度比は，凍結層形状に直接的に大きな影響を及ぼし，冷却温度比が大きくなるに従い，凍結層形状はステップ状となり易く，また，ステップ形成位置はより上流側へ移動することが明らかとなった．

## 4．2　局所熱伝達率分布

### 4．2．1　流速の影響

前節で示した凍結層の観察結果より，従来より報告されている曲り管内単相流れの熱伝達に関する情報は，凍結層が存在する場合の返しベンドには適用できないと考えられる．

図3－10に，凍結層が発達した場合の返しベンド凸面における局所熱伝達率分布を示す．流路高さ17mmの返しベンドを




C=30mm , $R_{cv}$=159mm , U=0.3m/s

図３－９　凍結層形状に及ぼす冷却温度比の効果

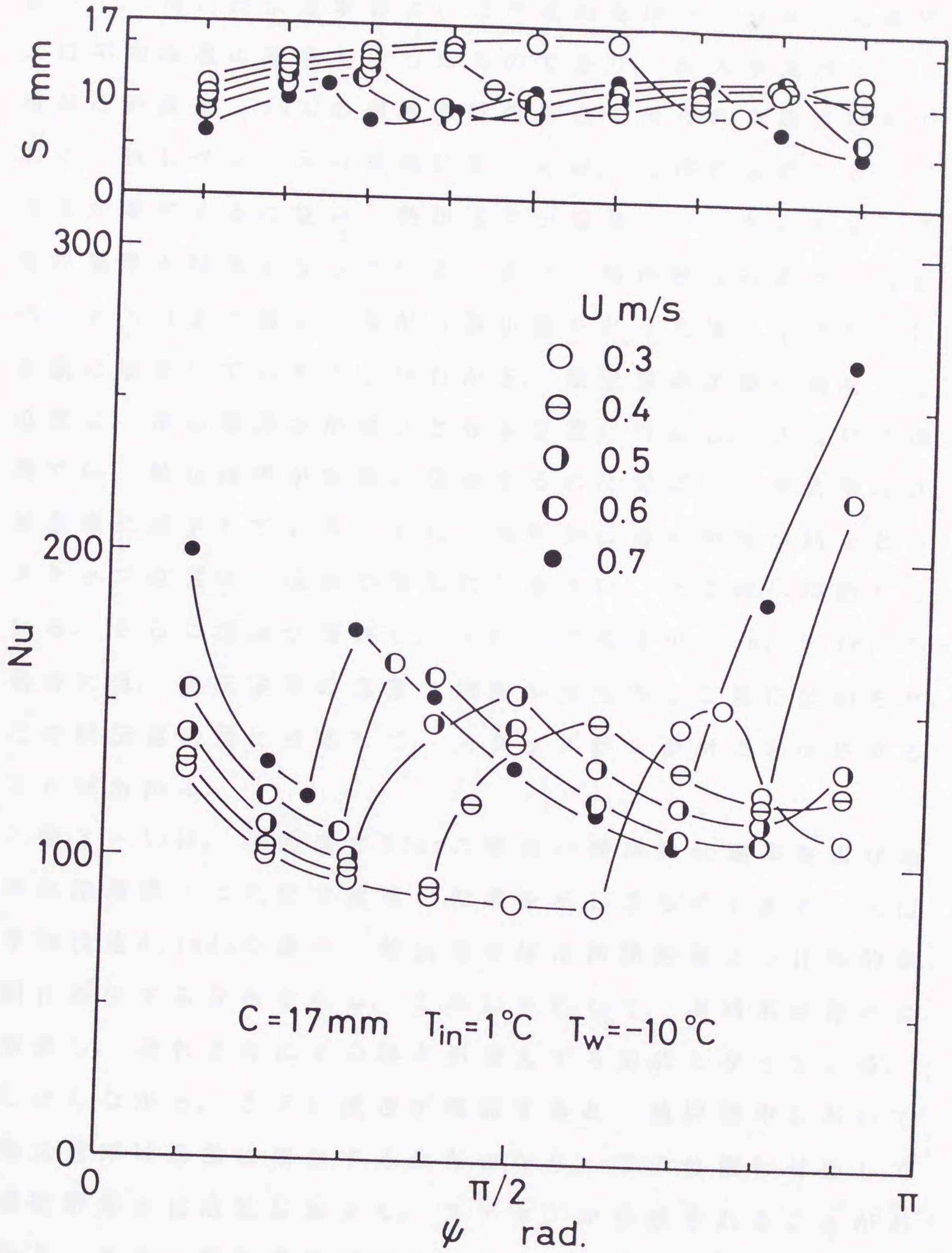



図３－10　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

用いて，局所熱伝達率および局所凍結層厚さの分布に及ぼす入口平均流速の効果を示したものであり，流入水温度１℃，冷却凸面温度 -10℃の実験条件のもとで得られた測定結果である．返しベンド入口領域においては，全体的な傾向として流速が増加するに従い，熱伝達率が増加し，これに対応して凍結層厚さは薄くなっている．また，局所熱伝達率は，返しベンド入口より減少しながら極小値をとった後，下流方向に急激に増加していることがわかる．熱伝達率が極小値をとる位置は，凍結層厚さが最大となる位置に対応し，さらに下流側では，熱伝達率が急激に増加するのに対応し，凍結層厚さは急激に減少している．また，局所熱伝達率が極小値をとるステップ位置は，流速の増加にともない，上流側へ移動している．さらに流速が増加し，入口平均流速が 0.6，0.7m/sの場合には，熱伝達率の急激な増加が流路内に２箇所認められ，この熱伝達挙動に対応して，ステップが２箇所に形成されることがわかる．

図３－11は，流路高さ30mmの場合の局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす流速の効果を示したものである．入口平均流速0.1m/sの場合，熱伝達率は冷却開始端より比較的単調に減少する分布を示し，これに対応して，凍結層は徐々に成長し，流れ方向にその厚さが増大する形状となっている．しかしながら，さらに流速が増加すると，流路途中において熱伝達率は急激に増加する分布となり，この位置に対応して凍結層厚さは急激に減少し，ステップが形成されることがわかる．また，熱伝達率が極小値を示す位置は，流速の増加とともに上流側へ移動している．

流路高さ50mmの場合の局所熱伝達率および局所凍結層厚さ

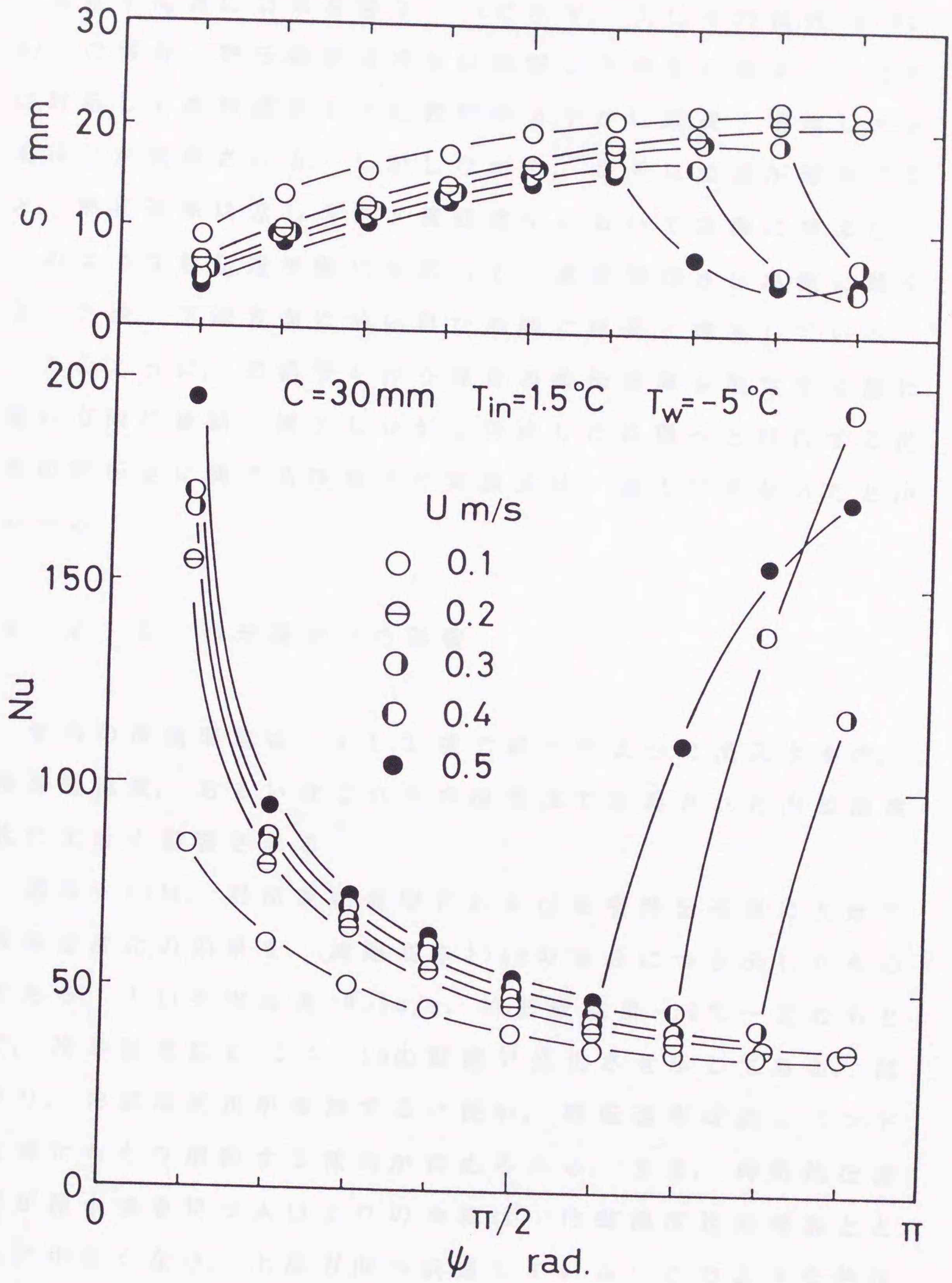



図３－11　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

に及ぼす流速の効果を図３－12に示す．入口平均流速 0.05 m/s の場合，熱伝達率は冷却開始端より単調に減少し，これに対応して凍結層厚さは比較的ゆるやかに成長・増加している様子が観察される．しかしながら，さらに流速が増加すると，熱伝達率は返しベンド流路途中において急激に増加し，このような熱伝達挙動に対応して，凍結層厚さは急激に薄くなった後，下流方向に沿い再び単調に成長・増加している．

このように，凍結層を伴う場合の熱伝達率を推定する際に，流れ方向に単調に減少しながら発達した状態へと移行する従来の熱伝達に関する理論式や実験式は，適用できないことがわかる．

### 4．2．2　冷却温度比の影響

管内の凍結現象は，4.1.2 項で述べたように流入水温度，冷却壁温度，あるいはこれらの温度比で定義された冷却温度比に大きく影響される．

図３－13は，局所凍結層厚さおよび局所熱伝達率に及ぼす冷却温度比の効果を，流路高さ17mmの場合につき示したものである．入口平均流速 0.5m/s，冷却壁温度-10℃一定のもとで，冷却温度比を 2.5～10の範囲で変化させ示してある．図より，冷却温度比が増加するに従い，熱伝達率は返しベンド全域にわたり増加する傾向が認められる．また，局所熱伝達率が極小値を持つ入口よりの角度は，冷却温度比の増加とともに小さくなり，上流方向へ前進している．このような熱伝達挙動に対応し，凍結層厚さは，冷却温度比が増加するに従い厚く成長し，さらに，最大の凍結層厚さを有するステップ

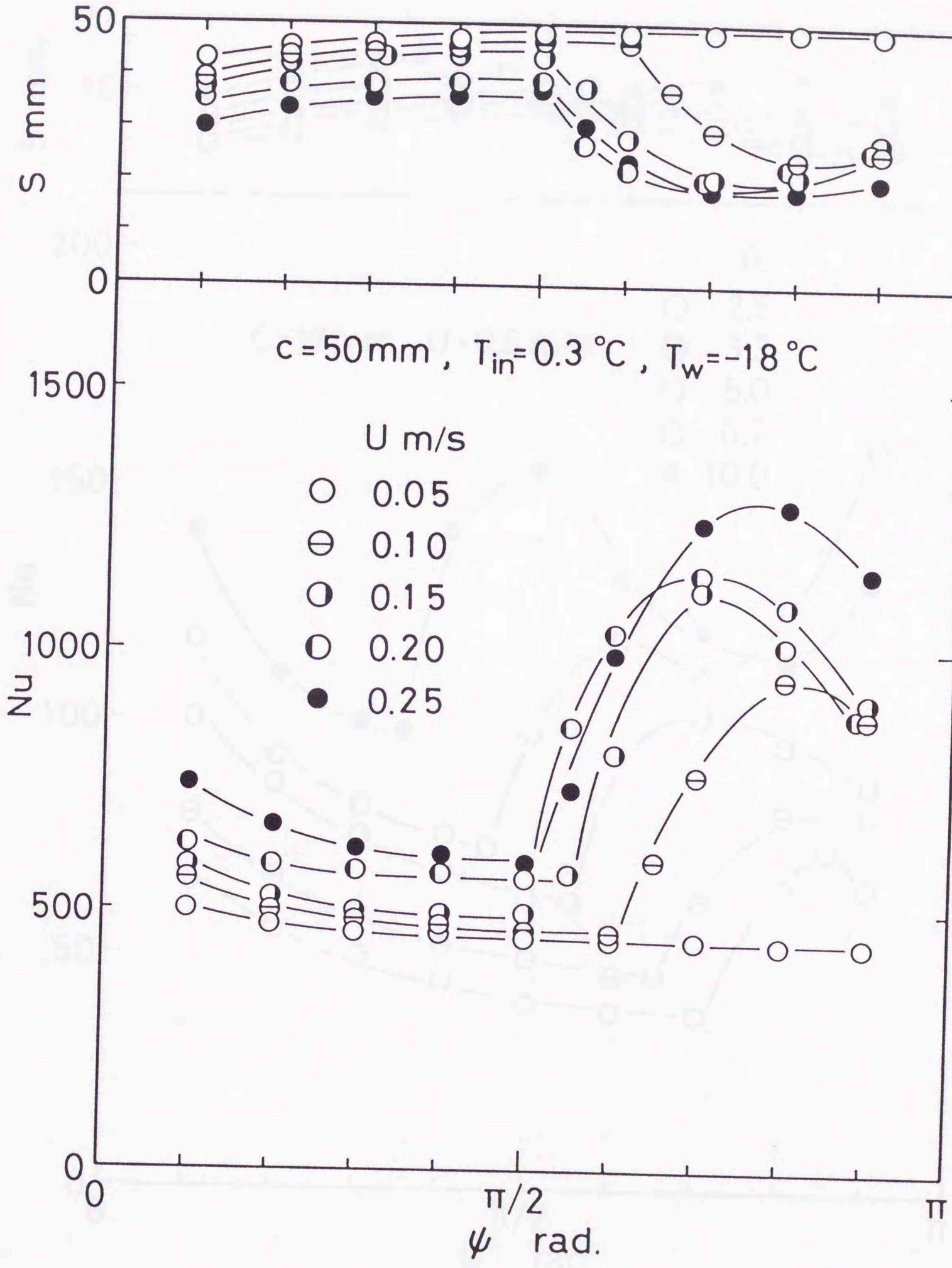



図３－12　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

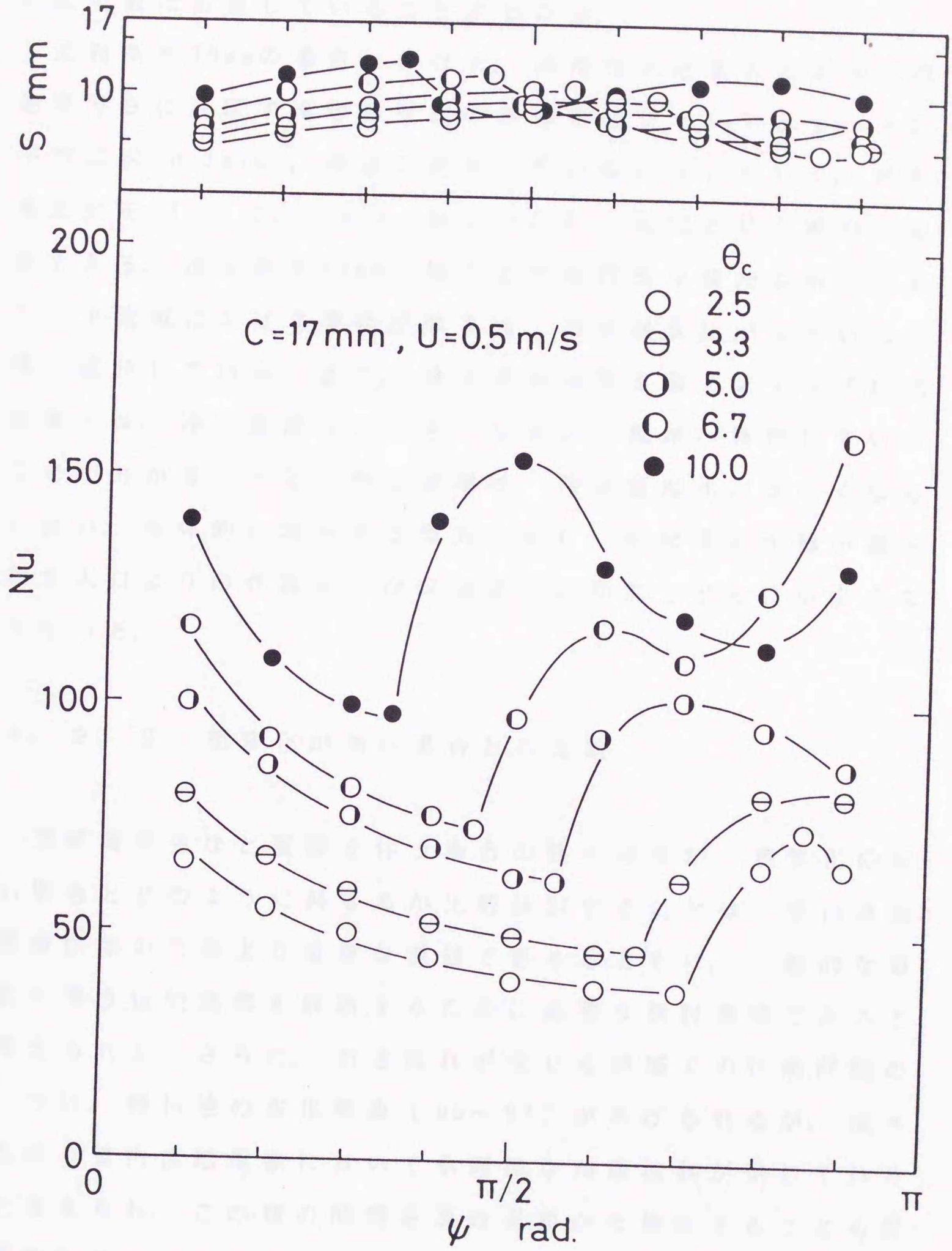



図３－13　局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす冷却温度比の効果（C=17mm）

形成位置は前進していることがわかる.

流路高さ30㎜の場合における，局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす冷却温度比の影響を図３－14に示す．入口平均流速 0.3m/s ，冷却壁温度-7℃の条件下において，冷却温度比を 1.7，3.3，4.7，および6.0 と変化させた場合の結果である．流路高さ17㎜の場合とほぼ同様な傾向を示しており，上流域における凍結層厚さは，冷却温度比が大きいほど厚く成長している．また，最大凍結層厚さ部（ステップ形成位置）は，冷却温度比が大きくなると上流域へ移動していることがわかる．一方，熱伝達率は，冷却温度比が大きくなるに従い，全体的に増加する傾向にあり，熱伝達率が極小値を示す入口よりの角度は，冷却温度比の増加とともに小さくなっている.

### ４．２．３　相変化が無い場合との比較

凍結層発生など凝固を伴う場合の熱伝達率が，相変化の無い場合とどのように異なるか比較検討することは，管内凍結閉塞防除の立場より重要な課題であるとともに，一般的な凝固を伴う伝熱機構を解明するために必要な検討事項であると考えられる．さらに，加速流れが生じる領域での伝熱問題の一つに，熱伝達の劣化現象［95～97］があげられるが，流水を伴う管内凍結現象においても同様な加速流れが生じていると考えられ，この種の問題を凍結現象から検討することも重要であると思われる.

図３－15は，凍結層が存在する場合の局所熱伝達率の特性を，凍結層が存在しない通常の管内熱伝達に関する他の研究

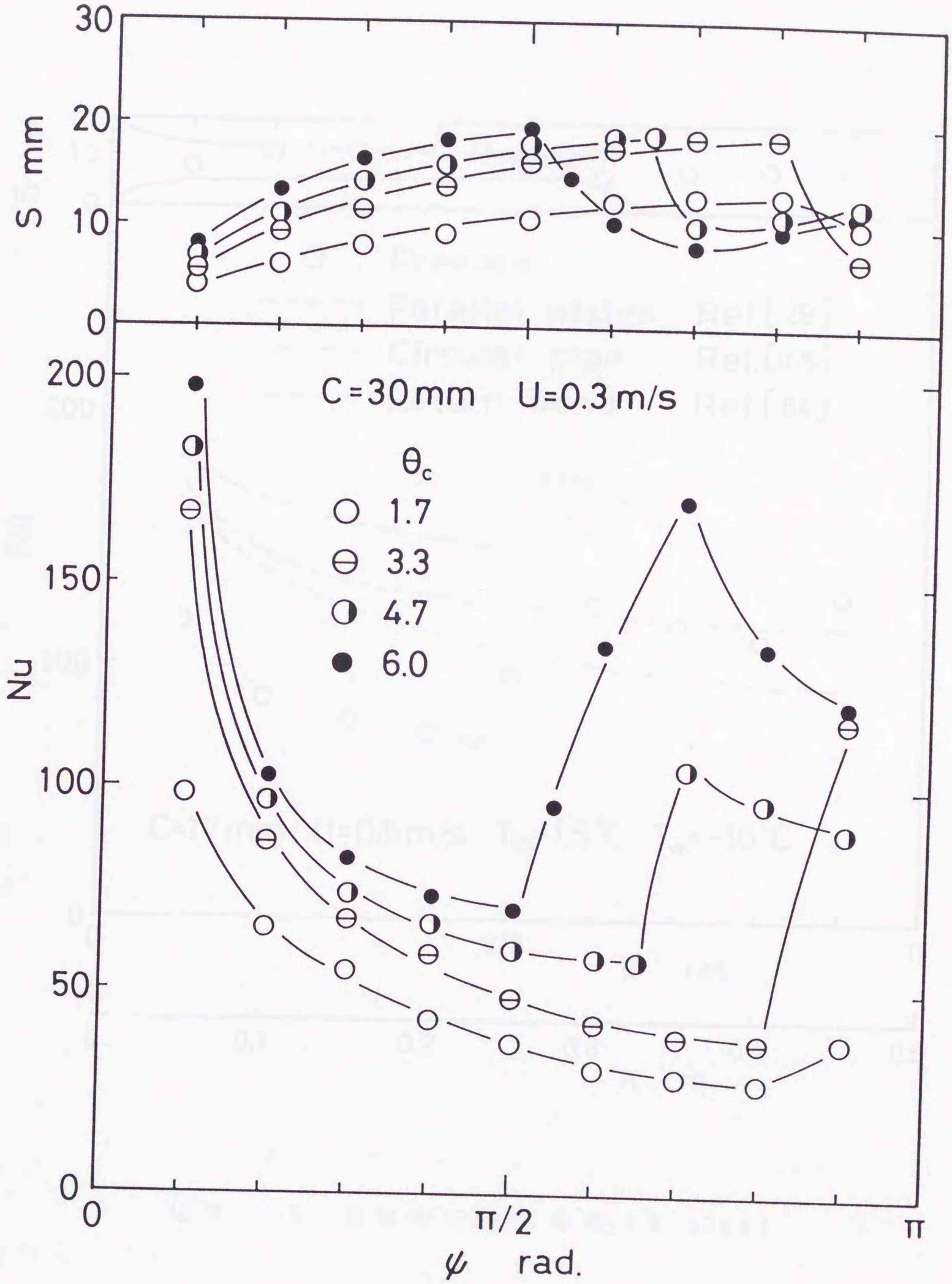



図３－14　局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす冷却温度比の効果（C=30mm）

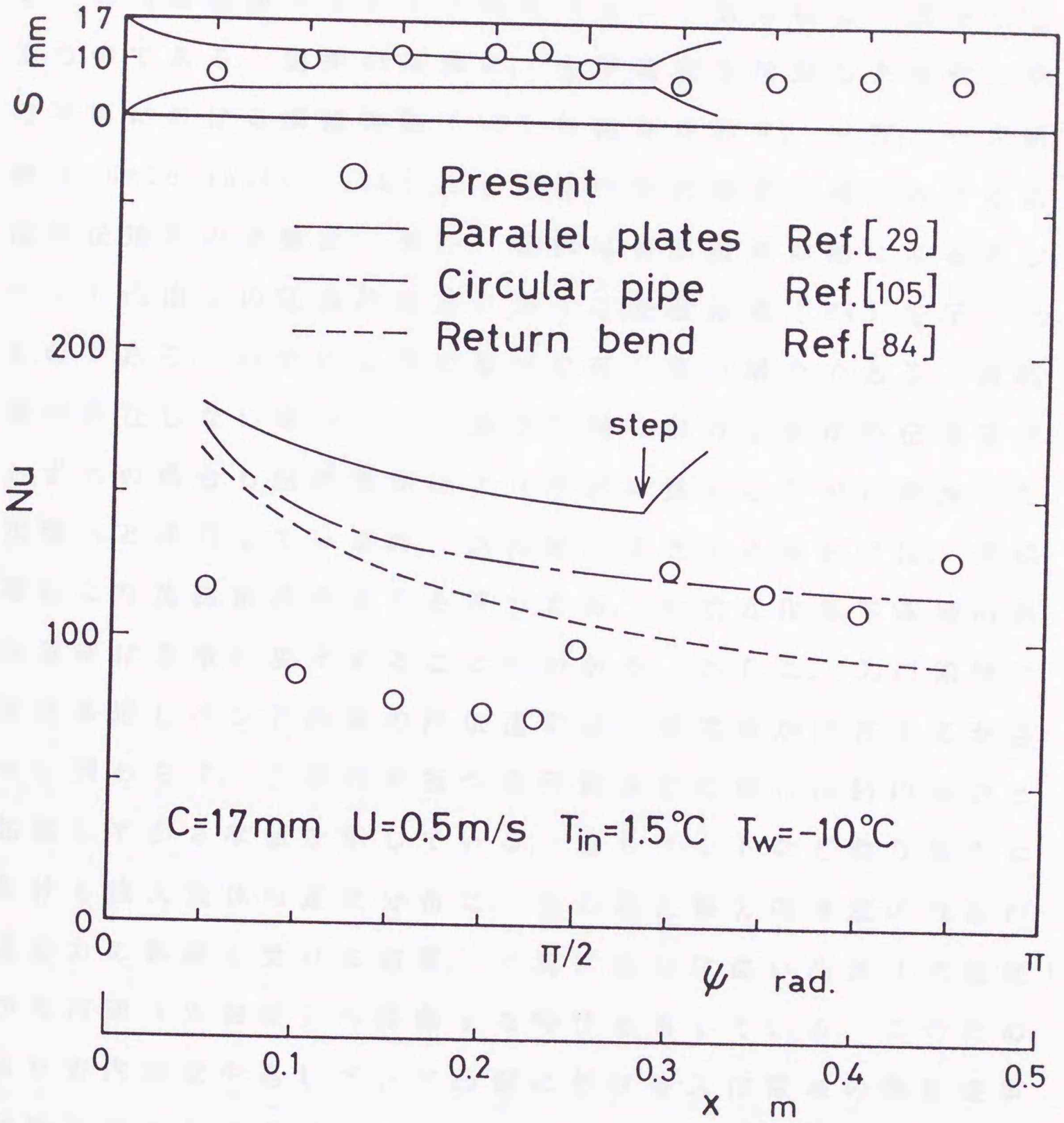



図３－15　局所熱伝達率分布（C=17mm）

結果と比較検討したものである．流路高さ17㎜，平均流速0.5m/s，流入水温 1.5℃，冷却壁温度 -10℃の実験条件における，局所凍結層厚さおよび局所ヌセルト数分布の一例を示したものである．図中の実線は，上下両面を冷却した直行二平行平板における凍結実験［29］の結果を示す．一方，一点鎖線は Gnielinski［105］による直円管内助走区間における乱流熱伝達率の実験式，また，破線は等熱流束加熱による返しベンド凸面上の乱流熱伝達に関する実験結果［84］を示したものであり，いずれも凍結層が存在しない場合である．凍結層が存在しない場合の入口助走区間における局所熱伝達率は，いずれの場合も伝熱開始端より単調に減少しながら発達した状態へと移行しているが，凍結層が存在する場合には，凍結層により流路形状の変化を伴うため，形状変化部下流域の熱伝達率は急激に変化することがわかる．さらに，入口領域における返しベンド凸面の熱伝達率は，凍結層が存在するか否かに関わらず，二平行平板や直円管などの直行流路の場合と比較して小さな値を示している．返しベンドなど曲り管内における流入流体の速度分布は，その最大軸方向速度の位置が遠心力の影響を受ける結果，下流に進むに従い凸面（内側壁）から凹面（外側壁）へ移動する特性を有している．このため，曲り管内側壁や返しベンド凸面における入口領域の熱伝達率は低下するのではないかと考えられる．

一般に，流体が急激な加熱を受ける領域，あるいは縮小部などを通して加速流れが生じる領域では，層流化による熱伝達の劣化現象が発生することと報告されている［95～97］．流水を伴う管内に凍結層が成長する場合にも，流路内の流体は加速されながら冷却を受け，その結果熱伝達の層流化現象

が生じることが予測される．Morettiら［95］は，層流化されるか否かの指標として次式に示す加速パラメータKを定義している．

$$K = \frac{\nu}{u_\infty{}^2} \frac{du_\infty}{dx} \qquad (3-14)$$

しかしながら，通常の管内流れを扱う実験では，流速に関する情報として管内平均流速が多くの場合用いられているため，実用上次のように定義される，管内平均流速を用いた加速パラメータKが採用されている．

$$K = \frac{\nu}{u_m{}^2} \frac{du_m}{dx} \qquad (3-15)$$

上式で定義した加速パラメータKを用いて，凍結層が存在する管内流れの加速挙動について検討を行う．

図３－16は，先に図３－15に示した流路高さ17mmの返しベンド内に発達する，ステップ位置上流域における凍結層界面上での流れ方向に対する加速パラメータKの変化を示したものである．加速パラメータ$K > 3.0 \times 10^{-6}$の領域で，流れは層流化され，熱伝達の劣化現象が生じる［96］と報告されている．図より，ステップ位置上流域での流動挙動は凍結層により加速され，この領域では層流化が進行するものと考えられる．したがって，このような理由から，図３－15に示したように，凍結を伴う場合の返しベンド凸面上の熱伝達率は，凍結層が存在しない返しベンド内単相流れのそれより小さな

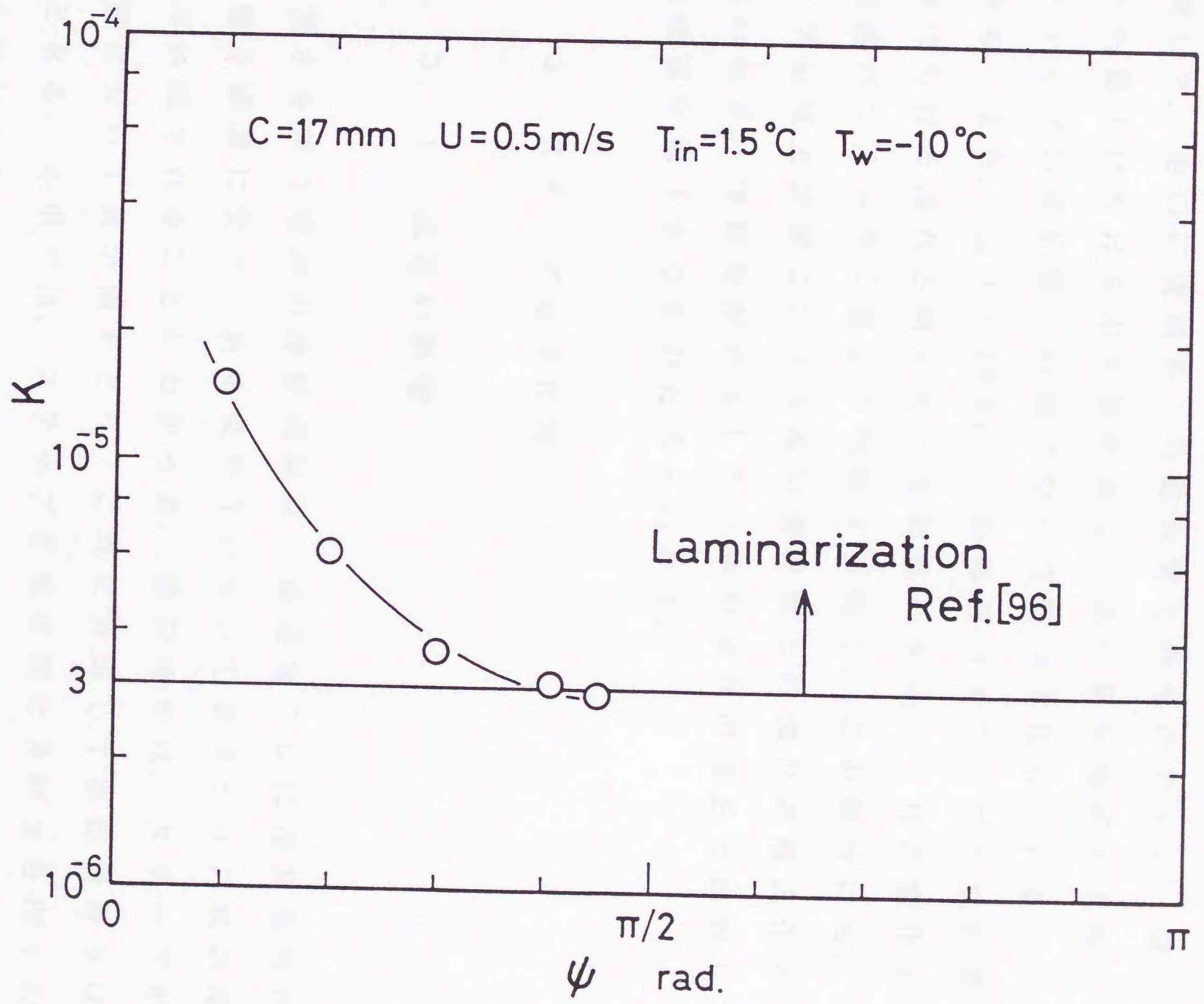



図３－16　加速パラメータ分布（C=17mm）

値となっているものと思われる.

図３－17は，流路高さ30㎜の返しベンドにおいて，同様に凍結層が存在する場合としない場合の熱伝達率分布の相違に関して，他の研究結果と比較検討したものである．返しベンド凸面上における本実験結果は，他の研究結果と比較して，ステップ形成位置上流域で熱伝達率が劣化していることがわかる．また，図３－18は，この場合のステップ形成位置上流域における流れ方向に対する加速パラメータKの変化を示す．加速パラメータK値より判断する限り，この場合にも，ステップ位置上流域における凍結層界面上の流れは層流化され，その結果，凍結層が存在しない単相流れの場合と比較して，熱伝達が低下するものと考えられる.

## ４．３　ステップ形成位置

### ４．３．１　流速の影響

流水を伴う管内の凍結現象は，流速ならびに冷却温度比の影響を顕著に受け，ある条件下においてはステップ状の凍結層が形成されることがわかった．熱伝達率は，ステップ形成位置において最小値をとり，これに対応して凍結層厚さは最大となる．本項では，ステップ形成位置に及ぼす各因子の効果を検討する.

図３－19は，流路高さ17㎜および30㎜の返しベンドにおける，ステップ形成位置と流速との関係を示したものである．流路高さ17㎜の場合，4.1.1 項に示したように，流速の条件によっては凸面上にステップが２箇所観察されるが，図は第

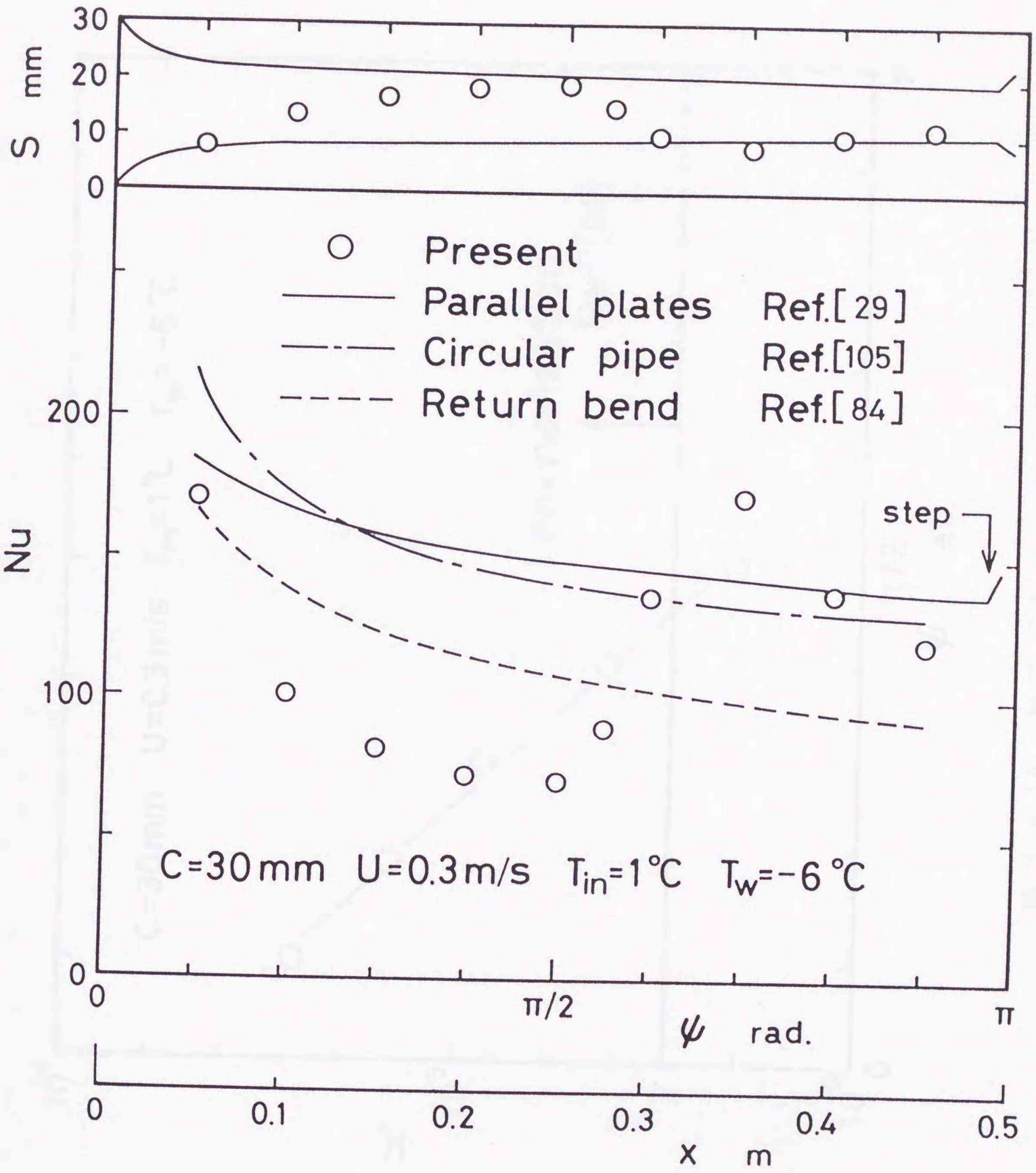



図 3 － 17　局所熱伝達率分布（C=30mm）

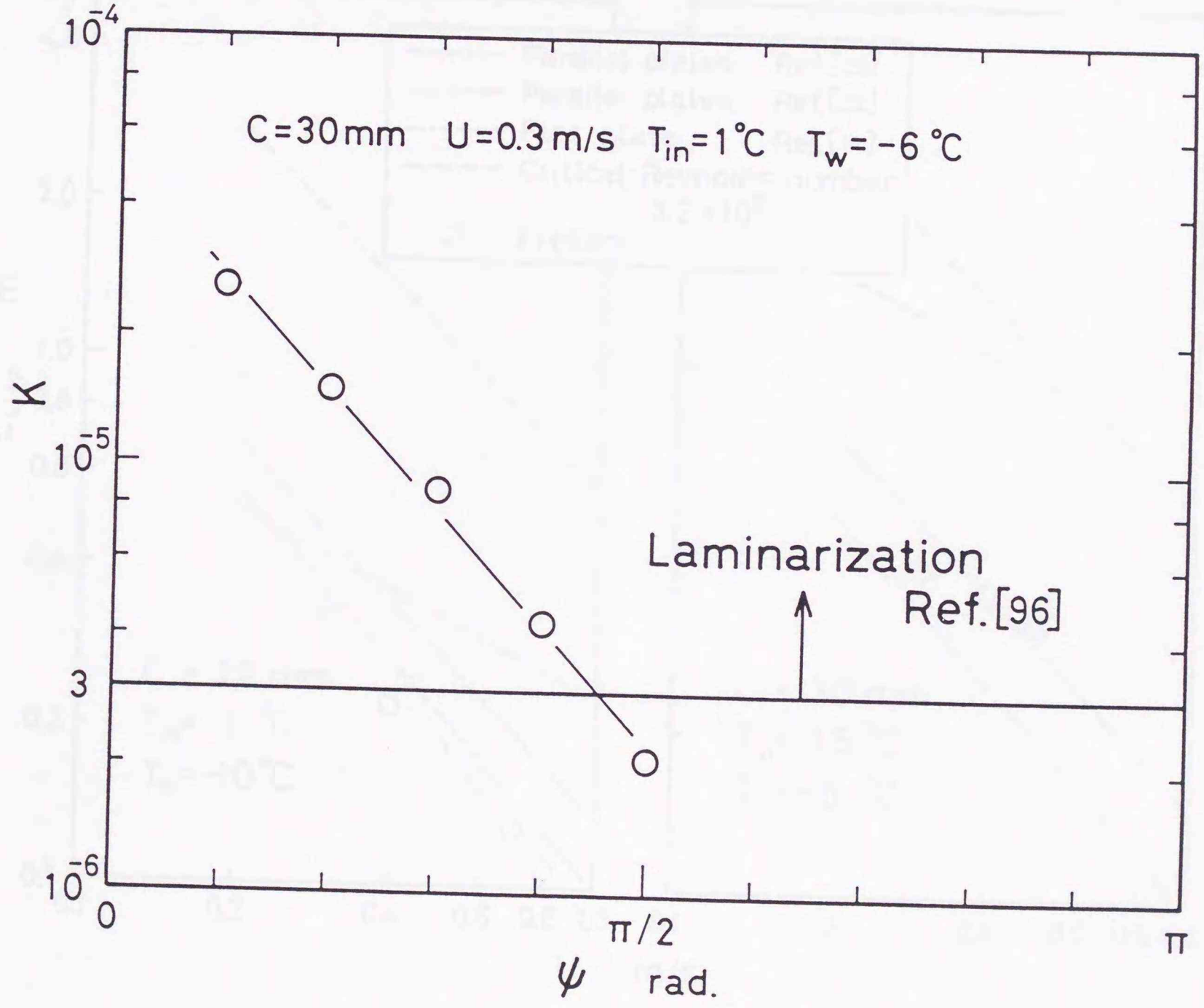



図３－18　加速パラメータ分布（C=30mm）

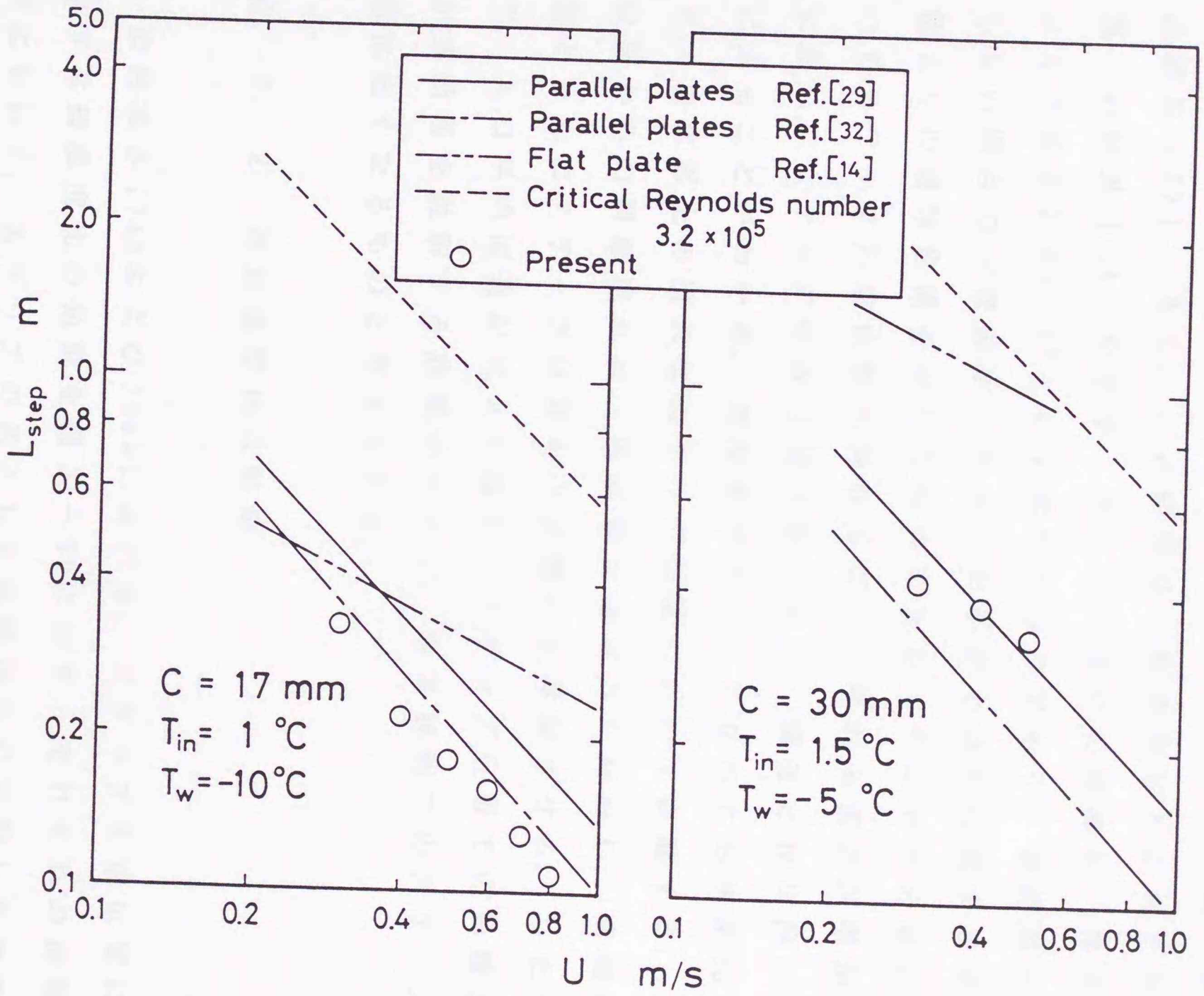



図３－19　ステップ形成位置と流速の関係

1ステップ形成位置との関係を示したものである．図に示した実線は，上下両面冷却における二平行平板間流れの実験結果［29］，一点鎖線は同じく二平行平板流れで下側片面冷却の結果［32］，また，二点鎖線は一様流中におかれた冷却平板上の結果［14］を示す．さらに，図中の破線は，遷移レイノルズ数を$3.2\times10^5$として求めたものであり，凍結層が存在しない場合の一様流中におかれた平板上流れに関する平板先端よりの遷移位置を示したものである．それぞれの場合においてステップ形成位置は異なるが，いずれも流速が増加するに従い，ステップ形成位置は短くなり，流速と反比例の関係にあることがわかる．凍結層がステップ状へと形状変化すると，凍結面上の流れはステップ位置において剥離する．この位置からの剥離流れは，凍結層を後方より融解し，時間の経過とともにステップ位置を上流側へと移動させる．したがって，入口平均流速が大きいほど，ステップ位置での剥離流れが凍結層を融解する効果が大きく，定常状態でのステップ位置は短くなるものと考えられる．

### 4．3．2　冷却温度比の影響

流路高さ17mmおよび30mmにおける，ステップ形成位置に及ぼす冷却温度比の効果を図3－20に示す．それぞれの流路高さにおいて，ステップの長さLを流路高さCで除した無次元数と冷却温度比の関係を検討したものである．図より，いずれの流路高さにおいても，冷却温度比が増加するに従い，ステップの長さは短くなっていることがわかる．これは，冷却温度比が大きいほど凍結層は厚く成長し易くなり，これに伴

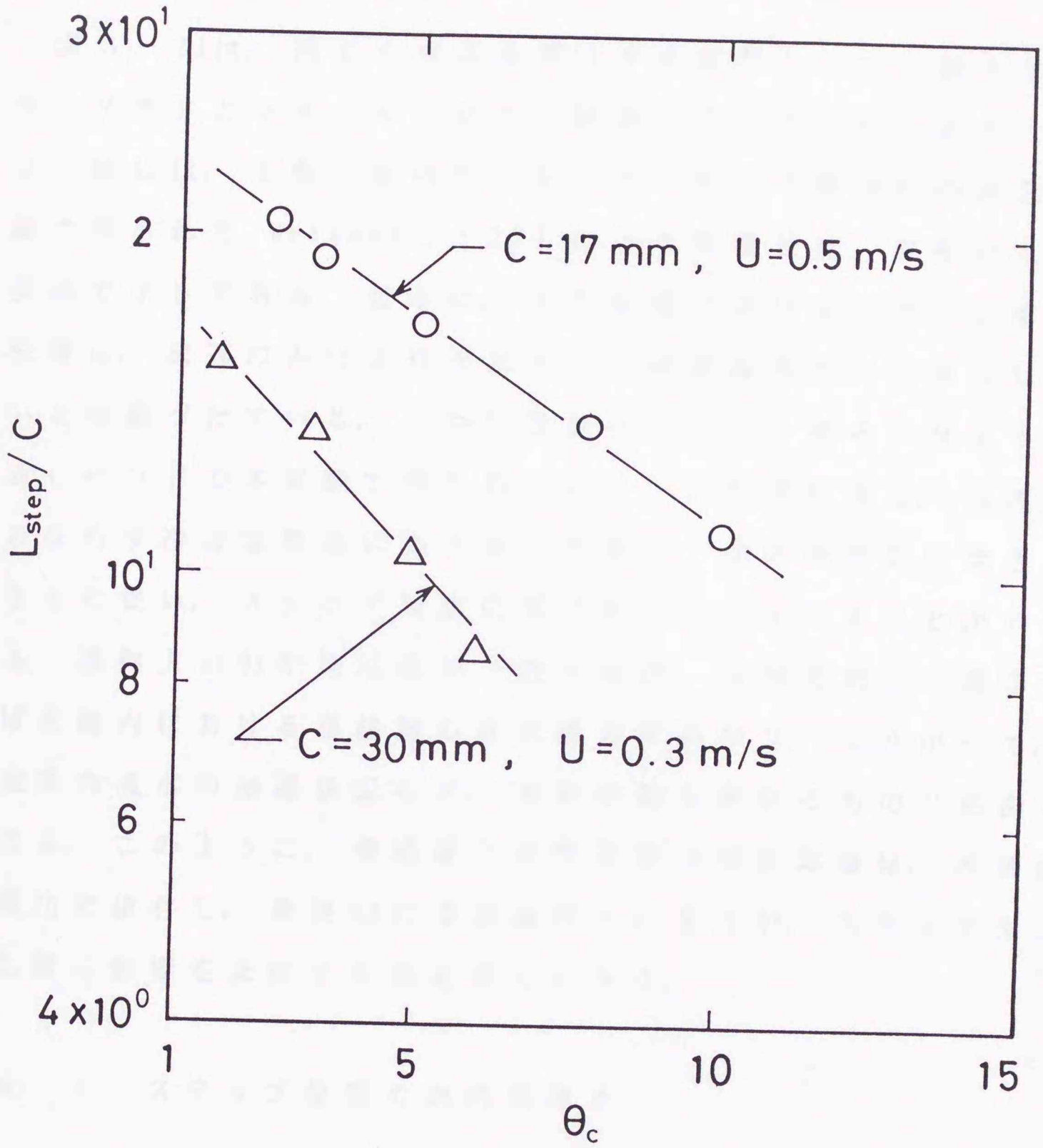



図３－20　ステップ形成位置に及ぼす冷却温度比の効果

う流路内流水の加速による剥離流れが，凍結層を後方より融解する効果が大きくなり，ステップを上流方向に前進・移動させるためと考えられる．

図３－21は，同じく冷却温度比$\theta$を変数として，無次元ステップ長さとレイノルズ数との関係を示したものである．また，図には，下側片面冷却における二平行平板流れの凍結実験で得られたWeigandら［32］による整理式を，参考のため実線で示してある．彼らは，定常状態におけるステップ形成位置は，流速のみにより決定され，冷却温度比には依存しないと結論づけている．しかしながら，図より明らかなように，返しベンドの本実験で得られたステップ形成位置は，流速のみならず冷却温度比にも大きく依存し，冷却温度比が大きくなるに従い，ステップ形成位置は短くなっていることがわかる．流路入口の平均流速が一定の場合，冷却温度比が異なれば流路内における凍結層の成長割合は異なり，したがって，流路内流水の加速状況など，流動挙動も異なるものと推測される．このように，凍結層と流動挙動の相互影響は，冷却温度比に依存し，最終的に冷却温度比の変化が，ステップ形成位置に影響を及ぼすものと考えられる．

## ４．４　ステップ位置の凍結層厚さ

### ４．４．１　流速の影響

図３－22は，縦軸にステップ形成位置における流路高さに占める凍結層厚さの割合，横軸にレイノルズ数をとり示したものである．凍結層がステップ状とならない場合には，返し

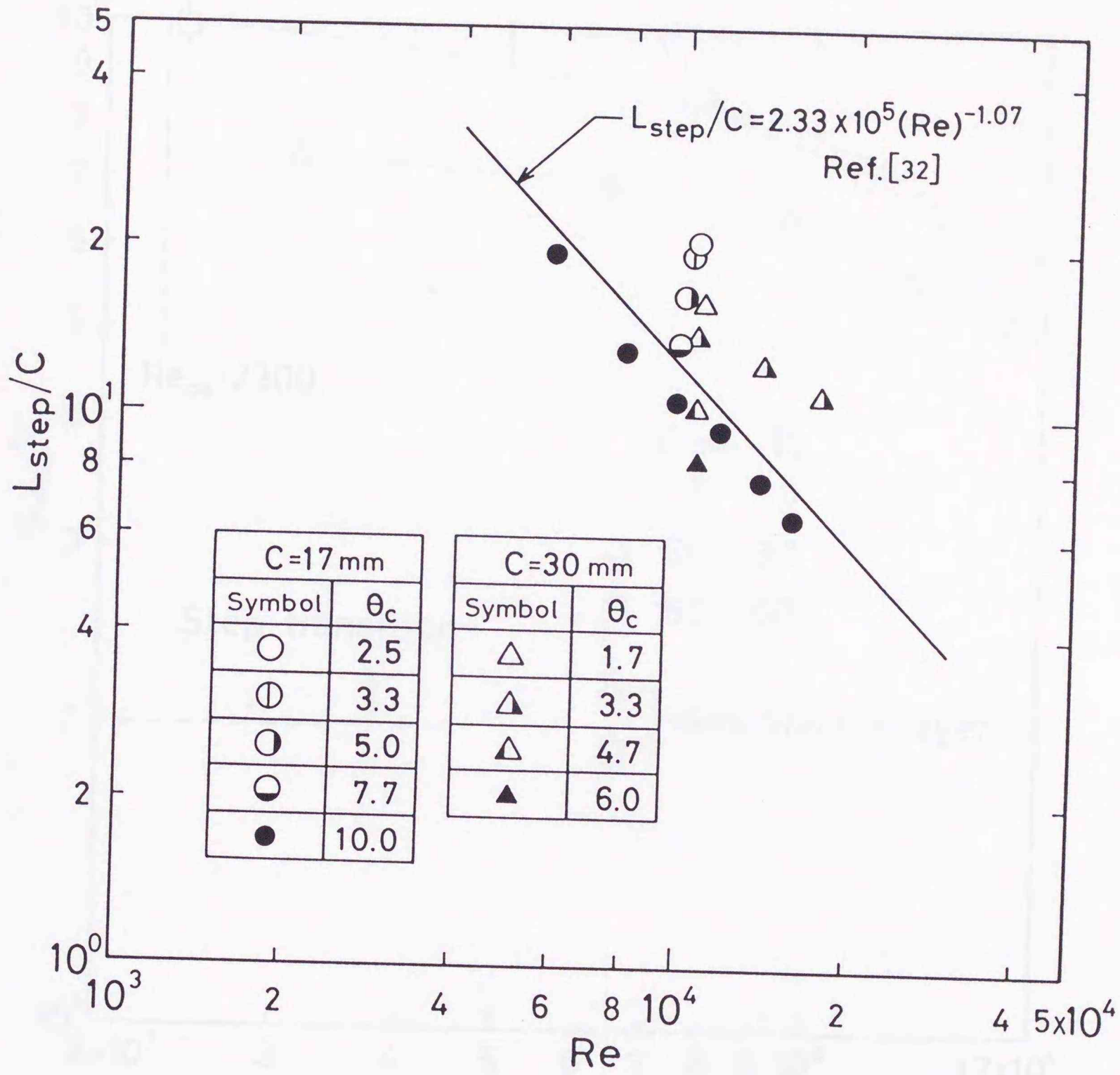



図３－21　無次元ステップ位置とレイノルズ数の関係

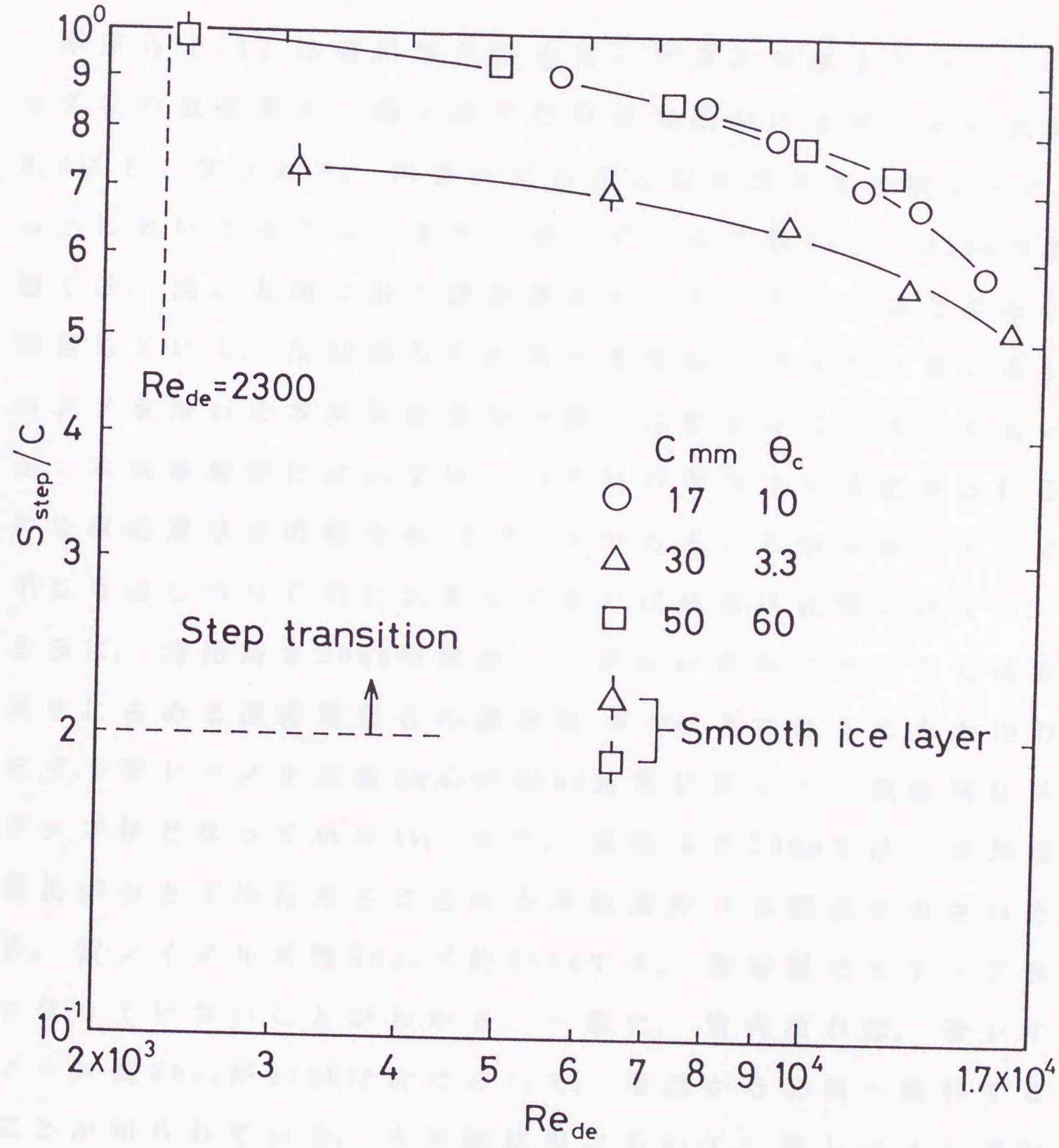



図３－22　ステップ位置における凍結層厚さと
管レイノルズ数の関係

ベンド内における最大凍結層厚さを示した．図より，流路高さに占める凍結層厚さの割合は，流速が増加するに従い小さくなることがわかる．

平田ら［24］は直円管流路を用いて凍結実験を行い，ステップ状の凍結層は，縮小部管路直径と冷却円管直径との比が0.8以下，すなわち，円管内に占める凍結層厚さの割合が0.2以上において発生し，また，管レイノルズ数$Re_{de}$＜2300の範囲では，流れ方向に沿う凍結層はすべてステップ状となると報告している．冷却面長さが異なるため，彼らの結果と返しベンドを用いた本実験結果を一概に比較することはできないが，本実験範囲においては，いずれの場合にも流路高さに占める凍結層厚さの割合が 0.2以上であるにもかかわらず，必ずしも返しベンド内にステップ状の凍結層は観察されない．さらに，流路高さ50mmの場合，いずれの条件においても流路高さに占める凍結層厚さの割合は 0.2以上であるにもかかわらず，管レイノルズ数$Re_{de}$が2300近傍において，凍結層はステップ状となっていない．また，流路高さ30mmでは，冷却温度比が小さく流路高さに占める凍結層厚さの割合も小さいため，管レイノルズ数$Re_{de}$が約6500でも，凍結層はステップ状となっていないことがわかる．一般に，管内流れは，管レイノルズ数$Re_{de}$が2300付近において，層流から乱流へ遷移することが知られている．本実験結果において，管レイノルズ数より凍結層形状がステップ状となるか否かを決定することはできないが，ステップ状凍結層の形成原因に，境界層遷移に関与する流速ならびに凍結層厚さが密接に関係しているものと思われる．

流路高さ17mmと30mmの場合について，他の研究と比較した

結果を，図３－23に示す．図には，上下両面冷却の二平行平板［29］，および冷却直円管［22］の結果が，それぞれ実線および破線で示してある．いずれも流速が増加するに従い，流路に占める凍結層厚さの割合は小さくなっていることがわかる．

### ４．４．２　ステップ形成位置との関係

流路高さに占める凍結層厚さの割合とステップ形成位置との関係を図３－24に示す．図には，上下両面を冷却した場合の二平行平板の結果［29］が実線で示してある．返しベンドにおける本実験結果は，凸面のみの片面冷却であるにもかかわらず，二平行平板の結果と比較して，ステップ位置での凍結層厚さの割合がわずかに大きいことがわかる．返しベンドでは，流路内流体に遠心力が働くため，最大軸速度の位置が流れ方向に沿い外側（凹面側）へと移動する速度分布を示す．したがって，この影響により，返しベンド凸面側の凍結層は，真っ直ぐな流路のそれと比較して厚く成長し易いのではないかと考えられる．

## ４．５　平均熱伝達率分布

### ４．５．１　流速の影響

従来より，曲り管内の平均熱伝達に関して種々の研究［56，57，80～88］がなされているが，いずれも単相流れに関するものであり，凍結層発生など相変化を伴う場合の曲り管内平

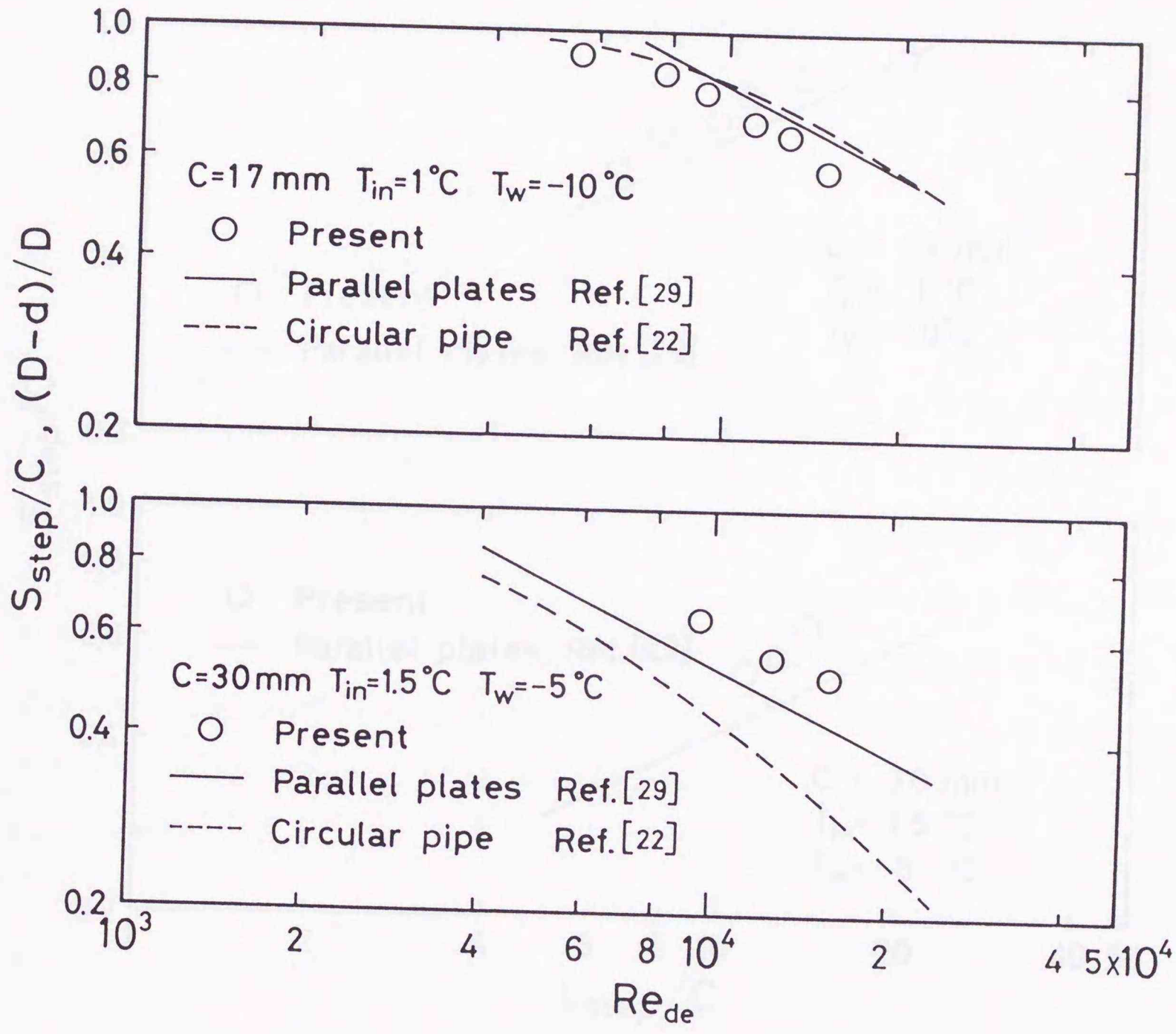



図３－23　ステップ位置における凍結層厚さと管レイノルズ数の関係

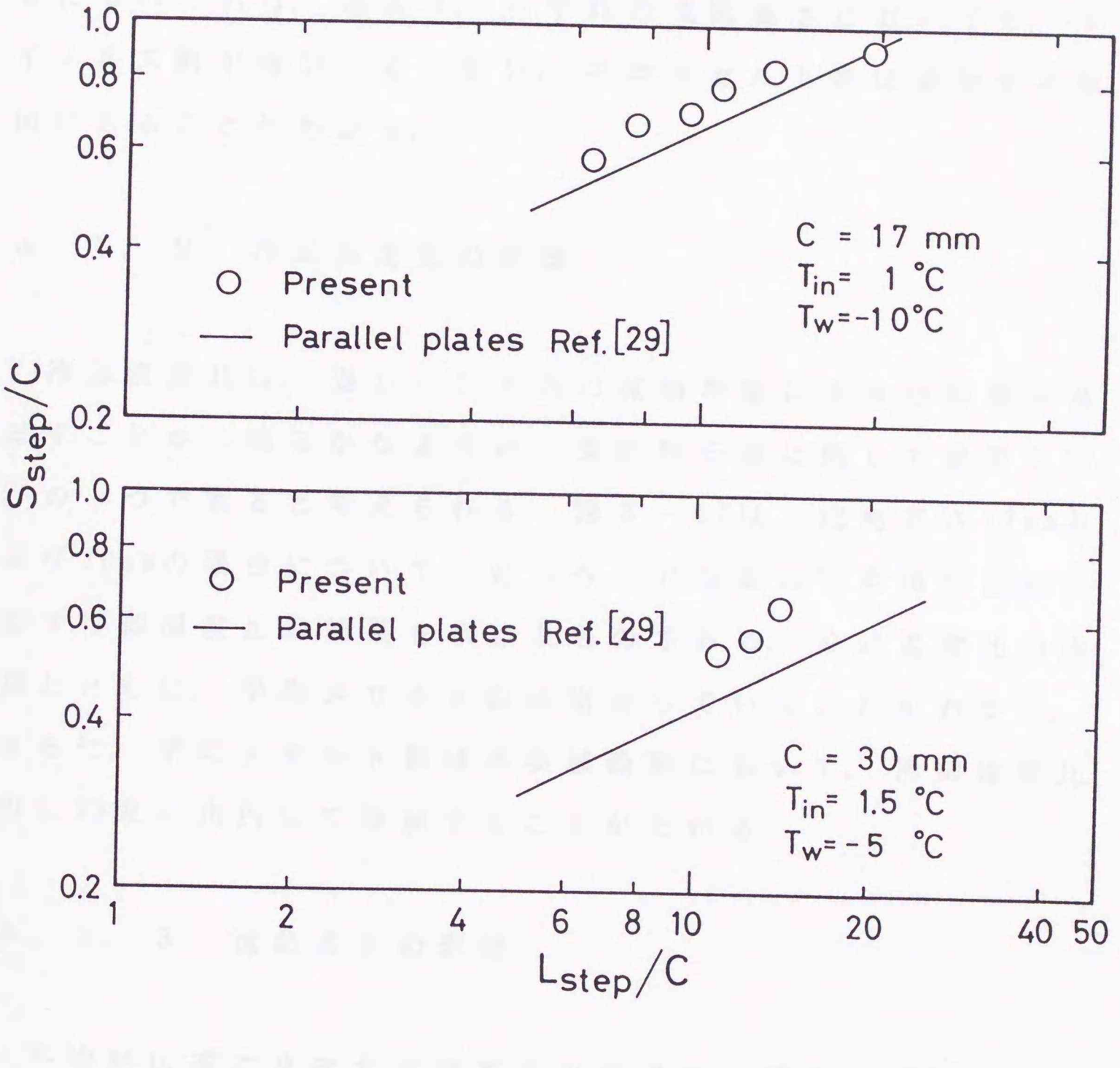



図３－24　凍結層厚さとステップ位置の関係

均熱伝達に関するデータは非常に少ないのが現状である.

図３－25は，返しベンド凸面における平均熱伝達率と流速の関係を，流路高さ17㎜，30㎜，および50㎜の場合に対し示したものである．図より，いずれの流路高さにおいても，レイノルズ数が増加するに従い，平均ヌセルト数は増加する傾向にあることがわかる.

### 4．5．2　冷却温度比の影響

冷却温度比は，返しベンド内の凍結挙動に大きな影響を及ぼすことから明らかなように，凍結熱伝達に関して重要な因子の一つであると考えられる．図３－26は，流路高さ17㎜および30㎜の場合について，返しベンド凸面の平均熱伝達に及ぼす冷却温度比の効果を示したものである．冷却温度比の増加とともに，平均ヌセルト数は増加していることがわかる．さらに，平均ヌセルト数は本実験範囲において，冷却温度比の0.75乗に比例して増加することがわかる.

### 4．5．3　流路高さの影響

平均熱伝達に及ぼす流路高さの効果を，図３－27に示す．返しベンド凸面の平均熱伝達は，冷却温度比の0.75乗に比例すると考えられるので，縦軸には平均ヌセルト数を冷却温度比の0.75乗で除した無次元数をとり示してある．図より，返しベンド凸面における平均熱伝達率は，流路高さが増加するに従い，高い値を示すことがわかる．これは，流路高さが増加するに従い，返しベンドを通過する流水の熱容量が大きく

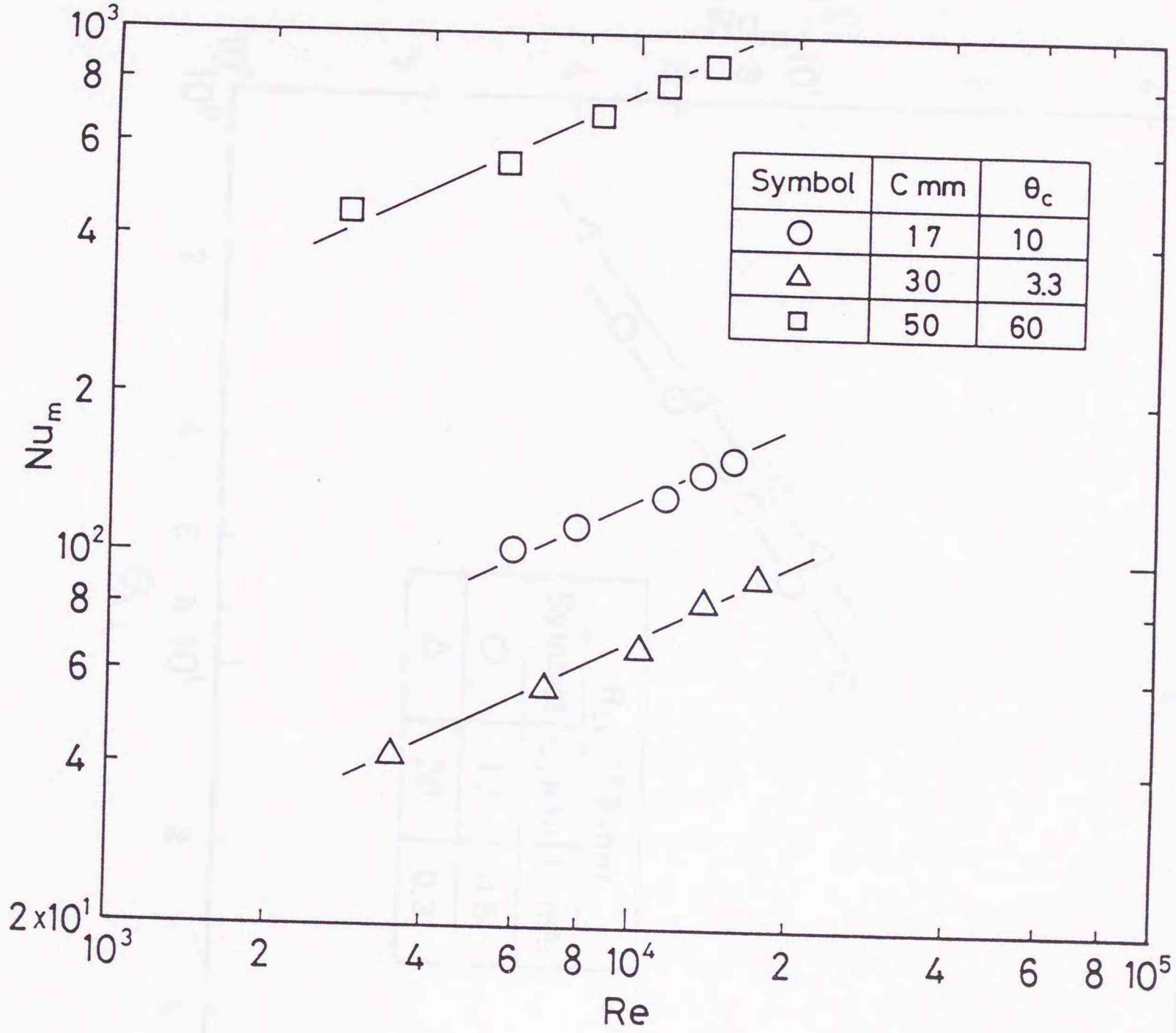



図３－25　平均ヌセルト数とレイノルズ数の関係

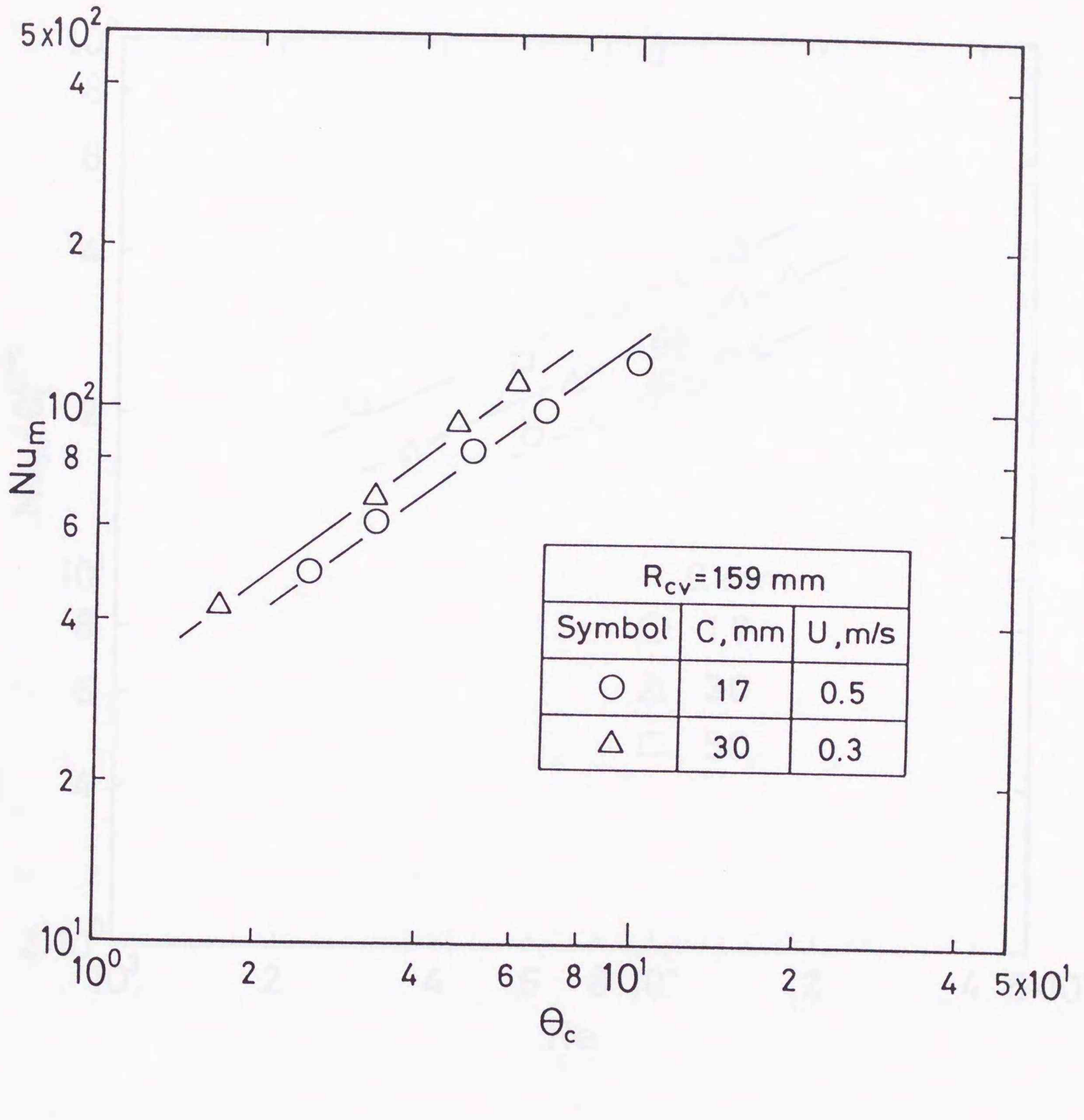



図３－26　平均ヌセルト数に及ぼす冷却温度比の効果

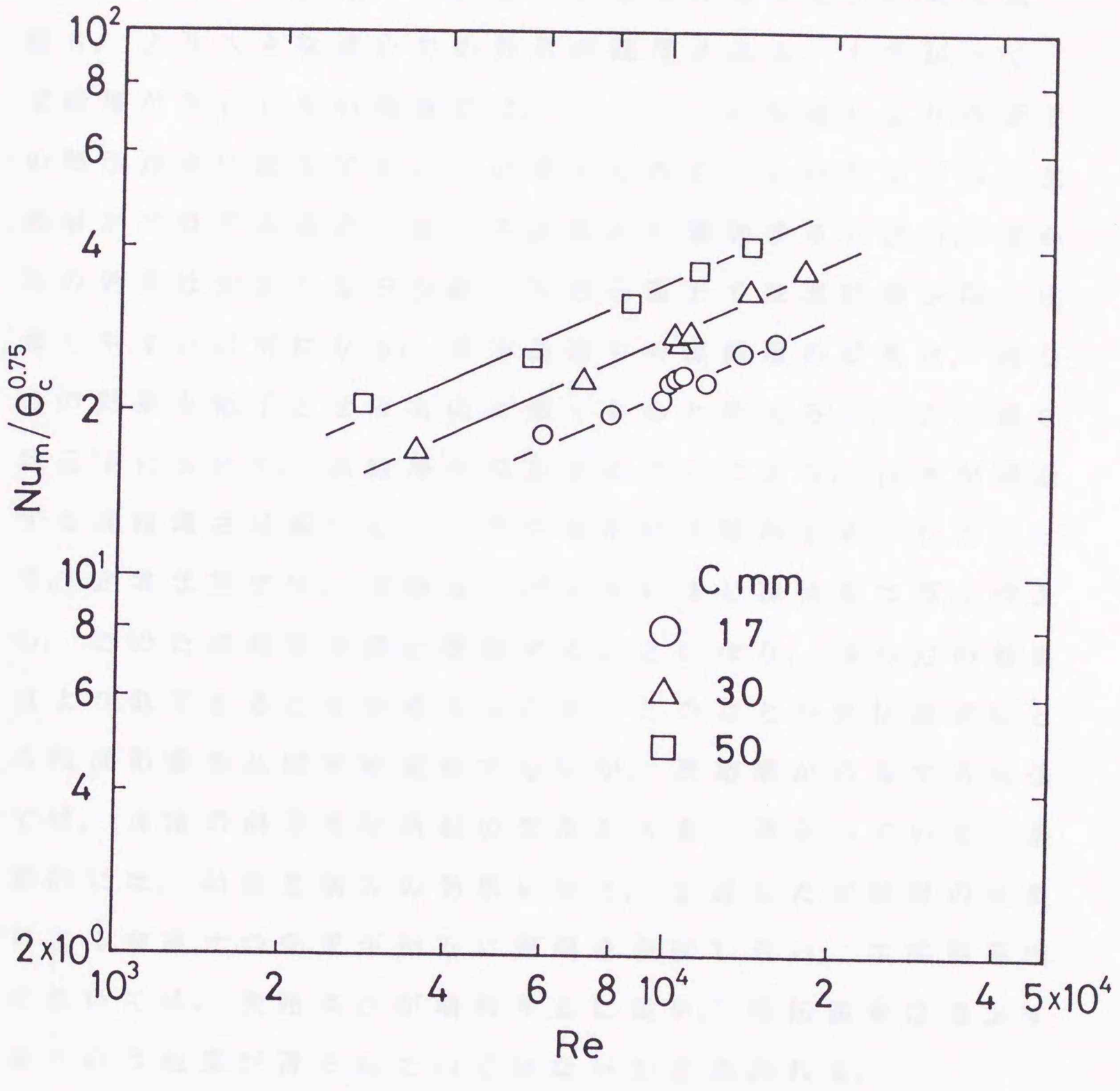



図３－27　平均ヌセルト数に及ぼす流路高さの効果

なり，入口と出口での流水の温度差が小さくなるためと考えられる．本実験では，冷却凸面曲率半径一定のもとで流路高さを変化させた結果，流路高さの増加は曲率比$C/R_o$の増加を招き，より大きな遠心力の効果が期待される．したがって，凍結層が存在しない場合には，一方でこの影響により凸面での熱伝達率は減少することが考えられる．しかしながら，凍結層が成長する場合には，流路高さが増加するに従い，遠心力の効果は大きくなる反面，冷却凸面上では凍結層が厚く成長しやすい状況になる．冷却凸面での凍結層の成長は，遠心力の効果を低下させる方向に働くものと考えられ，この様な状況下において，凍結層が成長することにより，流水が通過する流路高さは減少し，一方曲率半径は増加する．したがって，定常状態では，流路高さが大きいほど凍結層は厚く成長し，このため曲率半径は増加することになり，遠心力の効果はより低下することが考えられる．このことが熱伝達率にどの程度影響を及ぼすか定かでないが，凍結層が成長する前後では，流路の曲率比は最初の状況と大きく異なっている．最終的には，熱容量増大の効果に加え，上述した凍結層の成長による曲率比の効果が相互に影響を及ぼし合い，本実験範囲においては，流路高さが増加するに従い，熱伝達率は増加するという結果が得られたのではないかと思われる．

## 4．6　凍結閉塞限界

一般に，流水のある管内で凍結閉塞が発生する場合，発生位置における閉塞寸前の局所熱伝達率は，凍結閉塞限界値以下に低下しているものと考えられる．したがって，流路内に

占める凍結層厚さが最大となるステップ位置の熱伝達率が，管内凍結閉塞を支配する重要な要因の一つと考えられる．

図３－28は，流路高さ17㎜の返しベンドにおけるステップ位置における，局所ヌセルト数と冷却温度比との関係を示したものである．また，図には，森ら［57］による曲り円管の発達領域におけるヌセルト数を示してある．網掛けを施した部分は，本実験系における凍結閉塞領域である．凍結閉塞限界における熱伝達率は，凍結層厚さが流路高さに等しいとして求めたものである．本実験は，凍結層成長後も流量一定の条件で行っている．したがって，このような実験系においては凍結閉塞せず，ステップ位置のヌセルト数は冷却温度比の増加とともに，凍結閉塞限界での熱伝達率とほぼ並行して増加していることがわかる．したがって，流量一定の実験系では，凍結熱伝達率は冷却温度比に大きく依存し，凍結層が存在する場合としない場合の熱伝達の大小関係を議論する場合には，冷却温度比を考慮する必要があるものと思われる．

図３－29は，流路高さ30㎜の返しベンド内におけるステップ位置における，局所ヌセルト数と冷却温度比との関係を示したものである．同じく図には，森ら［57］による曲り円管の発達領域のおけるヌセルト数と，本実験系における凍結閉塞領域が網掛けで示してある．流路高さ17㎜の返しベンドの場合と同様に，ステップ位置における局所ヌセルト数は，冷却温度比の増加とともに，凍結閉塞限界でのそれとほぼ並行して増加している．冷却温度比は，凍結熱伝達に密接に関連し，さらに凍結閉塞条件を決定づける重要な因子であると考えられる．

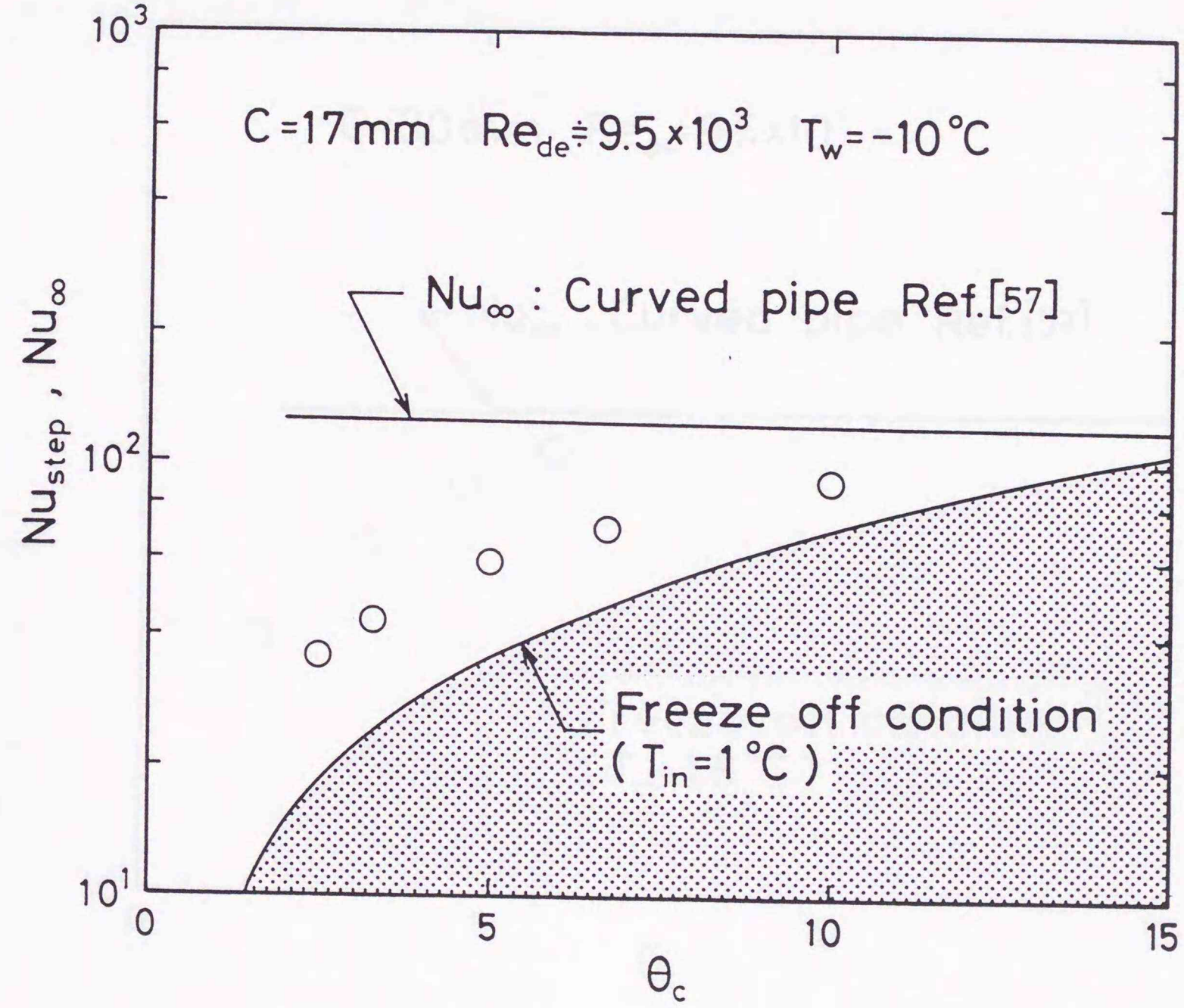



図３－28　ステップ形成位置での局所ヌセルト数と冷却温度比の関係

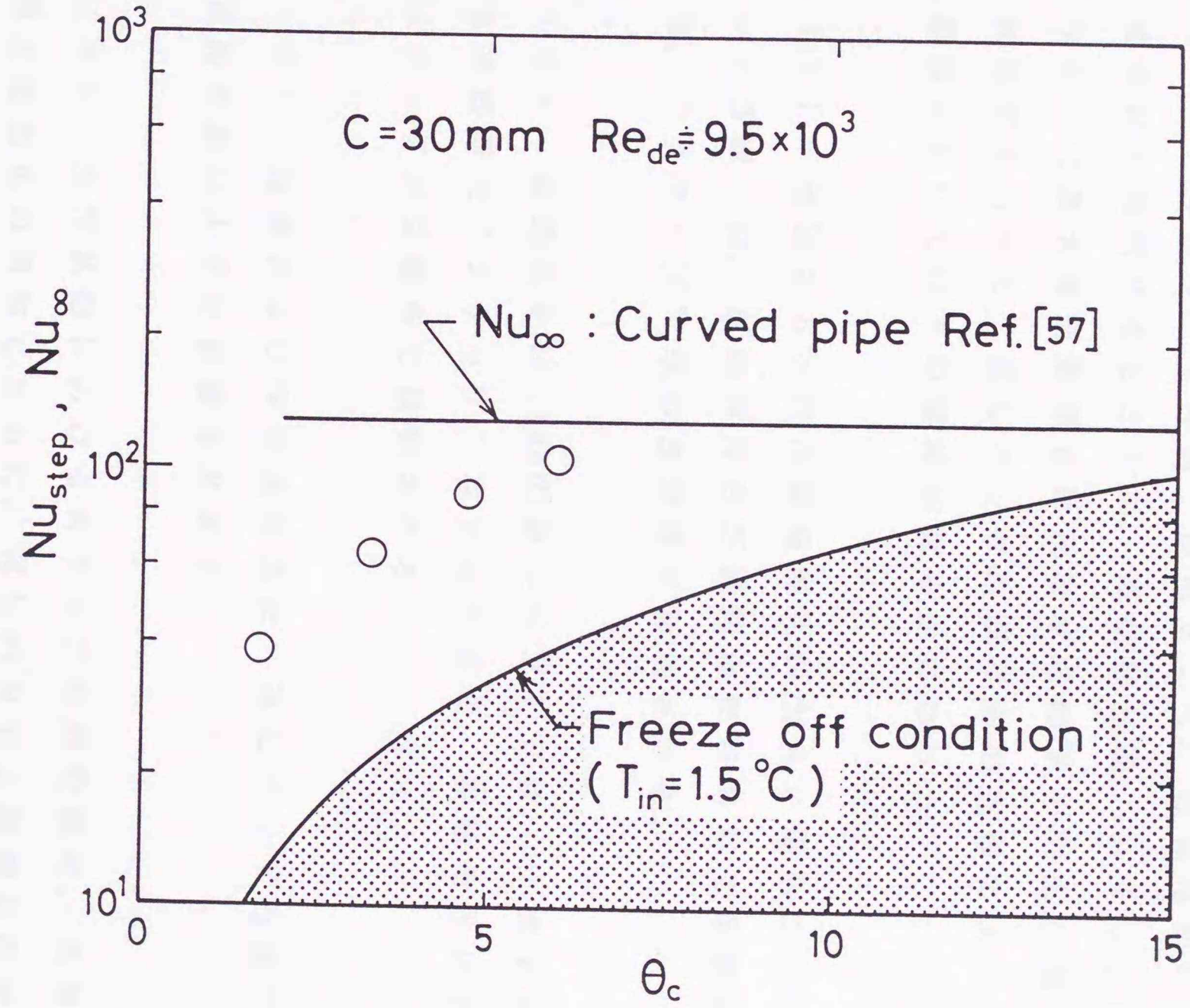



図３－29　ステップ形成位置での局所ヌセルト数と冷却温度比の関係

## 第５節　本章のまとめ

本章では，矩形断面を有する返しベンド内の凍結挙動を明らかにするため，その第一段階として，凸面冷却における凍結挙動を観察するとともに，凍結熱伝達，ステップ形成位置，ならびに最大凍結層厚さに及ぼす各因子の効果に関して実験的検討を行った．返しベンド凸面冷却の実験により，本実験範囲において以下の事柄が明らかになった．

（１）　流速あるいは冷却温度比が大きい場合には，返しベンド凸面上に，凍結層厚さが流路途中において急激に減少する，“ステップ”状の凍結層が形成される．

（２）　流路高さが17㎜の返しベンドでは，凸面上に発達する凍結層は“ステップ”状となり易く，実験条件によっては，ステップが２箇所で観察される．

（３）　流速および冷却温度比は，返しベンド凸面における凍結挙動に大きな影響を及ぼす．

（４）　定常状態におけるステップ形成位置は，流速および冷却温度比の増加とともに，返しベンド上流側に向かい前進する．

（５）　流速，冷却温度比，および流路高さが増加するに従い，凸面における平均熱伝達率は増加する．

# 第４章　返しベンド凹面冷却における凍結挙動および凍結熱伝達

## 第１節　概　説

前章では，返しベンド凸面の冷却実験を行い，凸面上の凍結挙動を明らかにするとともに，凍結熱伝達に及ぼす，流速，冷却温度比，および流路高さの効果について実験的に検討した．その結果，凸面上には，ステップ状の凍結層が成長し，その形成位置は，流速および冷却温度比に大きく影響されることが明らかになった．また，凍結を伴う場合の熱伝達を予測する際に，凍結層が存在しない，いわゆる単相流れに関する熱伝達の実験式が適用出来ず，特に入口領域では，凍結層が成長することにより層流化の影響を受け，熱伝達が低下することがわかった．さらに下流域では，熱伝達と凍結層形状が相互に影響を及ぼし合う結果，熱伝達は局所的に急激に増加する分布を示すことが明らかとなった．

返しベンドなどの曲り管特有の流動状態は，凸面側と凹面側で大きく相違するため，それぞれの曲面に成長する凍結層もその形状が異なることが予想される．さらに，凹曲壁面上の境界層内には流れ方向に軸を持つ縦渦列が形成されることが知られており，これらの渦列が凹面上の熱伝達に寄与することが期待されるとともに，凹面上に成長する凍結面の性状に何らかの影響を与えることが考えられる．

本章では，返しベンド凹面のみを冷却した場合，凹面上に形成される凍結層を観察するとともに，流速，冷却温度比，流路高さ，および曲率比などの各因子が凍結熱伝達に及ぼす

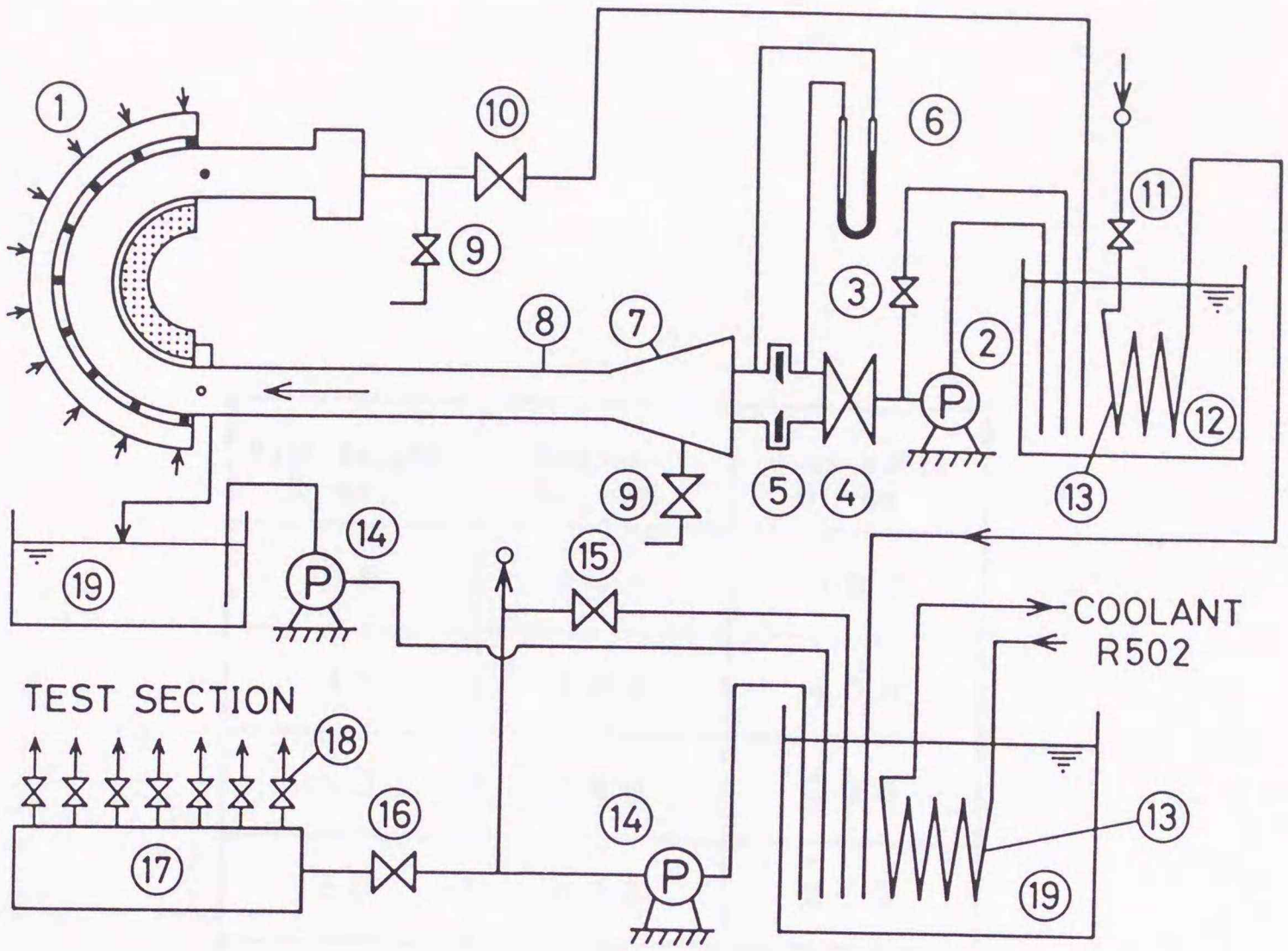
効果について実験的に検討するものである.

## 第２節　実験装置および実験方法

### ２．１　実験装置

実験装置の概要を図４－１に示す. 基本的には, 第３章で述べた返しベンド凸面冷却装置と同様であり, 試験部返しベンド凹面が冷却壁構造を有し, 凸面は断熱壁となっている. 本実験装置は, 水循環系統, 冷凍機に接続された冷媒循環系統, および試験部より構成されている. 水循環系統は, 所定の水温を得るための水タンク, 流量測定装置, 縮流ダクト, 助走ダクト, ならびに矩形断面を有する試験部返しベンドを構成要素とし, 遠心ポンプにて水を回流させた. また, エチレングリコール水溶液を用いた冷媒循環系統は, 冷却壁面温度ならびに流入水温度を制御するためのものである. 試験部は, 180°の曲り構造を有する矩形断面の返しベンドである. 曲り外側凹部が冷却曲面となっており, 一方, 曲り内側凸部は断熱された曲面構造である. 本実験では６種類の返しベンドを作製した. 用いた返しベンドの寸法を, 表４－１に示してある.

試験部返しベンドの詳細を図４－２に示す. 冷却面をなす凹面は, 厚さ３㎜の銅板を半円筒形に曲げ加工したものであり, 冷却面が等温壁となるように, 熱伝導率の高い銅板を用いている. 冷却凹面には, φ0.3㎜ のクロメル・アルメル熱電対を流れ方向に沿い９箇所３列にわたり合計27箇所埋め込

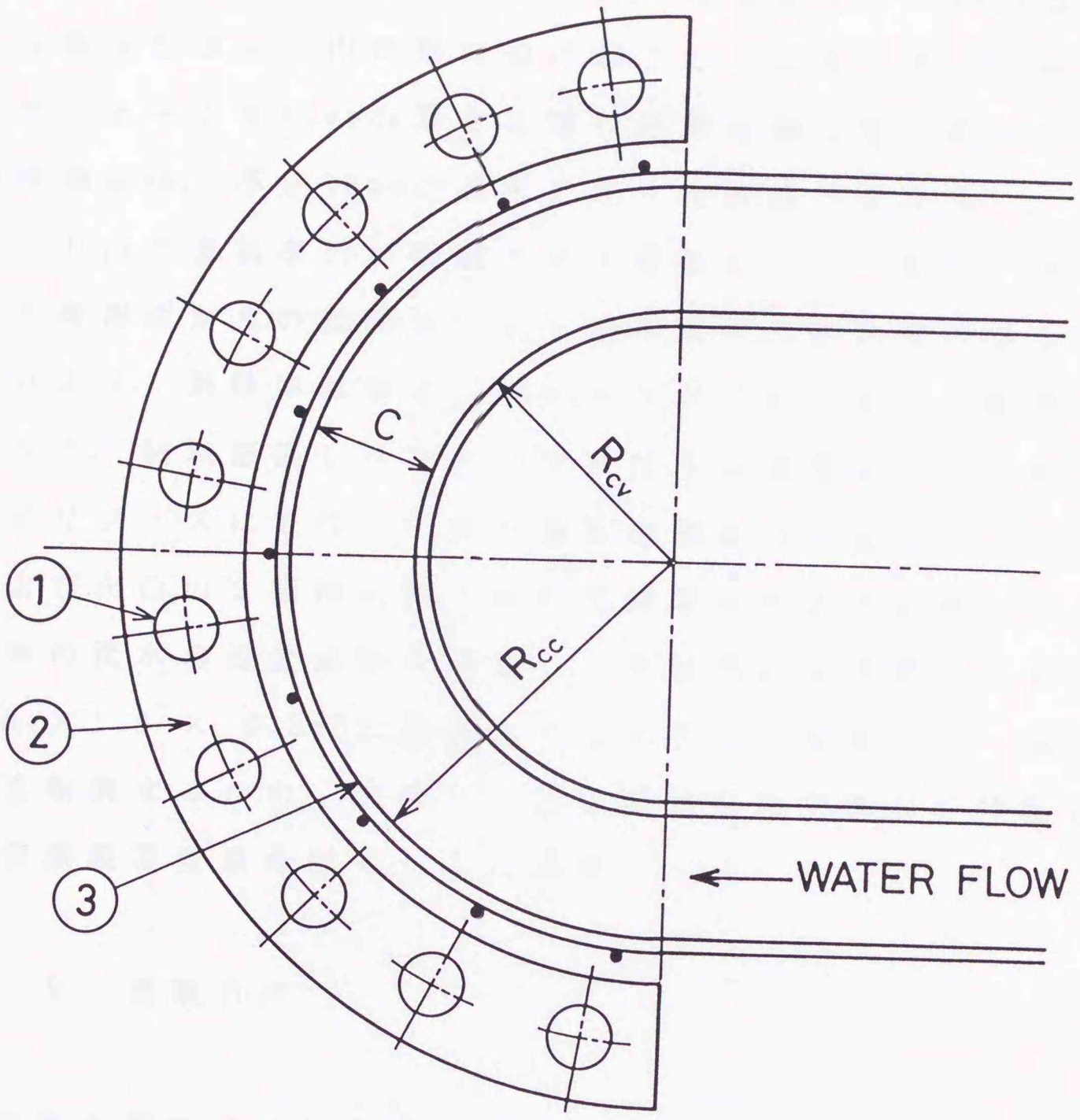



① TEST SECTION
② WATER PUMP
③ BYPASS VALVE (WATER)
④ CONTROLLING VALVE (WATER)
⑤ ORIFICE
⑥ MANOMETER
⑦ CONTRACTED DUCT
⑧ ENTRANCE DUCT
⑨ DRAIN VALVE
⑩ STOP VALVE
⑪ SLUICE VALVE (BRINE)
⑫ WATER STORAGE TANK
⑬ HEAT EXCHANGER
⑭ BRINE PUMP
⑮ BYPASS VALVE (BRINE)
⑯ SLUICE VALVE (BRINE)
⑰ DISTRIBUTOR
⑱ CONTROLLING VALVE (BRINE)
⑲ BRINE STORAGE TANK
• THERMOCOUPLES

図 4 － 1　実験装置系統図

| Duct height C mm | Radius $R_{cc}$ mm | Duct width b mm |
|---|---|---|
| 50 | 206 | 300 |
| 40 | 198 | 400 |
| 30 | 189 | 300 |
| 30 | 136 | 200 |
| 30 | 87 | 200 |
| 30 | 68 | 200 |

表４－１　返しベンド寸法




① BRINE SPRAY TUBE
② SPRAY TUBE SUPPORT
③ COOLED SURFACE

• THERMOCOUPLES

図 4 － 2　試 験 部 詳 細 図

み，冷却面温度の測定を行った．冷却凹面背後には冷却用の冷媒噴出ノズルを設置した．一方，凸面は厚さ３㎜の塩化ビニル樹脂性板を半円筒形に曲げ加工し，背後は曲面に沿ってエサフォームを50㎜の厚さに覆い断熱を施した．返しベンドの両側面は，厚さ10㎜の透明アクリル樹脂性板を用い，返しベンド内の凍結挙動が観察できる構造にした．なお，返しベンド両側面からの熱損失により凍結層の二次元性が損なわれないよう，実験中は厚さ 100㎜のスタイロフォーム断熱材で覆った．試験部返しベンド内に供給する流量は，予め検定したオリフィスにて行い，流水温度の測定は，返しベンド入口および出口の２箇所に取り付けた熱電対により測定した．実験中の流水の温度変動を抑制し，水温調節を容易にするため，1.8 ×1.0 × 0.8$m^3$の容量をもつ水タンクを用いた．流水温度を制御するため，水タンク内に低温用熱交換器を設置した．

実験装置全景を図４－３に示す．

## ２．２　実験方法

実験を開始するに先立ち，水タンク内の低温熱交換器に冷媒を循環させながら，水タンク内の水温調節を行った．所定の水温が得られた後，循環用の遠心ポンプにて水タンクより試験部返しベンドへ流水を供給した．流水は，オリフィスにて流量をモニタしながら，縮流ダクト，助走ダクトを経由し，十分に発達した乱流状態で試験部返しベンド内に流入する．以上の手順により，返しベンド入口における流水温度が設定温度となった後，冷却ノズルより冷媒を噴出し，返しベンド凸面の冷却を開始した．実験中は，冷却凸面温度と流水温度

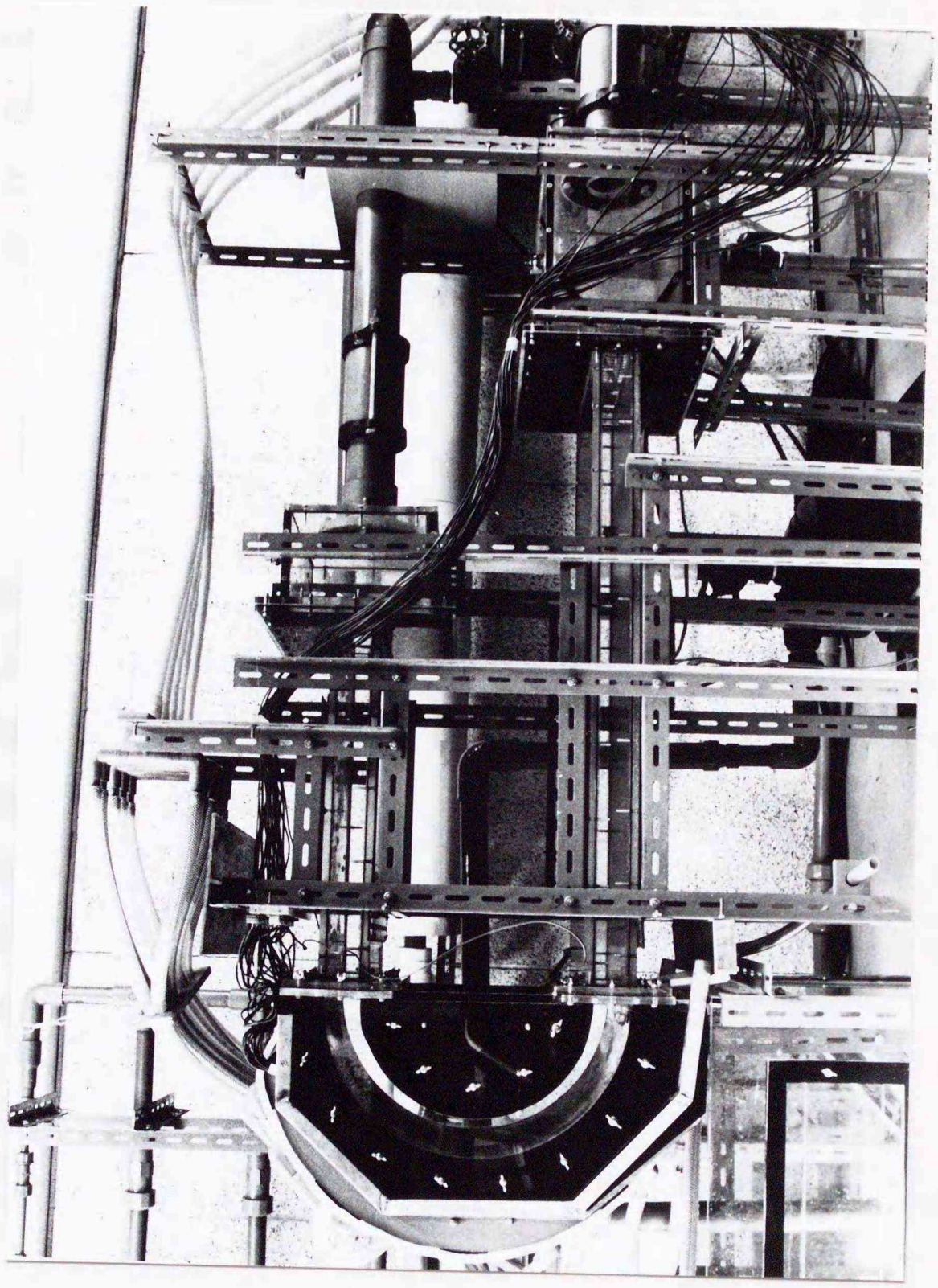


図４－３　実験装置全景

を常時モニタしながら，その温度が絶えず一定となるように各バルブにて冷媒循環量を制御した．本実験は，流量一定の条件で行い，凍結層が返しベンド内に成長した後も通過する流量が一定となるようバルブ操作を行った．凍結層厚さおよびその形状変化が１時間以上認められなくなった状態を定常状態とみなし，この後すみやかに凍結層の写真撮影を行い，実験を終了した．

## 第３節　熱伝達率の算定方法

熱伝達率の算定方法は，凹面側が冷却壁となることを除いて第３章で述べた通りである．熱伝達率算定に用いた計算座標を図４－４に示す．凍結層界面温度０℃，冷却壁面温度一定の境界条件のもとで，辺点法［103，104］を用いて凍結層内の温度分布を求め，凍結層界面での熱バランスを考えることにより，凍結層界面法線方向の局所熱伝達率$h_\psi$は次式により求めることができる．

$$h_\psi = \lambda_i \frac{(T_f - T_w)}{(T_\infty - T_f)} \frac{1}{R_1} \left[ \frac{\sin\phi}{r} \frac{\partial\theta}{\partial\psi}\Big|_{r=r_2} + \cos\phi \frac{\partial\theta}{\partial r}\Big|_{r=r_2} \right] \qquad (4-1)$$

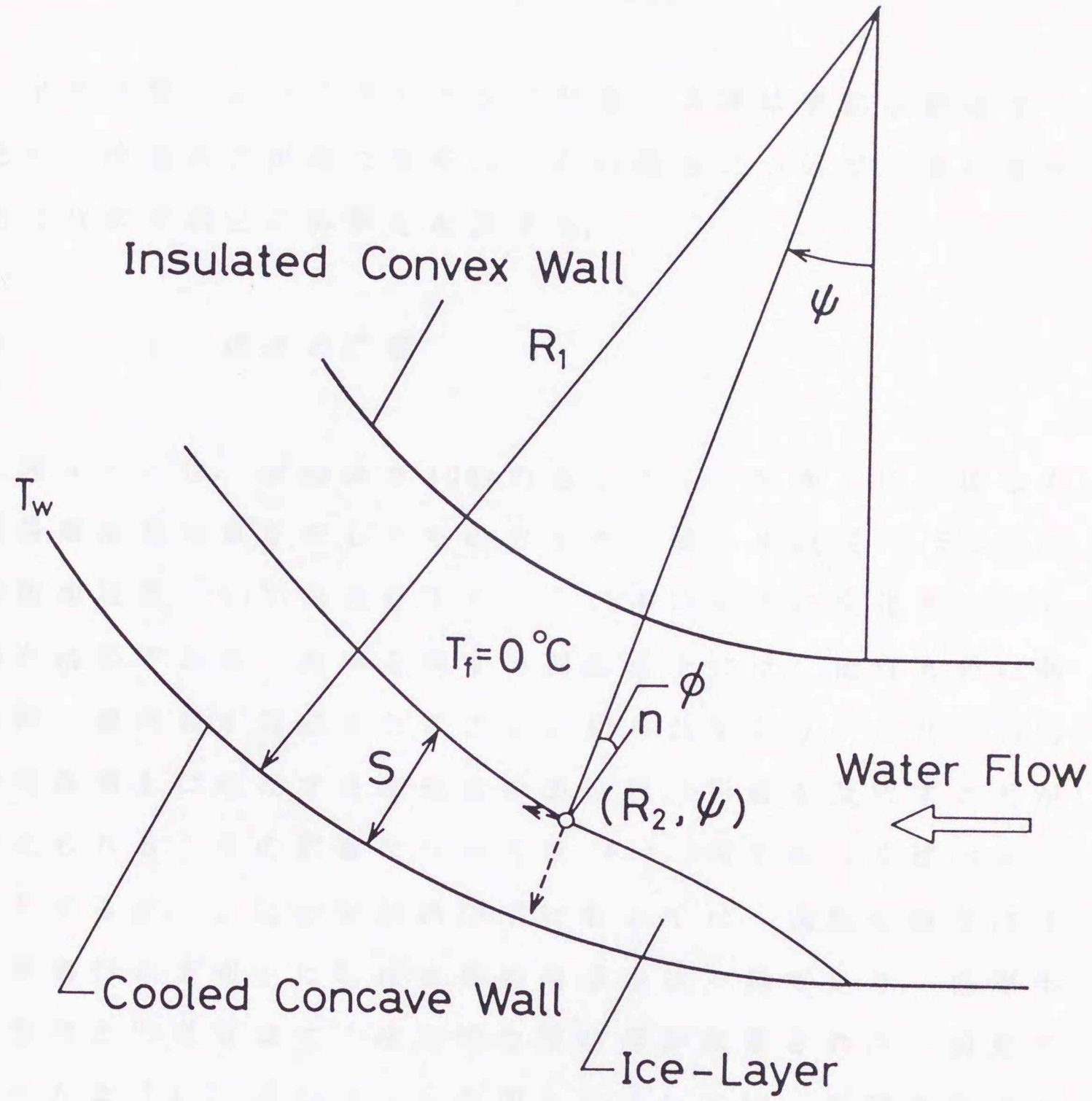



図 4 － 4　熱伝達率計算座標

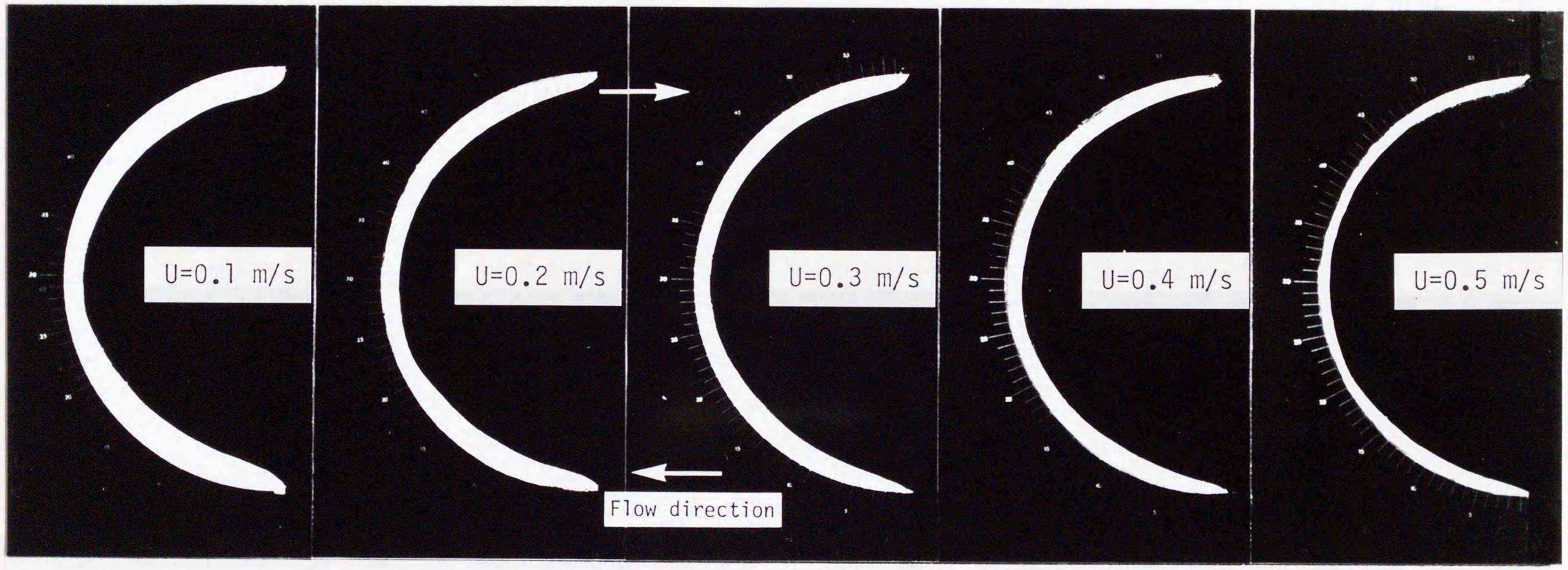
## 第４節　実験結果および考察

### ４．１　凍結挙動の観察

定常状態における返しベンド凹面上の凍結挙動を把握するため，流路高さが異なるそれぞれの場合について，凍結層形状に及ぼす流速の影響を検討する．

#### ４．１．１　流速の影響

図４－５は，流路高さ30mmの返しベンド凹面上に発達した凍結層形状写真を示したものである．流入水温度 3.5℃，冷却凹面温度 -11℃の条件下で，入口平均流速を変化させ得られた結果である．曲率を有する凹曲面上には，流れ方向に軸を持つ縦渦列が形成されることが知られており，これら渦列が凹曲面上に成長する凍結層の面性状に影響を及ぼすことが考えられる．その影響については 4.1.3項で詳しく述べることとするが，上記の実験条件下においては，流路の幅方向（写真奥行き方向）における凍結層厚さは一様であり，曲率半径方向と円周方向に二次元的な凍結層が観察された．前章で述べたように，返しベンド凸面上においては，実験条件により凍結層厚さが急激に減少するステップ状の凍結層が観察された．これらの写真より，凹面上には顕著なステップ状の凍結層は観察されないが，凍結層厚さの分布自体は凸面上のそれと類似している．冷却開始端より流れ方向に沿い，凍結層厚さは増加・減少・増加する分布を示す．しかし，その変化はゆるやかである．また，凍結層厚さが極小値を示す角度は，



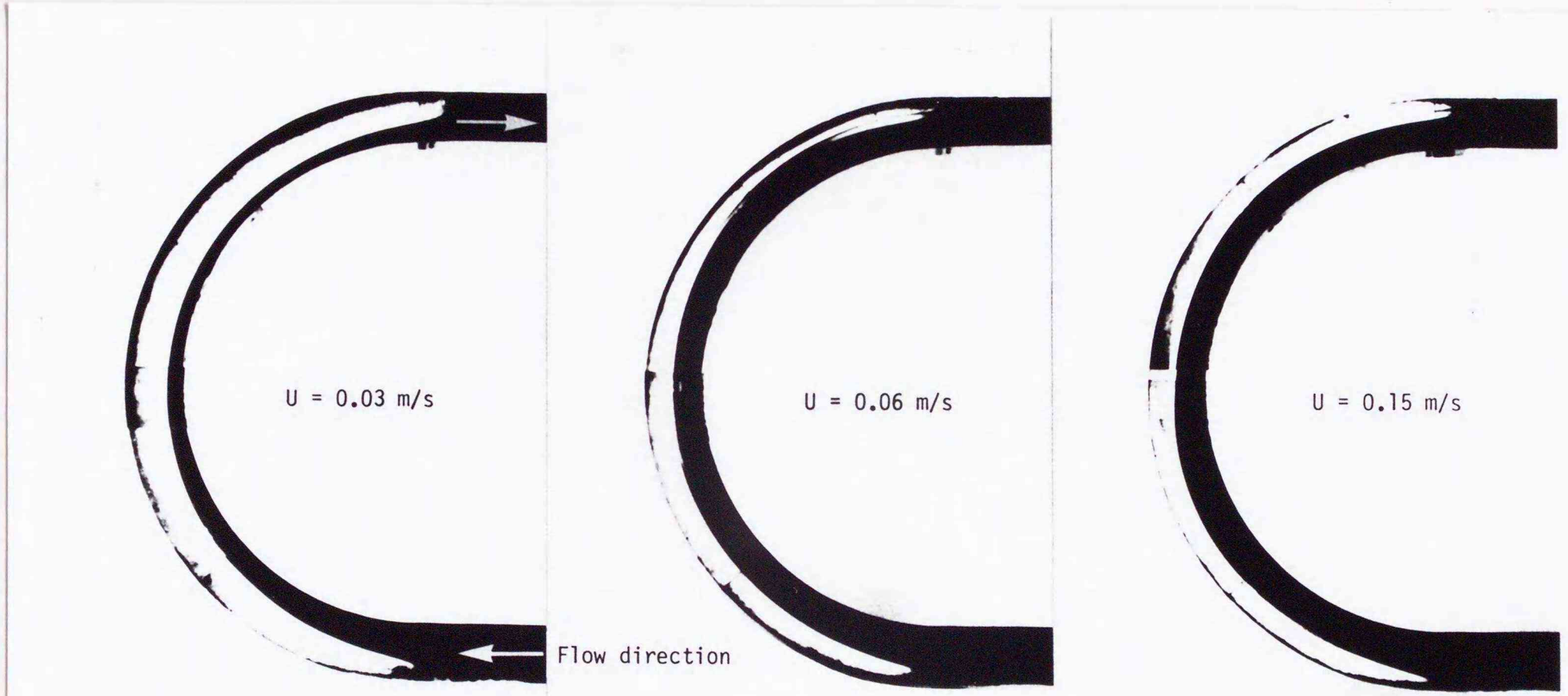

$C=30mm$ , $R_{cc}=189mm$ , $T_{in}=3.5℃$ , $T_w=-11℃$

図４－５　凍結層形状に及ぼす流速の効果

流速の増加とともに返しベンド上流方向へ移動していることがわかる．平田ら［14］は，一様流中におかれた冷却平板上の凍結実験を行い，流れ方向に凍結層厚さがゆるやかに凹凸状に変化する凍結層が平板上に形成されることを報告し，この現象を“Smooth” transitionと呼んでいるが，返しベンド凹面上においても同様な凍結層が観察されることがわかる．

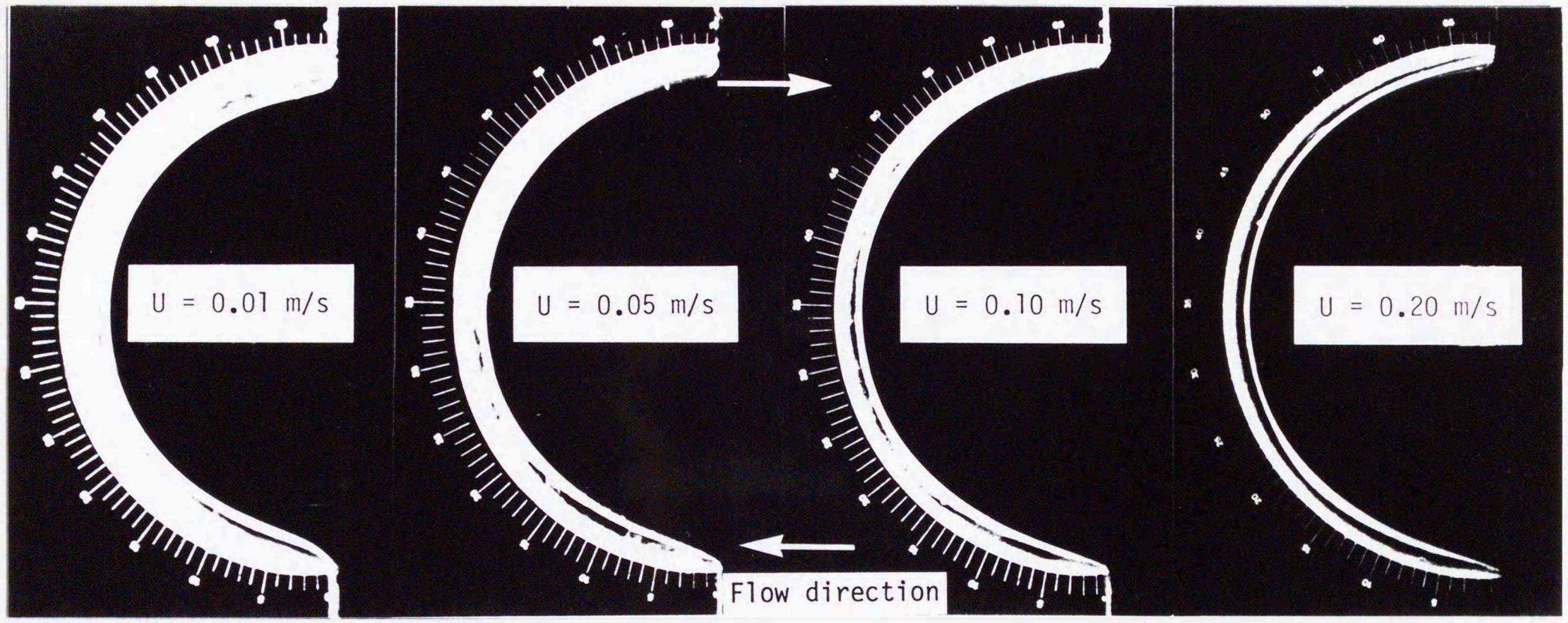
図４－６は，流路高さ40mmの返しベンド凹面上に成長した凍結層形状に及ぼす流速の効果を示したものである．入口流入水温度 1℃，冷却凹面壁温度 -10℃の条件において観察された結果である．入口平均流速が0.03m/s の場合，凍結層は冷却開始端より下流方向に沿い，徐々にその厚さを増す単調な分布を示していることがわかる．しかしながら，さらに流速が増加し，0.07m/s ，0.15m/s の場合，入口よりの角度$\psi$がそれぞれ $3\pi/4$，$\pi/4$rad.付近において，凍結層厚さが極小値を示す分布となっている．

流路高さ50mmの返しベンドにおける，凍結層形状に及ぼす流速の効果を図４－７に示す．入口平均流速を変化させ，流入水温度 1℃，冷却凹面壁温度 -10℃の条件において行った観察結果である．入口平均流速が 0.01 m/s ，0.05m/s の場合，凍結層は入口より流れ方向に沿い単調に増加している．しかしながら，さらに流速が増加し，入口流速が0.10m/s の場合，凍結層厚さが極小値を示す入口よりの角度$\psi$は，$\pi/2$ rad.付近であり，また，入口流速が0.20m/s の場合は，$4\pi/5$rad．付近で凍結層厚さは極小値を示している．流速が増加するに従い，凍結層厚さが極小値を示す入口よりの角度$\psi$は小さくなっていることがわかる．




C=40mm , $R_{cc}$=198mm , $T_{in}$=1 ℃ , $T_w$=-10℃

図４－６　凍結層形状に及ぼす流速の効果




C=50mm , $R_{cc}$=209mm , $T_{in}$=1 ℃ , $T_w$=-10℃

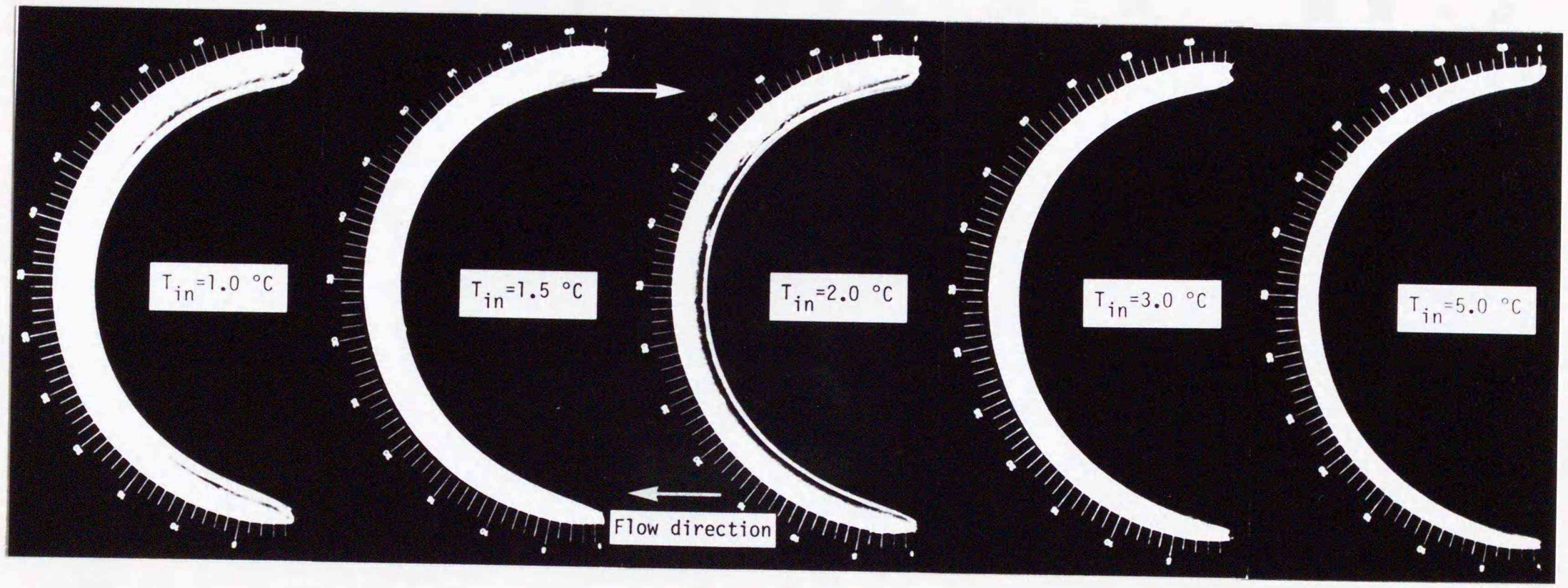
図４－７　凍結層形状に及ぼす流速の効果

## 4．1．2　冷却温度比の影響

前章における返しベンド凸面冷却の実験結果より，冷却温度比は凍結層厚さおよび凍結層の形状に大きな影響を与えることがわかった．

図４－８は，流路高さ50㎜の返しベンドを用いて，凍結挙動に及ぼす流入水温度の効果を示したものである．図に示した観察結果は，入口平均速度0.01m/s，冷却凹面温度 -7℃の実験条件にて行われたものである．これらの写真より，流入水温度が高くなるに従い，返しベンド凹面全域にわたり凍結層厚さは減少する傾向を示していることがわかる．さらに，凍結層厚さは，返しベンド入口より徐々に増加しながら一定となる単調な分布を示している．前項で述べたように，凹面上の凍結層は，流速が増加すると流路途中においてその厚さが減少する挙動を示すが，この場合には，入口における流速が小さいため，凹面上の凍結層厚さは徐々に増加しながら一定となる分布を示すものと考えられる．

以上の観察結果より，流路高さ30，40，および50㎜いずれの場合も，本実験条件の範囲内において，返しベンド凹面上に成長する凍結層の形状は，凸面上に成長するそれと比較して変化がゆるやかであり，凸面冷却において観察された顕著なステップ状の凍結層は認められないことがわかる．この原因として，返しベンド凹面側の凍結層に沿う流動特性の影響が考えられる．返しベンドなど曲り管を通過する流体には，曲率の影響により遠心力が作用し，最大軸方向速度の位置は，下流に沿い凹面側（外側）へと移動する．したがって，凹面側では曲面に沿い易く，押さえつけられた流れとなるのに対




C=50mm , $R_{cc}$=209mm , U=0.01m/s , $T_w$=-7 ℃

図４－８　凍結層形状に及ぼす流入水温度の効果

し，凸面側では曲面より剥がれ易い流れとなる．このような返しベンド内の流動特性に基づいて，凹凸それぞれの曲面上に発達する凍結層の形状は異なるものと考えられる．

凹面を冷却した場合の凍結挙動は，凸面のそれと同様に，流速，ならびに冷却温度比と密接に関係しているものと思われる．なお，凍結層が形状変化する原因については，第６章であらためて考察する．

### ４．１．３　凹面上の縦渦列

一般に，凹曲面上の境界層内には流れ方向に軸をもつ縦渦列が形成されることが知られている．この種の二次流れは，遠心力の作用に基づいて，半径方向の圧力勾配が不安定となるため生じると考えられている．この縦渦列の発生により，凹面の熱伝達が促進されることが期待されるが，本実験に用いた返しベンド凹面上において，この縦渦列が発生するか否か検討を行う．

凹面上の境界層内に縦渦列が存在するか否かの指標の一つとして，次に示す乱流ゲルトラー数 $G_t$ が定義されている．

$$G_t = 43\sqrt{\frac{\delta}{R}} \qquad (4-2)$$

ここで，$\delta$ ：運動量厚さ，R ：凹壁面曲率半径

図４－９は，乱流ゲルトラー数 $G_t$ と無次元波長 $a\delta$ との関係を示したものである．凹面上にゲルトラー型の縦渦列が

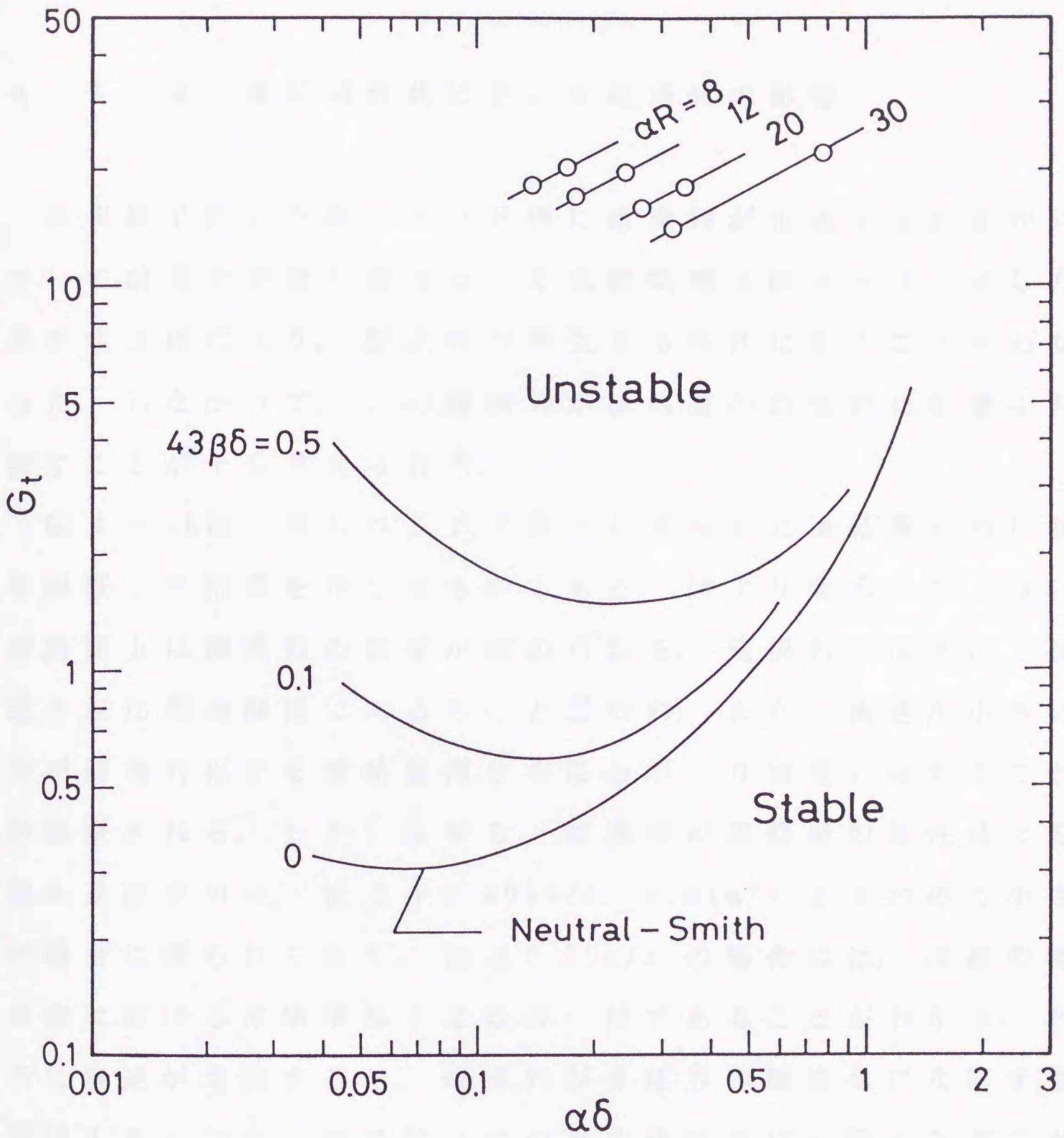


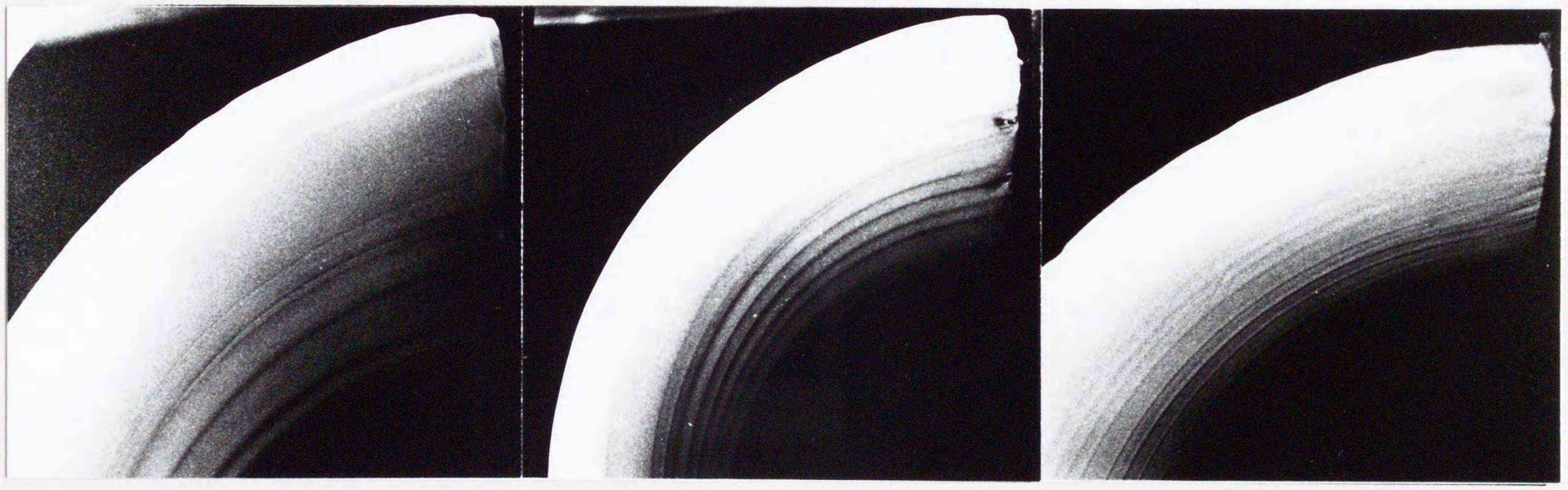

図 4 － 9　凹面における縦渦列発生領域

発生する条件として，図中に示したSmithの中立曲線上方の不安定領域に入る必要がある［58］．図より，本実験領域は縦渦列が生成する条件の範囲内にあることがわかる．

### 4．1．4　凍結面性状に及ぼす縦渦列の影響

本実験で用いた返しベンド内に縦渦列が生成するか否かについて前項で検討した結果，本実験領域は図４－９に示した不安定領域に入り，縦渦列が発生する条件にあることがわかった．したがって，この縦渦列が凍結層の面性状に影響を及ぼすことが十分考えられる．

図４－10は，返しベンド凹面上に成長した凍結層の面性状を観察した結果を示したものである．図より明らかなように，凍結面上に縦渦列の影響が認められる．縦渦列の波長は，流速と反比例の関係にあるものと思われ，また，流速が小さい方が縦渦列による凍結層厚さの凹凸がより顕著に現れることが観察される．しかしながら，縦渦列が凍結層の面性状に影響を及ぼすのは，流速が0.005m/s，0.01m/sときわめて小さい場合に限られており，流速0.05m/sの場合には，流路の幅方向における凍結層厚さはほぼ一様であることがわかる．さらに流速が増加すると，縦渦列が凍結層の面性状に及ぼす影響は小さくなり，流路幅方向の凍結層厚さは一様となることが確認された．この種の縦渦列に関しては，スパン方向に揺動するとの報告［例えば61，62，79］が多数あり，本実験においても縦渦列が流路の幅方向に揺動し，凍結層の面性状が平坦になるとともに，凍結層厚さも流路幅方向に一様になるものと考えられる．



U=0.005m/s, $T_{in}$= 5 ℃, $T_w$=-10℃　　U=0.01m/s, $T_{in}$= 3 ℃, $T_w$=-10℃　　U=0.05m/s, $T_{in}$= 1 ℃, $T_w$=- 9 ℃

図 4 － 10　凍結層の面性状

## 4．2　局所熱伝達率分布

### 4．2．1　流速の影響

図４－11は，流路高さ30㎜の返しベンドを用いて，局所熱伝達率および凍結層厚さの分布に及ぼす入口平均流速の効果を示したものであり，流入水温度３℃，冷却凹面温度 -11℃の実験条件のもとで得られた測定結果である．図より，全体的な傾向として流速が増加するに従い，熱伝達率は増加し，これに対応して凍結層厚さは薄くなっている．また，局所熱伝達率は，返しベンド入口より減少しながら極小値をとり，さらに下流方向では増加し極大値をとった後，減少していることがわかる．このように返しベンド凹面における熱伝達率の分布は，前節で述べた凸面冷却の場合と同様な傾向を示しているが，その変化は凸面の場合と比較して緩やかである．また，局所熱伝達率が極大値をとる位置は，流速が増加するに従い，上流側へ移動していることがわかる．

図４－12に，流路高さ40㎜の場合の局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす流速の効果を示す．実験条件は，流入水温度２℃，冷却凹面温度 -12.5℃である．入口平均流速が0.05m/s の場合，冷却開始端よりの熱伝達率の変化は単調であり，これに対応して，凍結層も流れ方向に単調な形状となっている．しかしながら，さらに流速が増加すると，流路途中において熱伝達率は極大値を示す分布となり，この位置に対応して凍結層は薄くなっていることがわかる．また，熱伝達率が極大値を示す位置は，流速の増加とともに上流側へ移動している．

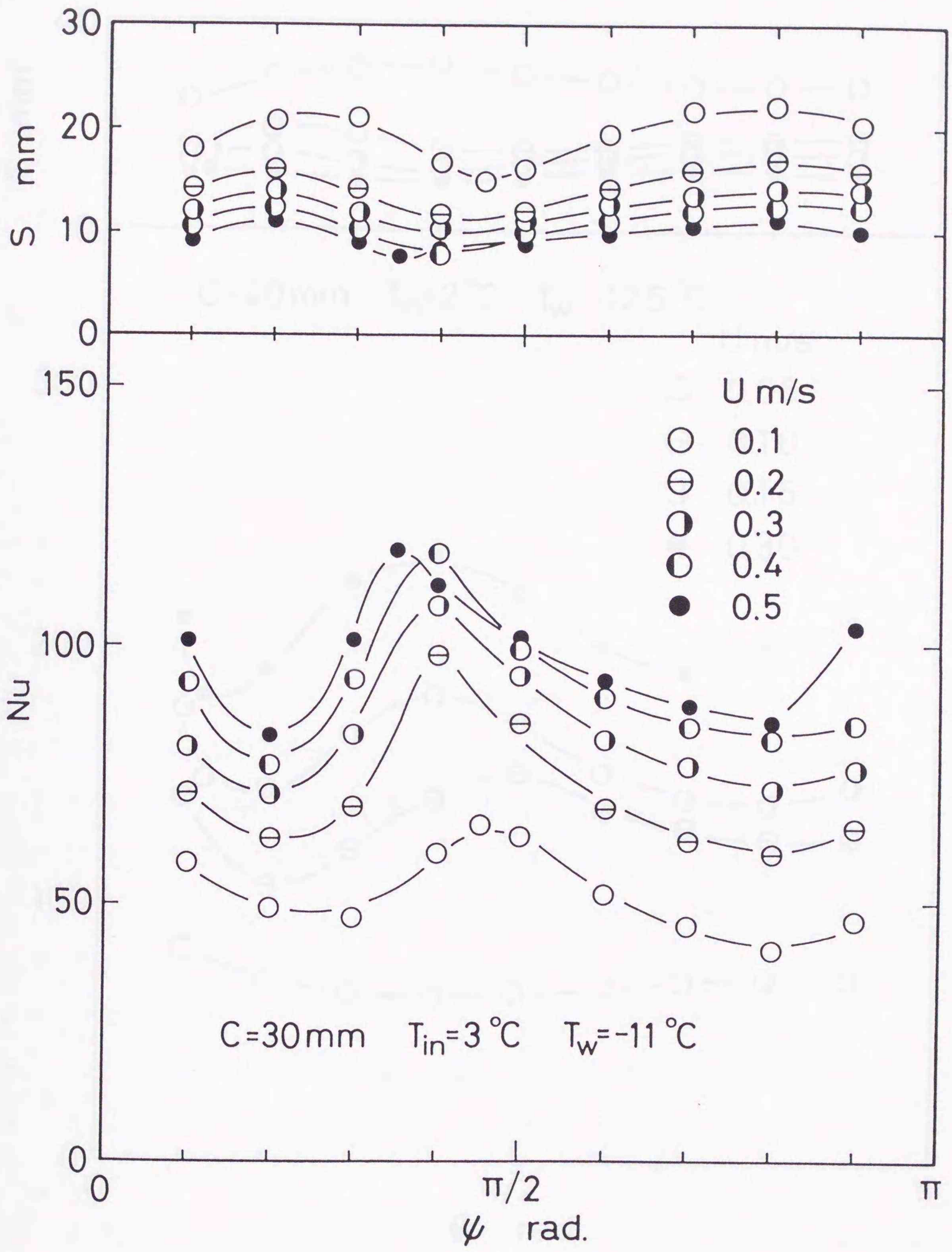



図 4 － 11　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

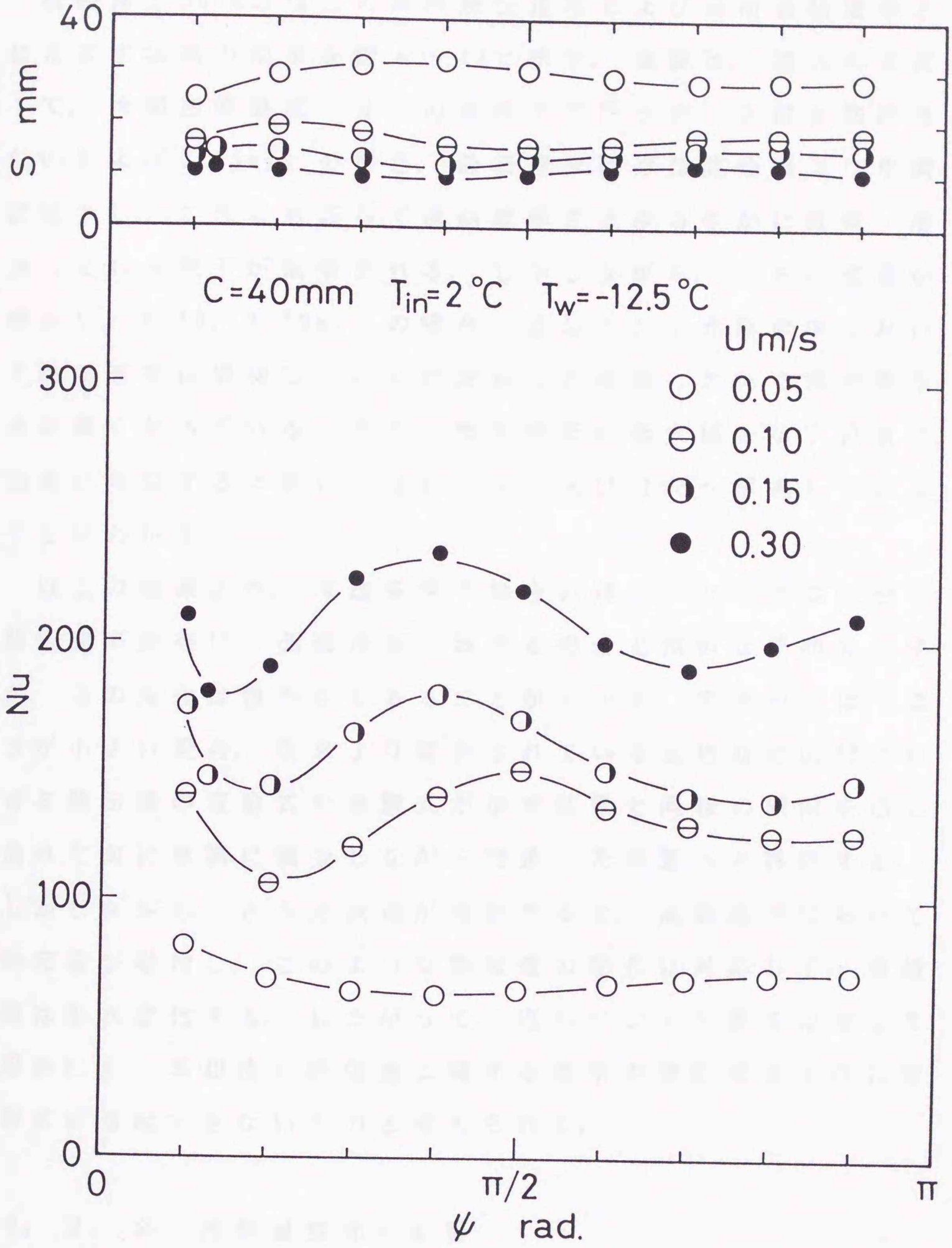



図 4 － 12　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

流路高さ50mmの場合の局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす流速の効果を図４－13に示す．実験は，流入水温度１℃，冷却凹面温度 －９℃の条件下で行った．入口平均流速0.01および0.05m/s の場合，熱伝達率は冷却開始端より単調に減少し，これに対応して凍結層厚さはゆるやかに成長・増加している様子が観察される．しかしながら，さらに流速が増加し，0.10，0.20m/s の場合，返しベンド流路途中において熱伝達率は増加し，これに対応した位置において凍結層厚さは薄くなっている．また，熱伝達率が極大値を示す位置は，流速が増加するに従い，返しベンド入口方向へ前進していることがわかる．

以上の結果より，凍結を伴う場合の返しベンド凹面に沿う熱伝達率分布は，凸面冷却における場合と類似な傾向を示すが，その変化は緩やかであることがわかる．定性的には，流速が小さい場合，従来より報告されている温度助走区間における熱伝達の理論式や実験式が示す結果と同様の傾向を示し，流れ方向に単調に減少しながら発達した状態へと移行する．しかしながら，さらに流速が増加すると，流路途中において熱伝達が増加し，このような熱伝達の変化に対応して，凍結層は形状変化する．したがって，返しベンド凹面を冷却した場合にも，単相流の熱伝達に関する従来の理論式ならびに実験式は適用できないものと考えられる．

### ４．２．２　冷却温度比の影響

返しベンド凹面の熱伝達挙動に及ぼす冷却温度比の効果について検討する．

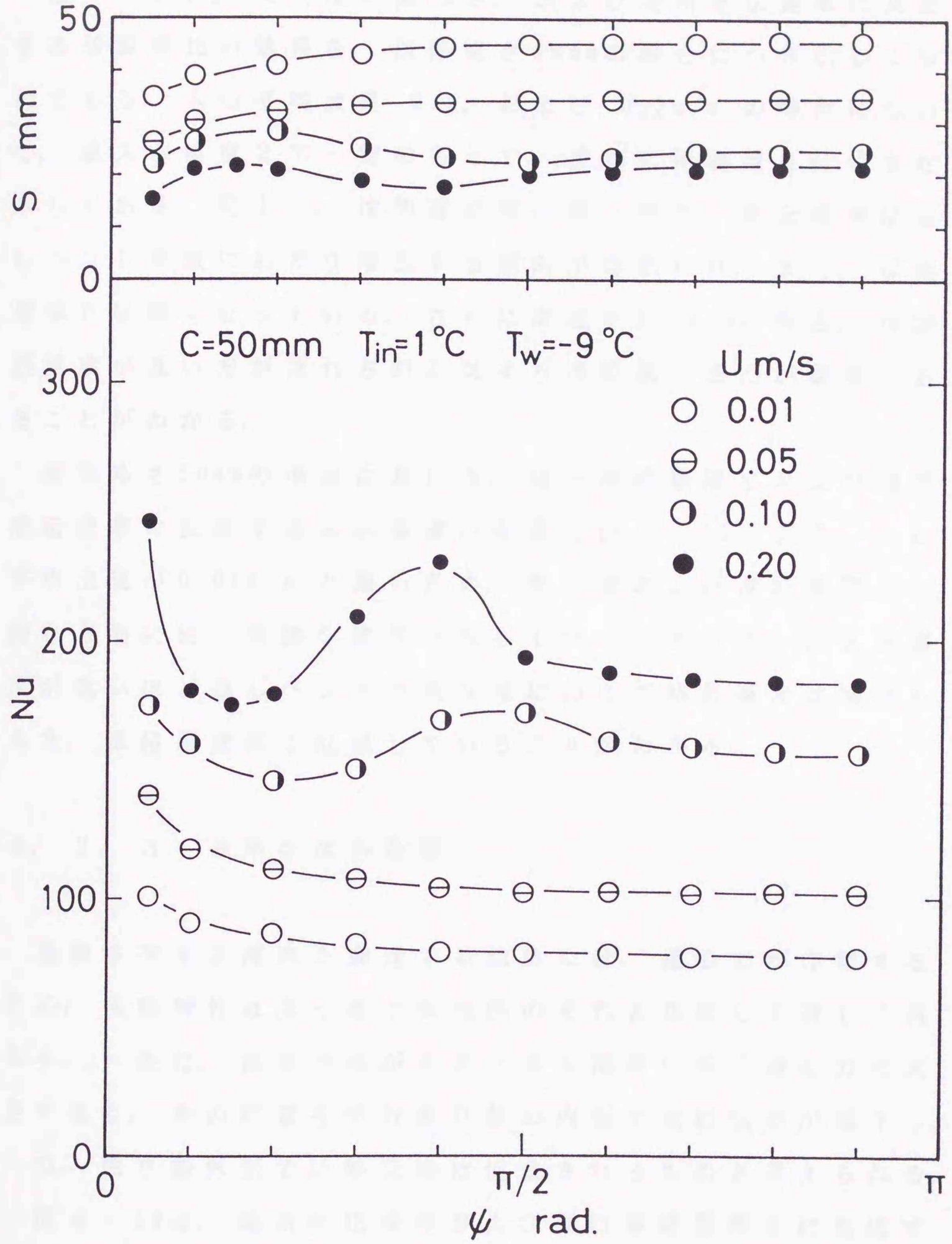



図４－13　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

図４－14は，局所凍結層厚さ，および局所熱伝達率に及ぼす冷却温度比の効果を，流路高さ40mmの場合につき示したものである．入口平均流速 0.2，および 0.3m/s の場合について，流入水温度２℃一定のもとで，冷却凹面温度を変化させ示してある．図より，冷却面温度が低いほど，熱伝達率は返しベンド全域にわたり増加する傾向が認められ，また，凍結層厚さは薄くなっている．さらに流速が0.3m/sの場合，冷却面温度が低い方が流れ方向に対する凍結層の凹凸が顕著であることがわかる．

流路高さ50mmの場合における，局所凍結層厚さおよび局所熱伝達率に及ぼす流入水温度の影響を図４－15に示す．入口平均流速が0.01m/s と遅いため，熱伝達および凍結層厚さは，流れ方向に沿い単調な変化を示している．さらに，流入水温度が低いほど返しベンド凹面全域にわたり熱伝達率は増加し，また，凍結層は厚く成長していることがわかる．

## ４．２．３　曲率半径の影響

曲率を有する流路を通過する流体には，遠心力が作用するため，流動特性は真っ直ぐな流路のそれと比較して著しく異なる．一般に，曲率半径が小さいほど流体に働く遠心力は大きくなり，その影響を受け曲り部の内側では熱伝達が低下し，一方，曲り部外側では熱伝達は促進されるものと考えられる．

図４－16は，局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす曲率半径の効果について検討したものである．流路高さが30mmの返しベンドにおいて，冷却凹面の曲率半径を，68，87，136，および 189mmの４種類に変化させてある．図より，凍

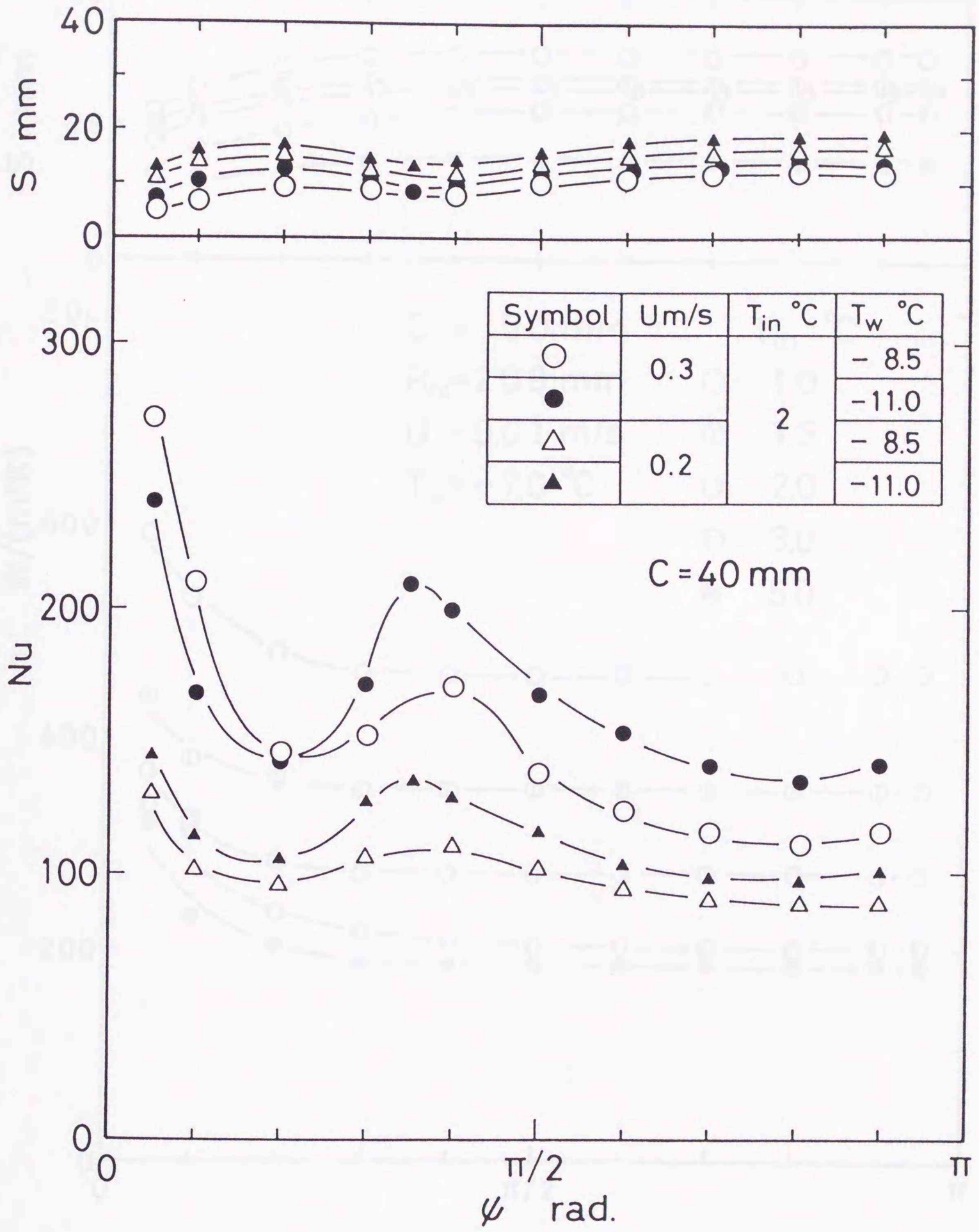



図４－14　局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす冷却温度比の効果（C=40mm）

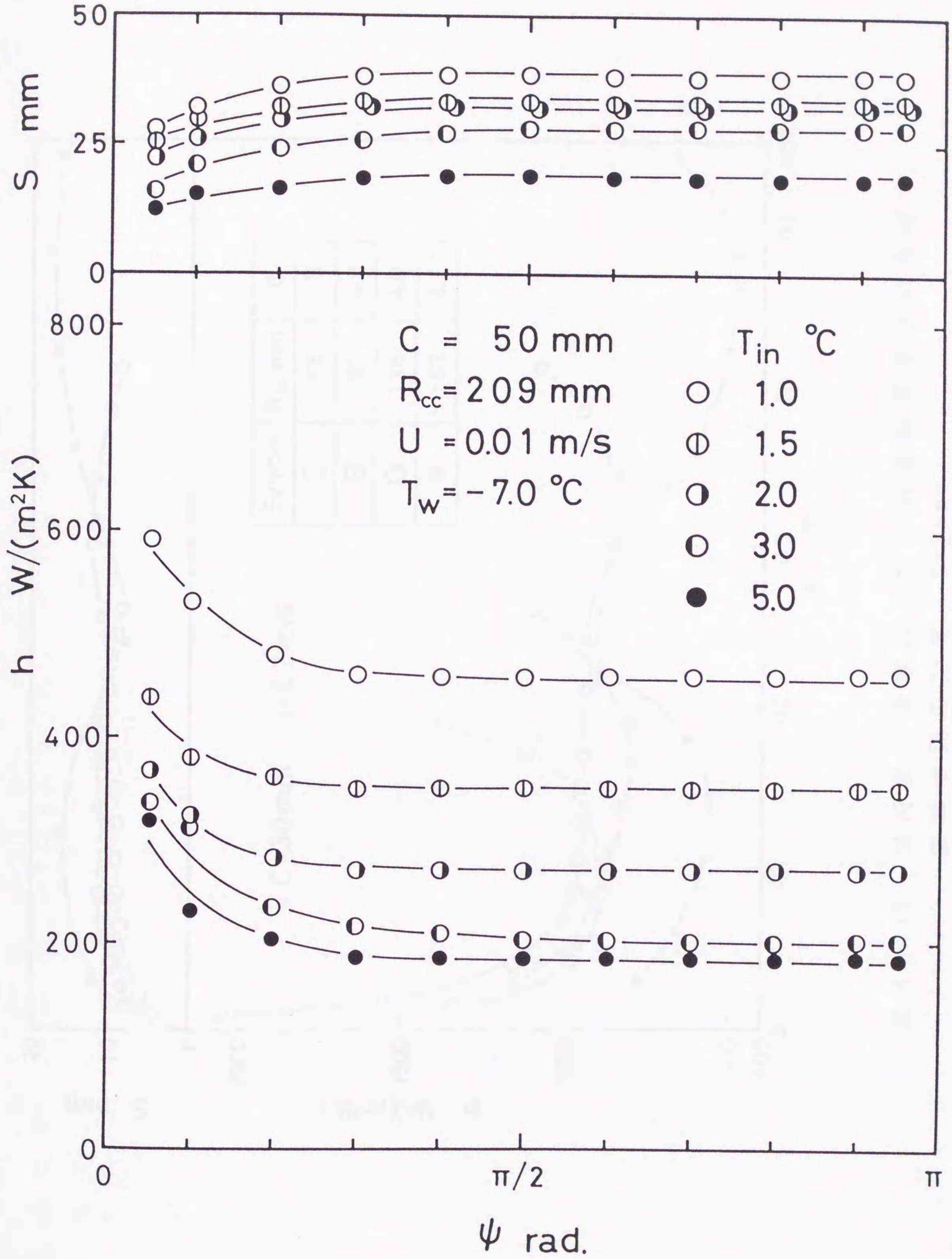



図４－15　局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす流入水温度の効果（C=50mm）

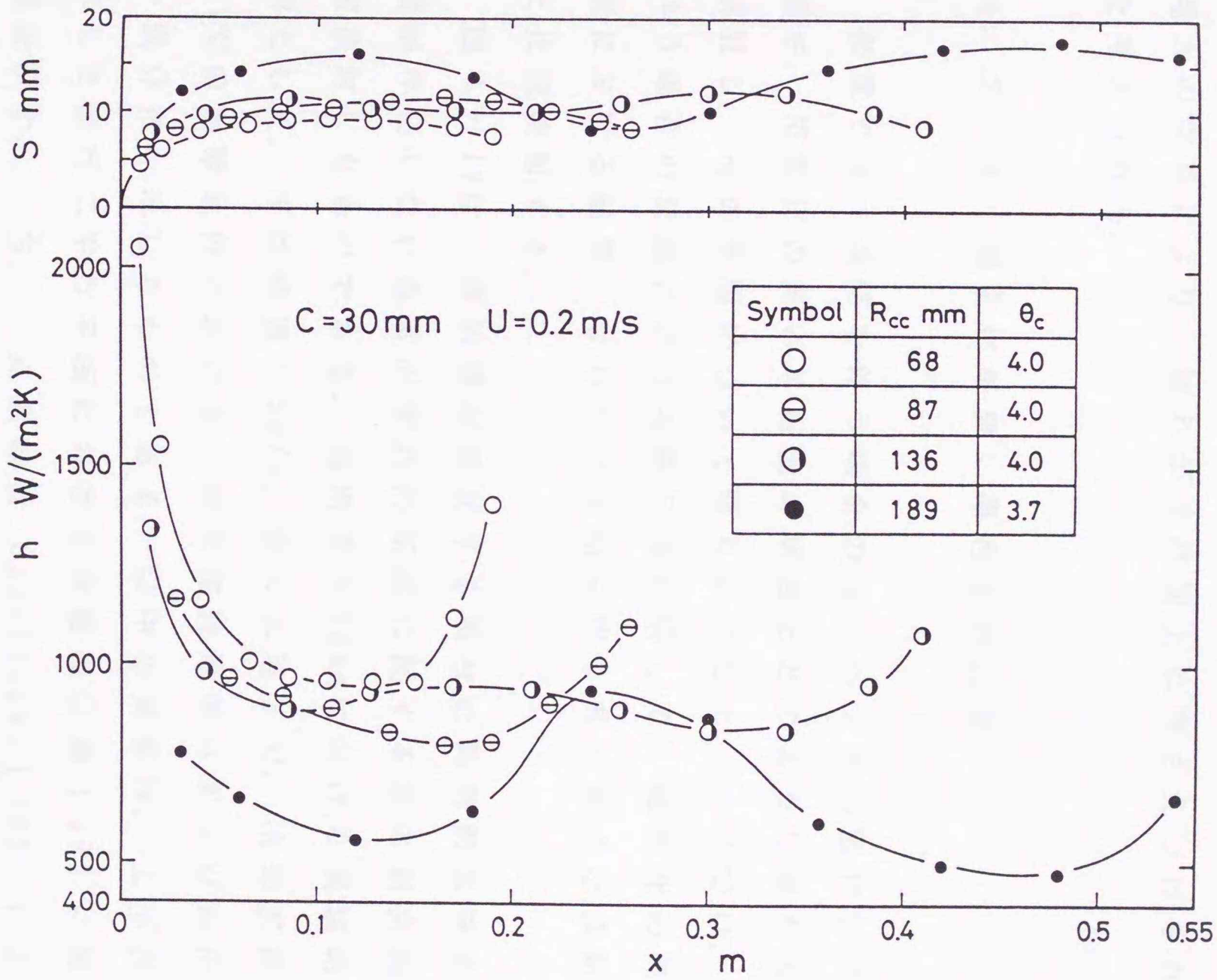



図４－16　局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす曲率半径の効果（C=30mm）

結層が返しベンド入口より単調に増加している領域においては，曲率半径の減少とともに熱伝達は増加し，凍結層厚さは薄くなっていることがわかる．曲率半径の減少に伴う遠心力増大の効果により，流れが凍結面上に押さえつけられるためと考えられる．

### 4．2．4　相変化が無い場合との比較

前章では，凍結を伴う場合の返しベンド凸面における熱伝達が，相変化の無い単相流の場合とどのように異なるか比較検討し，その原因について明らかにした．ここでは，凍結を伴う場合の凹面における熱伝達に関して，相変化の無い単相流における結果，ならびに凍結を伴う真っ直ぐな流路のそれと比較検討する．

図４－17は，凍結層が存在する場合の局所熱伝達を，凍結層が存在しない通常の管内熱伝達に関する他の研究結果と比較検討したものである．流路高さ30mmにおける実験結果の一例として，平均流速0.5m/s，流入水温３℃，冷却凹面温度 -11℃の実験条件における，局所凍結層厚さおよび局所ヌセルト数分布を示したものである．図中の実線は，上下両面を冷却した直行二平行平板における凍結熱伝達［29］に関する結果を示す．一方，一点鎖線は Gnielinski［105］による直円管内助走区間における乱流熱伝達率の実験式，また，破線は等熱流束加熱による返しベンド凹面上における乱流熱伝達の実験結果［83］を示したものであり，いずれも凍結層が存在しない場合である．伝熱面に凍結層が存在しない場合の入口助走区間における局所熱伝達率は，いずれの場合も伝熱開始

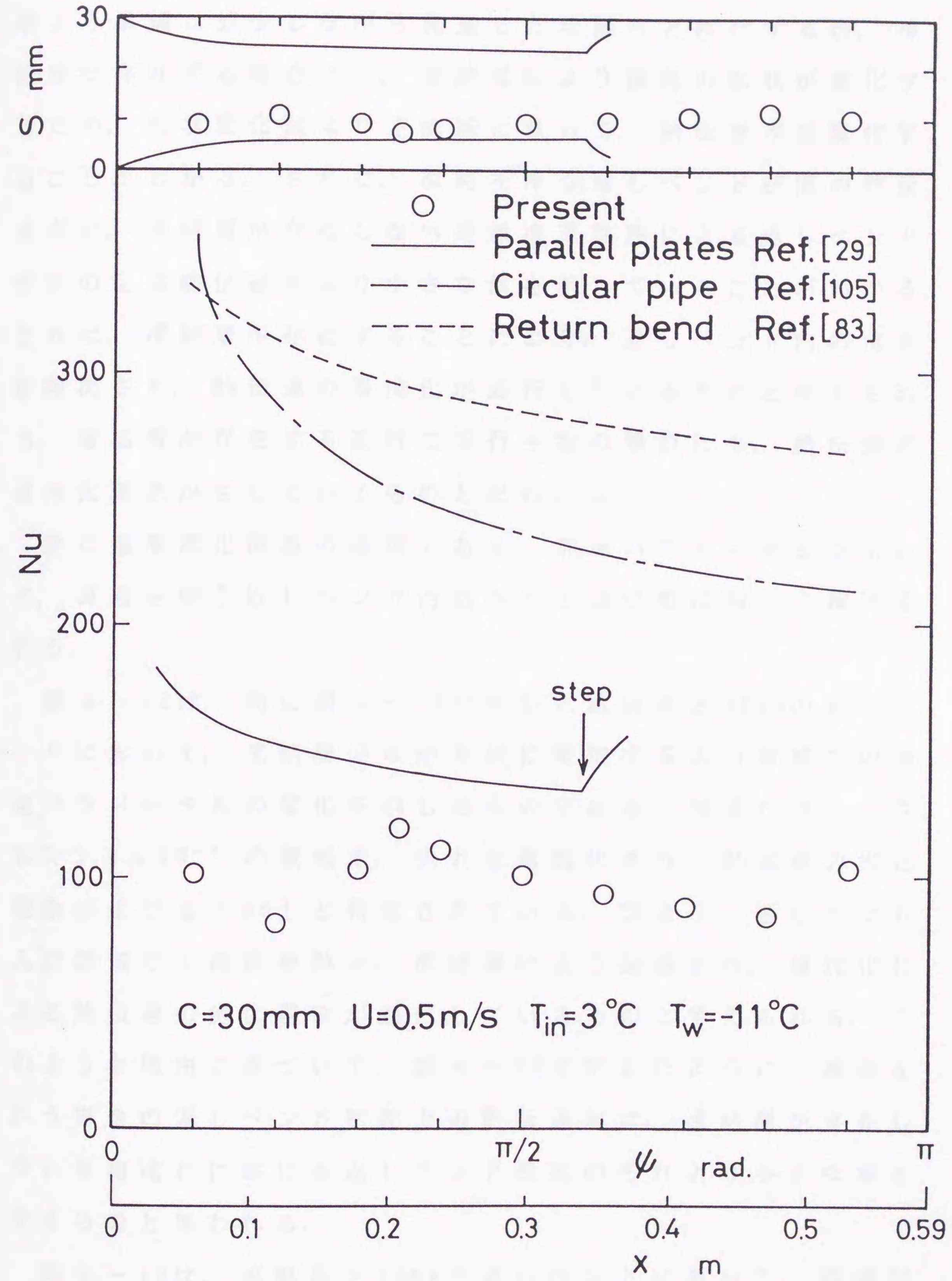



図 4 － 17　局所熱伝達率分布（C=30mm）

端より単調に減少しながら発達した状態へと移行するが，凍結層が存在する場合には，凍結層により流路の形状が変化するため，形状変化部より下流域において，熱伝達率は変化することがわかる．さらに，凍結を伴う返しベンド凹面の熱伝達率は，凍結層が存在しない等熱流束加熱による返しベンド凹面の乱流熱伝達率より小さな値を示していることがわかる．これは，凍結層が存在することにより，返しベンド内の流水が縮流され，熱伝達の層流化が進行しているためと考えられる．凍結層が存在する直行二平行平板の場合にも，熱伝達の層流化現象が生じているものと思われる．

熱伝達層流化現象の指標である，加速パラメータＫを用いて，凍結を伴う返しベンド内流れの加速挙動に関して検討を行う．

図４－18は，先に図４－17で示した流路高さ30㎜の返しベンドにおいて，凍結層厚さが単調に増加する入口領域での加速パラメータＫの変化を示したものである．加速パラメータ $K > 3.0 \times 10^{-6}$ の領域で，流れは層流化され，熱伝達の劣化現象が生じる［96］と報告されている．図より，返しベンド入口領域での流動挙動は，凍結層により加速され，層流化による熱伝達の劣化現象が進行しているものと考えられる．このような理由に基づいて，図４－17で示したように，凍結を伴う場合の返しベンド凹面上の熱伝達率は，凍結層が存在しない単相流れにおける返しベンド凹面のそれより小さな値となるものと思われる．

図４－19は，流路高さ40㎜の返しベンドにおいて，同様に凍結層が存在する場合としない場合の熱伝達率分布の相違に関して，他の研究結果と比較検討したものである．凍結を伴

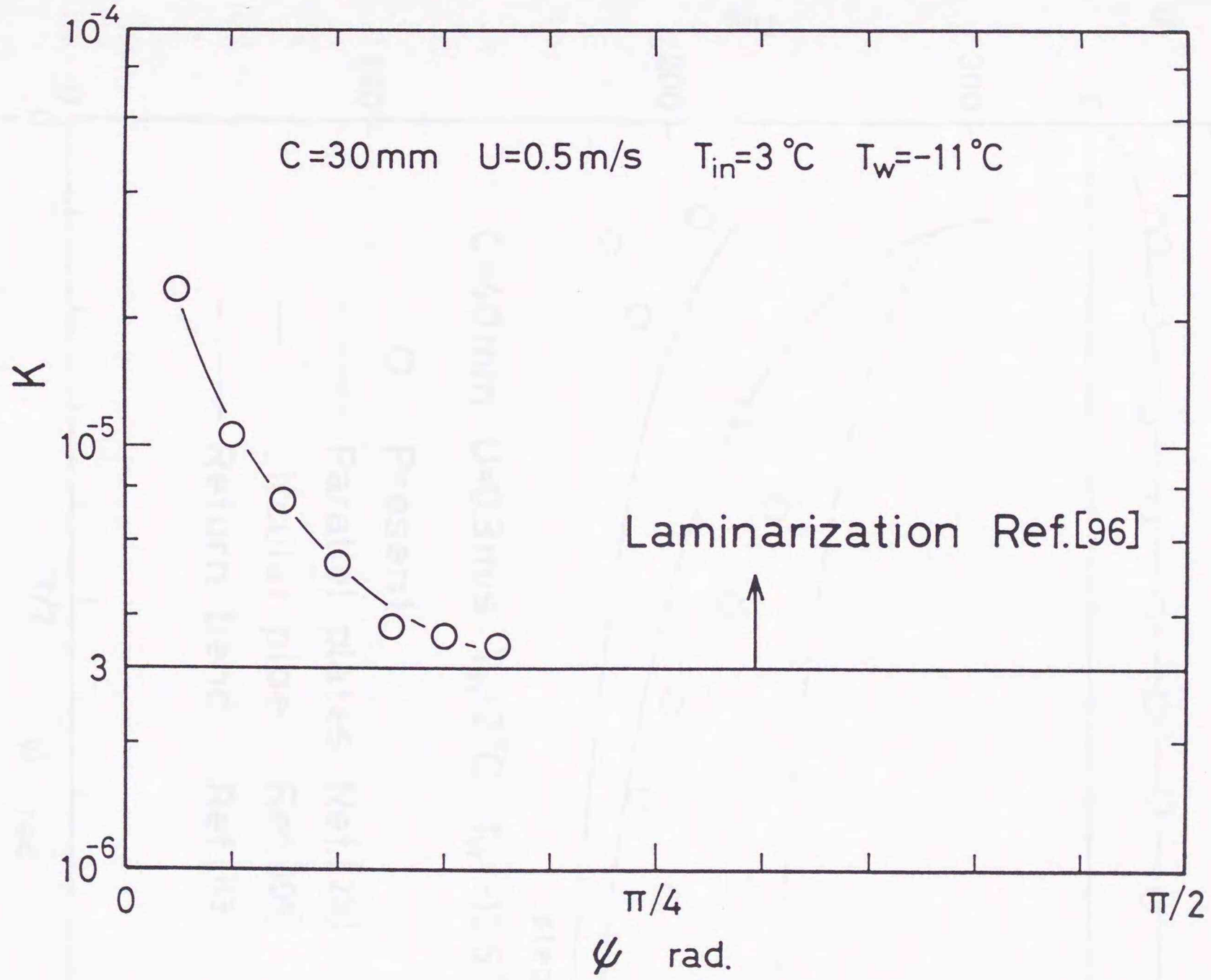



図 4 － 18　加速パラメータ分布（C=30mm）

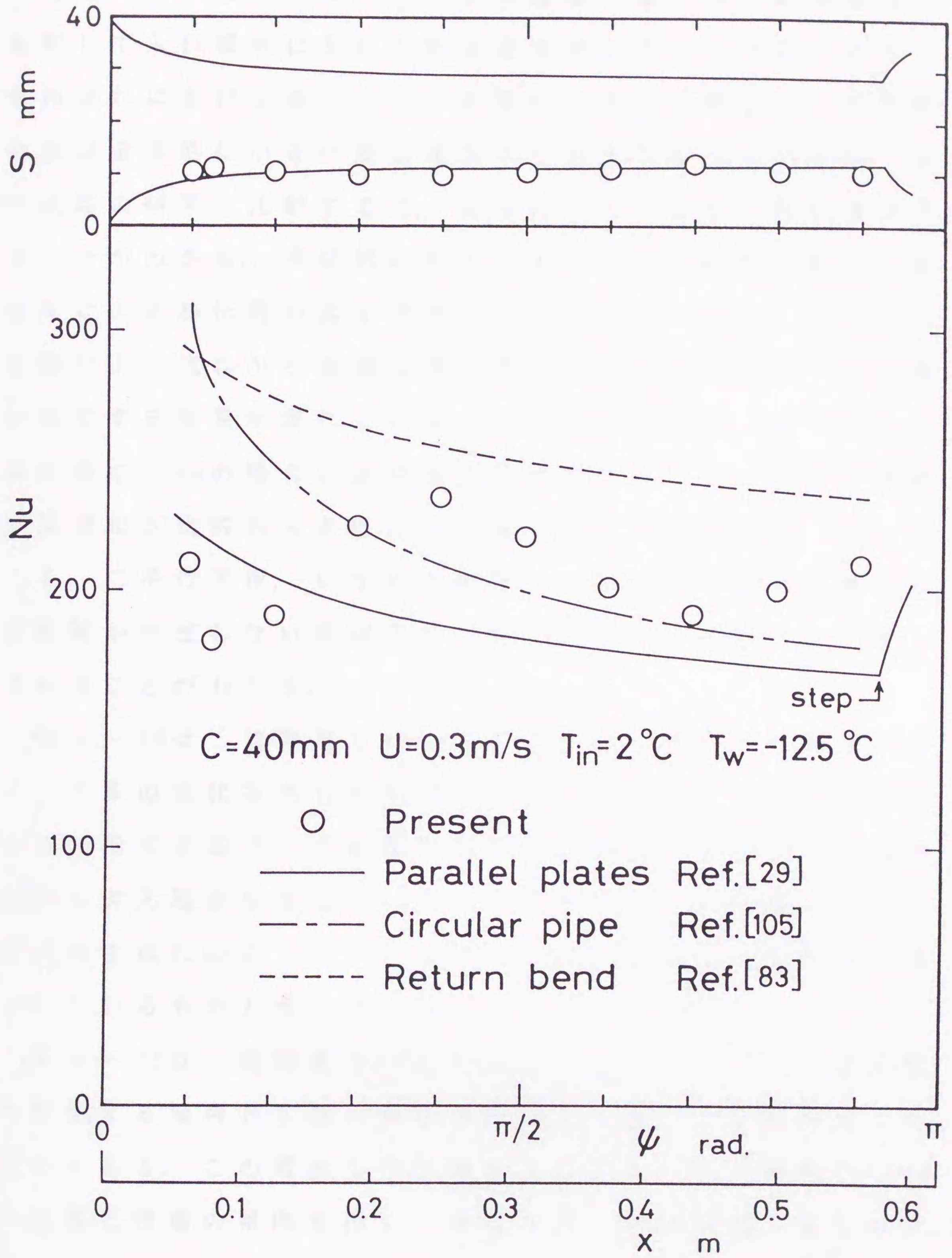



図 4 － 19　局所熱伝達率分布（C=40mm）

う返しベンド凹面上における本実験結果は，他の研究結果と比較して入口領域において熱伝達率が劣化している．また，単相流れにおける返しベンド凹面の結果と比較して，本実験結果は全体的に小さい熱伝達を示す分布となっているが，直行流路の結果と比較すると，流路途中より大きな熱伝達を示すことがわかる．凍結層の存在により，入口領域において層流化による熱伝達の劣化現象が生じているものの，遠心力の影響により流れが凹面側の凍結層に押さえつけられ，熱伝達が増加する効果が現れているものと考えられる．先に示した流路高さ30mmの場合とは冷却条件が異なり，この場合には冷却温度比が比較的大きいため，凍結を伴う熱伝達は，返しベンド，二平行平板，いずれの場合も流路全域にわたり増加し，凍結層が存在しない単相流れの熱伝達率との差が小さくなっていることがわかる．

図４－20は，流路高さ40mmにおける入口領域での加速パラメータKの変化を示したものである．加速パラメータKの値より判断する限り，この場合にも入口領域で層流化による熱伝達の劣化現象が生じているものと思われ，凍結層が存在しない単相流れの返しベンド凹面の結果と比較して熱伝達が低下しているものと考えられる．

図４－21は，流路高さ50mmの返しベンドについて，凍結層が存在する場合としない場合の熱伝達に関して比較検討したものである．この場合も冷却温度比が大きく，流路高さ40mmの結果と同様の傾向を示し，凍結を伴う熱伝達は，返しベンド，二平行平板，いずれの場合も流路全域にわたり増加し，凍結層が存在しない単相流れの熱伝達率との差が小さくなっている．また，本実験結果は凍結層の存在により入口領域で

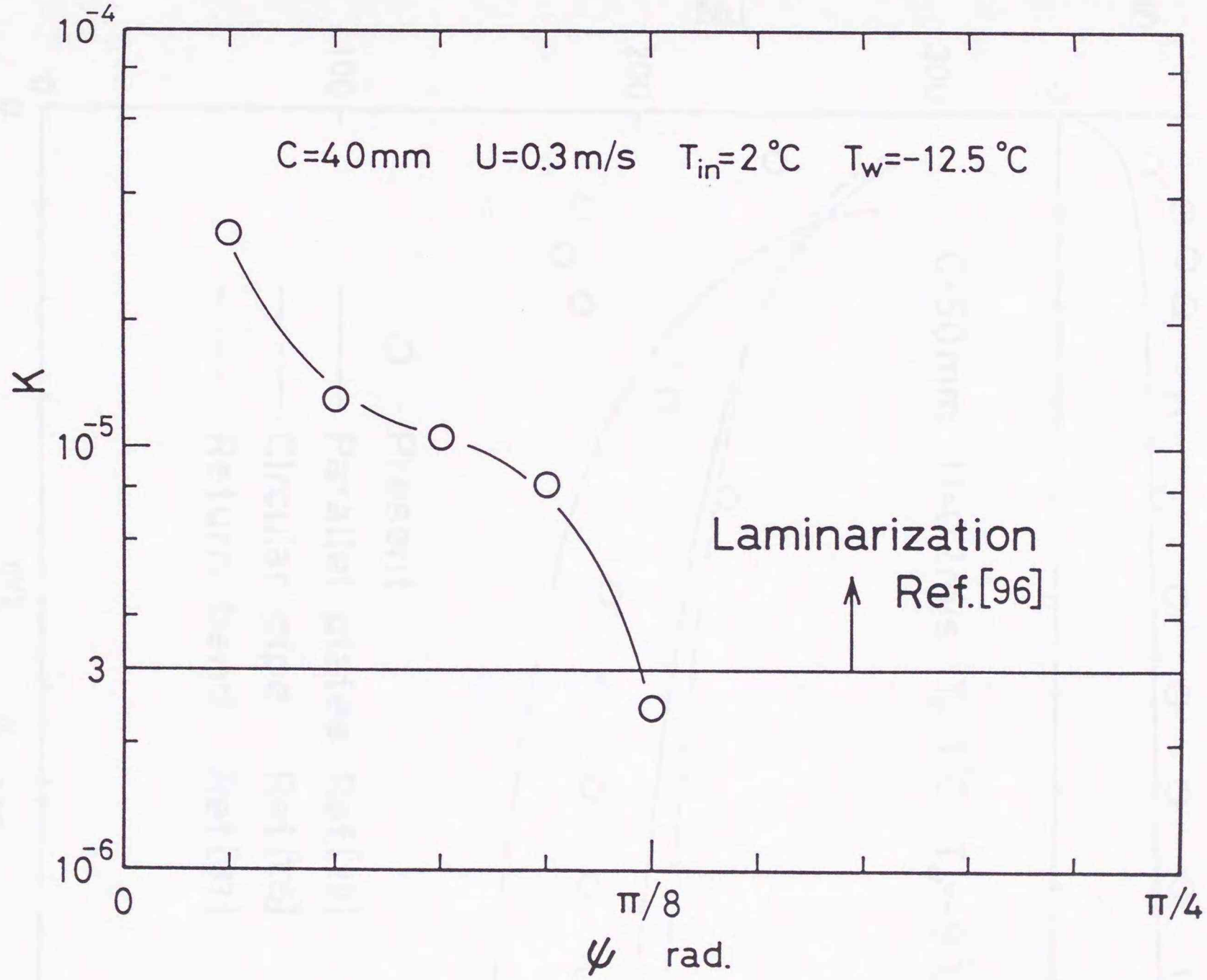



図 4 － 20　加速パラメータ分布（C=40mm）

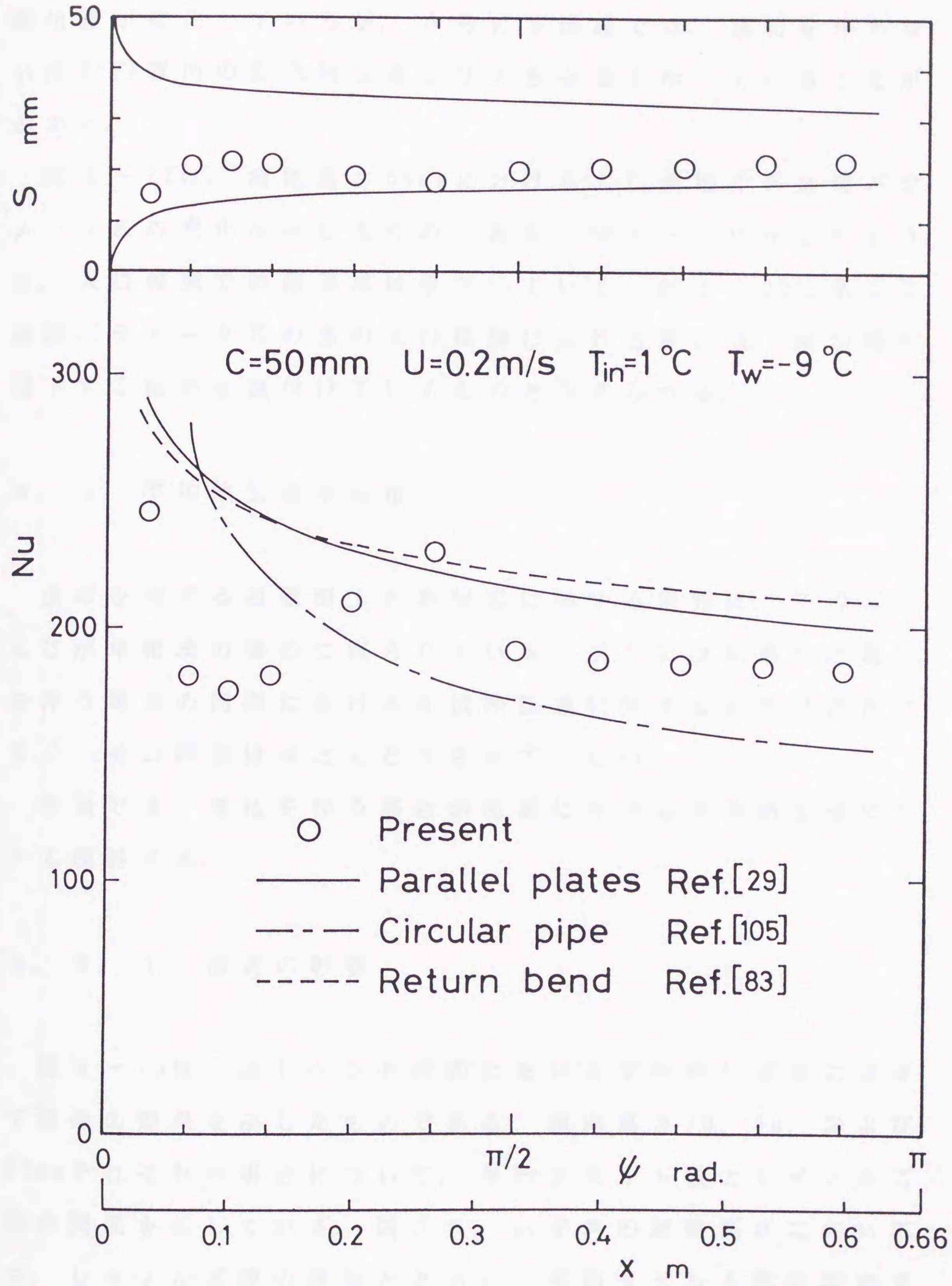



図 4 － 21　局所熱伝達率分布（C=50mm）

熱伝達が劣化しているが，さらに下流域では，凍結を伴わない直行円管内の乱流熱伝達より大きな値を示していることがわかる．

図４－22は，流路高さ50mmにおける入口領域での加速パラメータＫの変化を示したものである．図４－21に示したように，入口領域で熱伝達率は低下している．図４－22に示した加速パラメータＫの値の入口領域における変化は，熱伝達が低下する結果を裏付けているものと考えられる．

## ４．３　平均熱伝達率分布

曲率を有する凹壁面上の熱伝達に関する研究は，そのほとんどが単相流の場合に限られている．さらに凍結層など凝固を伴う場合の凹面における乱流熱伝達に関する研究は非常に少く，その評価はほとんどなされていない．

本項では，凍結を伴う場合の凹面における平均熱伝達について検討する．

### ４．３．１　流速の影響

図４－23は，返しベンド凹面における平均熱伝達率に及ぼす流速の効果を示したものである．流路高さ30，40，および50mmそれぞれの場合について，平均ヌセルト数とレイノルズ数の関係を示している．図より，いずれの流路高さにおいても，レイノルズ数の増加とともに，平均ヌセルト数は増加する傾向にあることがわかる．

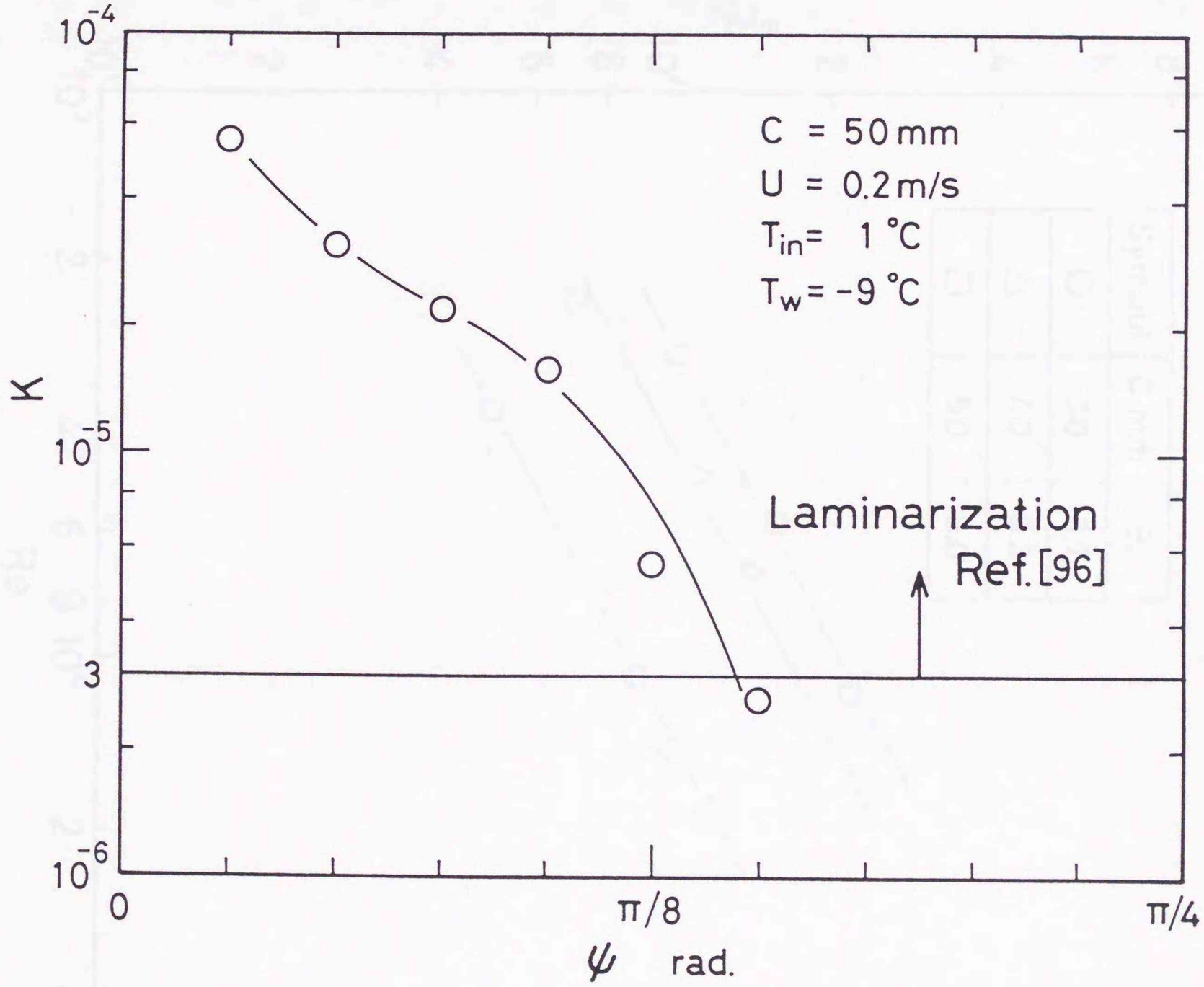



図 4 － 22　加速パラメータ分布（C=50mm）

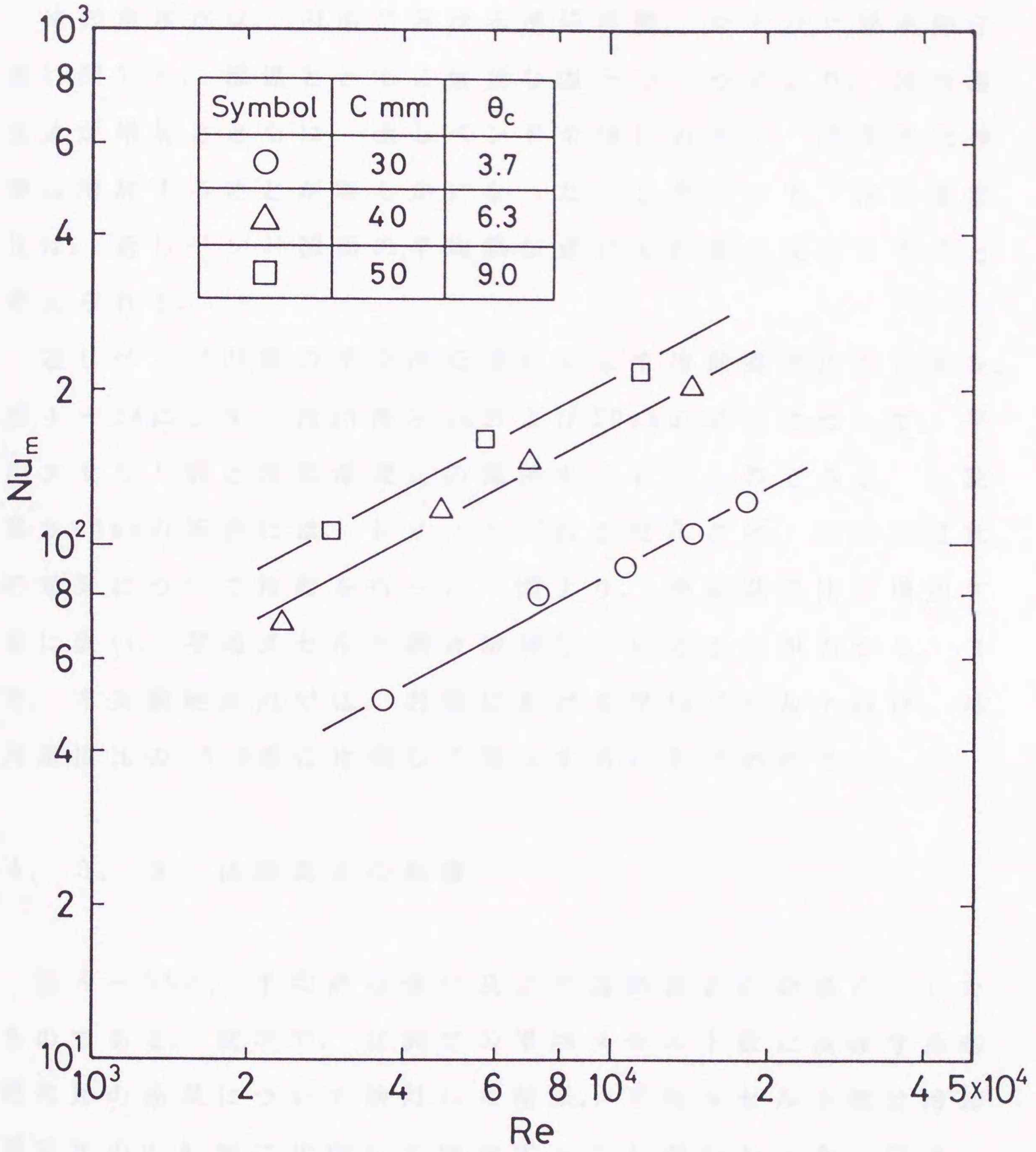



図 4 － 23　平均ヌセルト数とレイノルズ数の関係

### 4．3．2　冷却温度比の影響

冷却温度比は，凹面における凍結挙動，ならびに局所熱伝達に関して，流速とともに重要な因子の一つであり，冷却温度比が増加とともに，返しベンド全域にわたり，局所熱伝達率は増加することが明らかになった．したがって，冷却温度比は，返しベンド凹面の平均熱伝達にも影響を及ぼすものと考えられる．

返しベンド凹面の平均熱伝達に及ぼす冷却温度比の効果を，図４－24に示す．流路高さ40および50mmの場合について，平均ヌセルト数と冷却温度比の関係を示したものである．流路高さ40mmの場合には，レイノルズ数を変化させ，冷却温度比の効果について検討を行った．図より，冷却温度比が増加するに従い，平均ヌセルト数は増加していることがわかる．また，本実験範囲内では，凹面における平均ヌセルト数は，冷却温度比の 0.6乗に比例して増加することがわかる．

### 4．3．3　流路高さの影響

図４－25は，平均熱伝達に及ぼす流路高さの効果を示したものである．前項で，凹面での平均ヌセルト数に及ぼす冷却温度比の効果について検討した結果，平均ヌセルト数は冷却温度比の0.6 乗に比例して増加することがわかった．図は，冷却温度比の影響を考慮するため，縦軸には平均ヌセルト数を冷却温度比の0.6 乗で除した無次元数をとり示している．図より，流路高さの増加とともに，返しベンド凹面における平均熱伝達は増加していることがわかる．関ら［81，83］は，

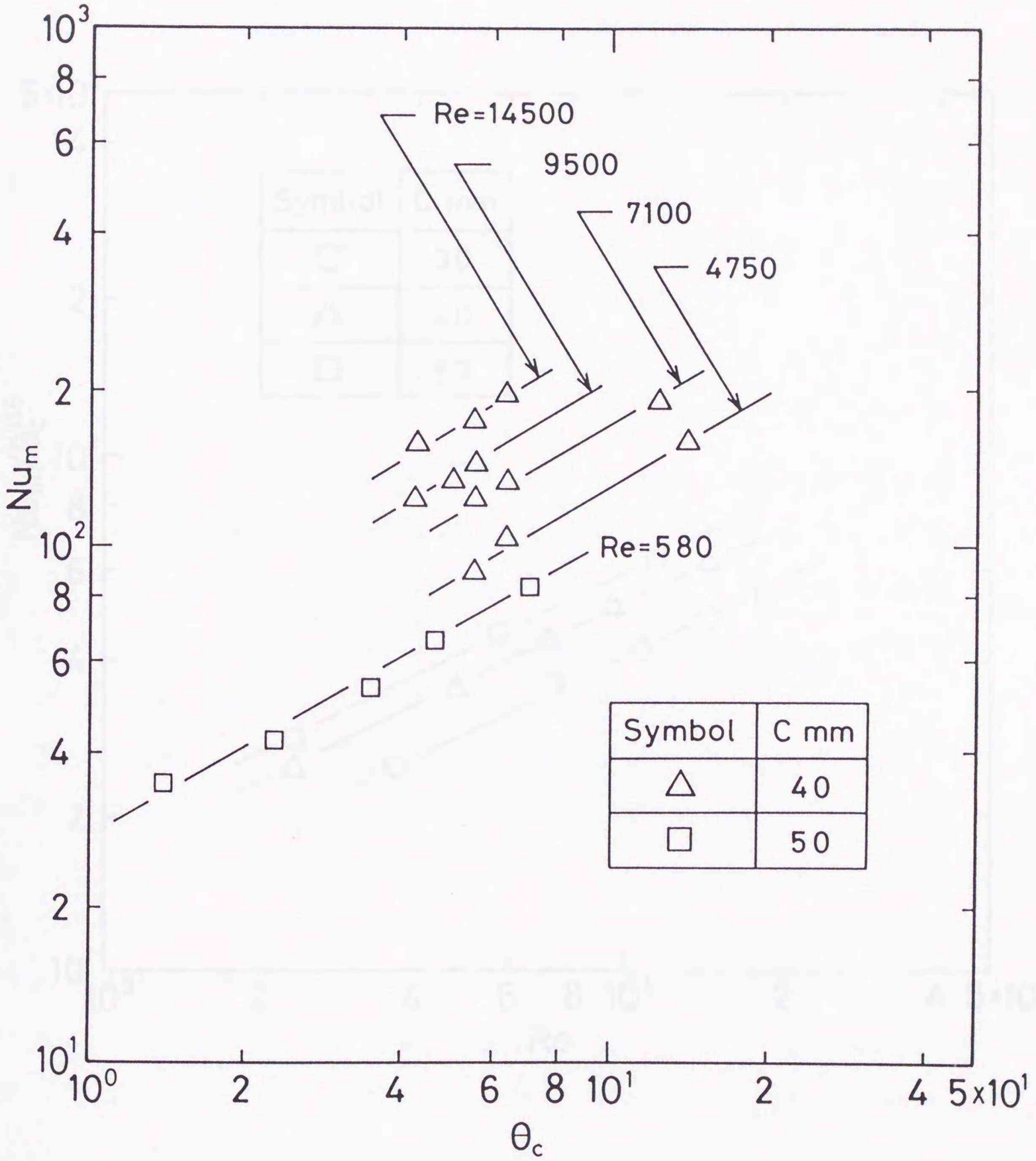



図 4 － 24　平均ヌセルト数に及ぼす冷却温度比の効果

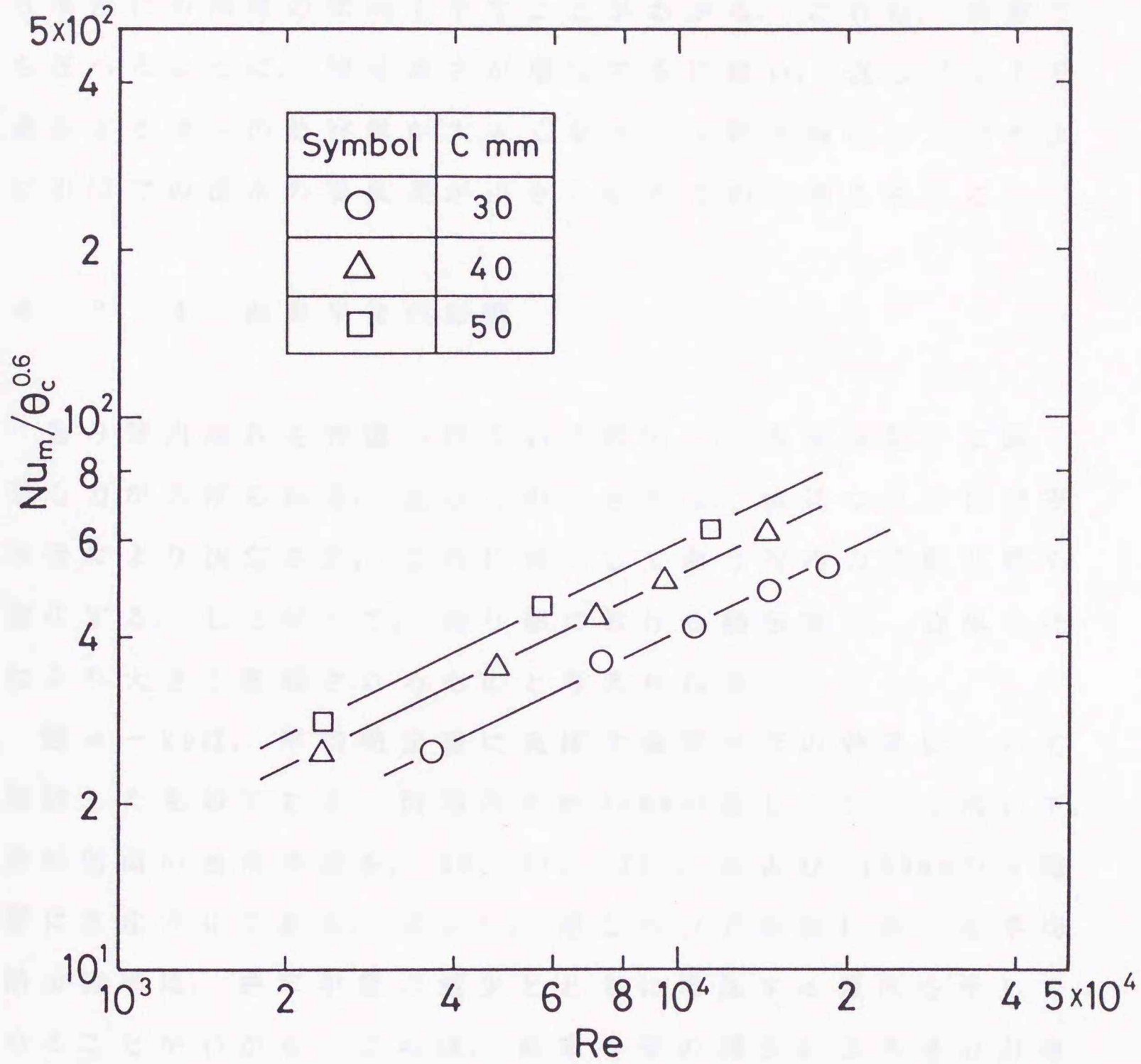



図 4 － 25　平均ヌセルト数に及ぼす流路高さの効果

等熱流束加熱の条件下において，返しベンド凹面上の熱伝達に及ぼす流路高さの効果について検討しており，流路高さが増加するに従い熱伝達は増加すると報告している．凍結を伴う場合にも同様の傾向を示すことがわかる．これは，前章でも述べたように，流路高さが増加するに従い，返しベンドを通過する流水の熱容量が大きくなり，伝熱面両端の入口および出口での流水の温度差が小さくなるためと考えられる．

### 4．3．4　曲率半径の影響

曲り管内流れを特徴づけている原因に，各流体粒子に働く遠心力があげられる．遠心力の大きさは，流速ならびに曲率半径により決定され，これに対応して曲り管内の流動状態も変化する．したがって，曲り部における熱伝達は，曲率半径により大きく影響されるものと考えられる．

図４－26は，平均熱伝達に及ぼす曲率半径の効果について検討したものである．流路高さが30mmの返しベンドを用いて，冷却凹面の曲率半径を，68，87，136，および 189mmの４種類に変化させてある．図より，返しベンド凹面における平均熱伝達率は，曲率半径の減少とともに増加する傾向を示していることがわかる．これは，曲率半径の減少による遠心力増大の効果によって，返しベンド内の流れが凹面側の凍結面上によりいっそう押さえつけられるためと考えられる．

## 4．4　凍結閉塞限界

流動水を伴う管内の凍結閉塞に関する研究［22～26］は，

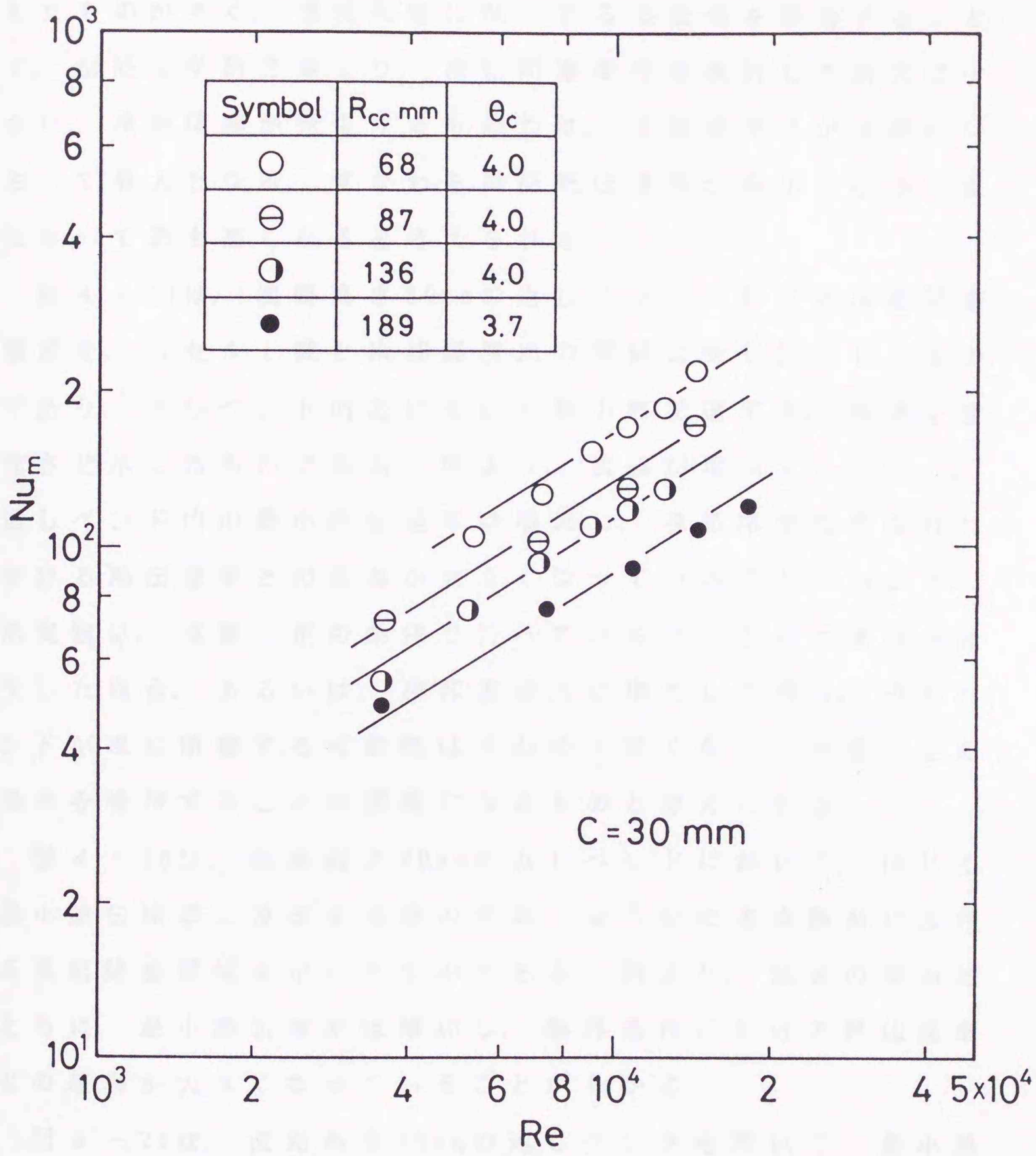



図 4 － 26　平均ヌセルト数に及ぼす曲率半径の効果

凍結現象を支配する流速や冷却温度比などの因子を用いて，管が凍結閉塞するか否かの臨界領域を見い出すことを目的としたものが多く，凍結閉塞に関与する熱伝達を評価することで，伝熱工学的立場より，凍結閉塞条件を検討した研究は少ない．凍結閉塞が発生する可能性は，凍結層厚さが流路内において最大となる，すなわち局所熱伝達率が最小となる位置において最も高くなると考えられる．

図４－27は，流路高さ30㎜の返しベンドにおける凍結閉塞領域を，ヌセルト数と冷却温度比の関係に対し図示したものであり，返しベンド凹面における最小熱伝達率を，流速を変化させ示したものである．図より，流速が増加するに従い，返しベンド内の最小熱伝達率は増加し，凍結閉塞臨界条件における熱伝達率との差異が大きくなっていることがわかる．本実験は，流量一定の条件で行っているが，さらに流速が減少した場合，あるいは，冷却温度比が増加した場合，返しベンドが凍結閉塞する可能性はきわめて高くなり，流量一定の条件を維持することが困難になるものと考えられる．

図４－28は，流路高さ40㎜の返しベンドにおいて，同じく最小熱伝達率に及ぼす流速の効果，ならびに本実験系における凍結閉塞領域を示したものである．図より，流速の増加とともに，最小熱伝達率は増加し，臨界条件における熱伝達率との差異が大きくなっていることがわかる．

図４－29は，流路高さ50㎜の返しベンドを用いて，最小熱伝達率と冷却温度比の関係を，流速0.01m/s の場合について示したものである．本実験は，流量一定の条件で行っているため返しベンドは凍結閉塞せず，最小熱伝達率は凍結閉塞限界でのそれとほぼ並行して増加していることがわかる．

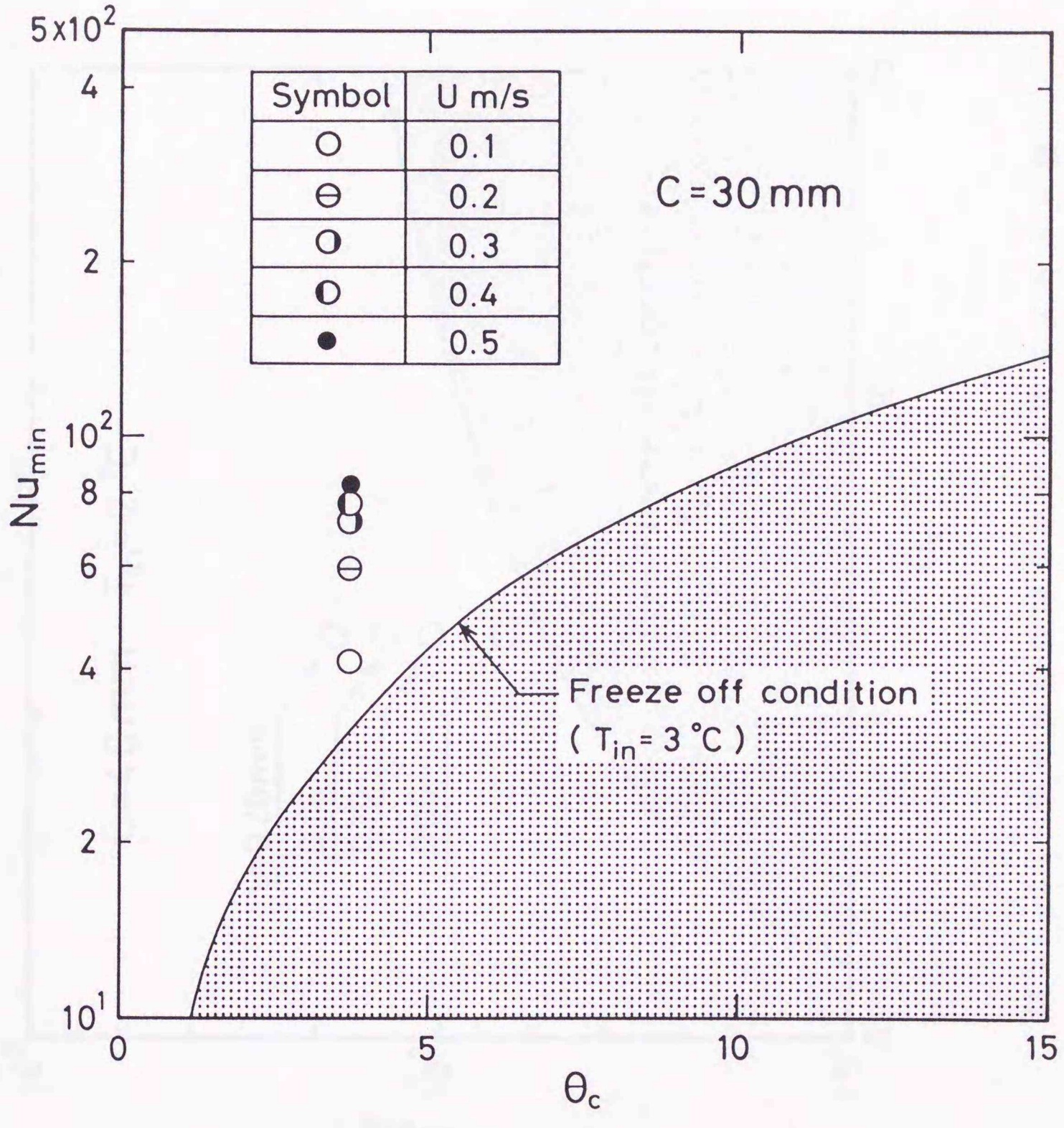



図 4 － 27　最大凍結層厚さ部での局所ヌセルト数に及ぼす流速の効果（C=30mm）

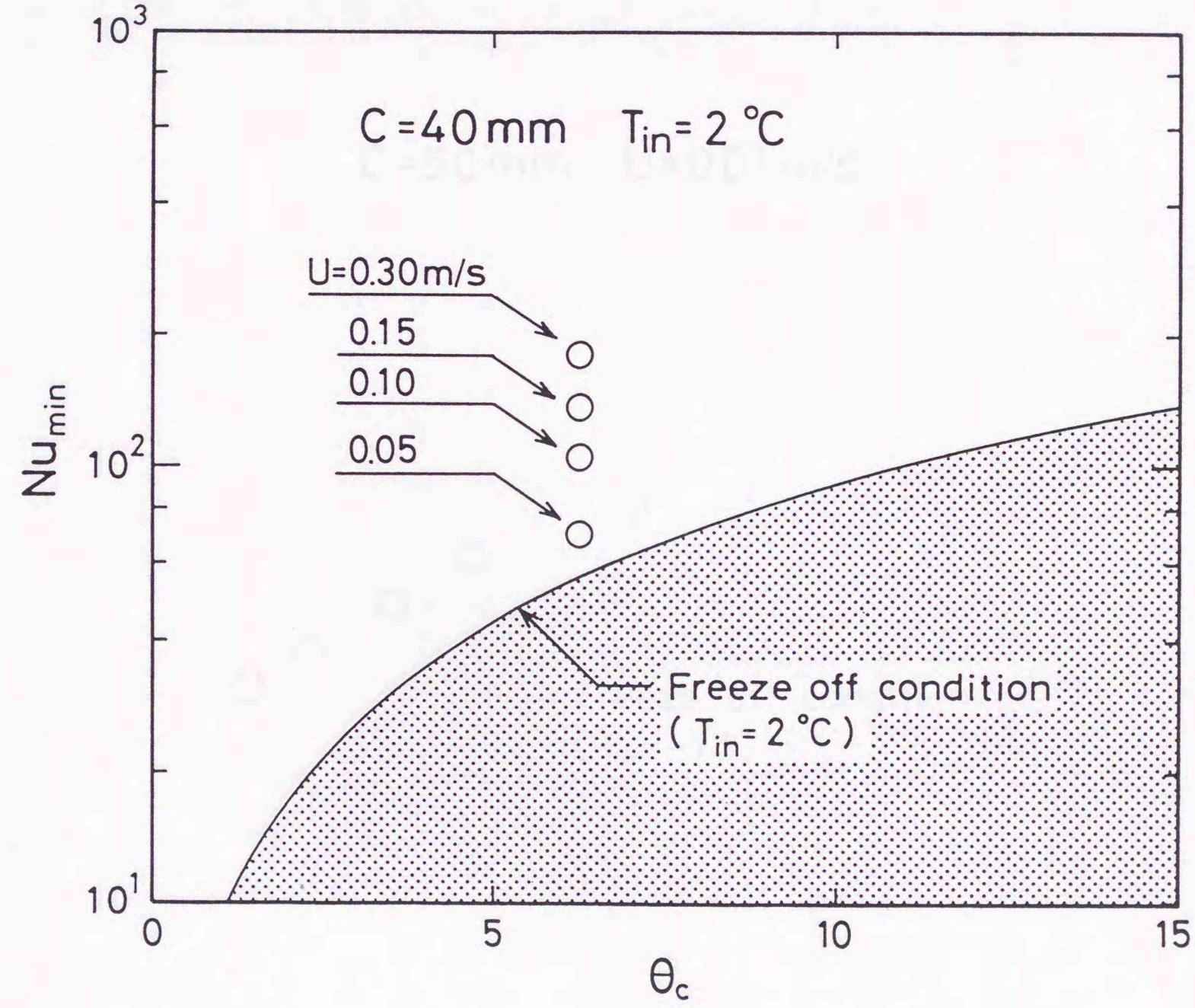



図４－28　最大凍結層厚さ部での局所ヌセルト数に及ぼす流速の効果（C=40mm）

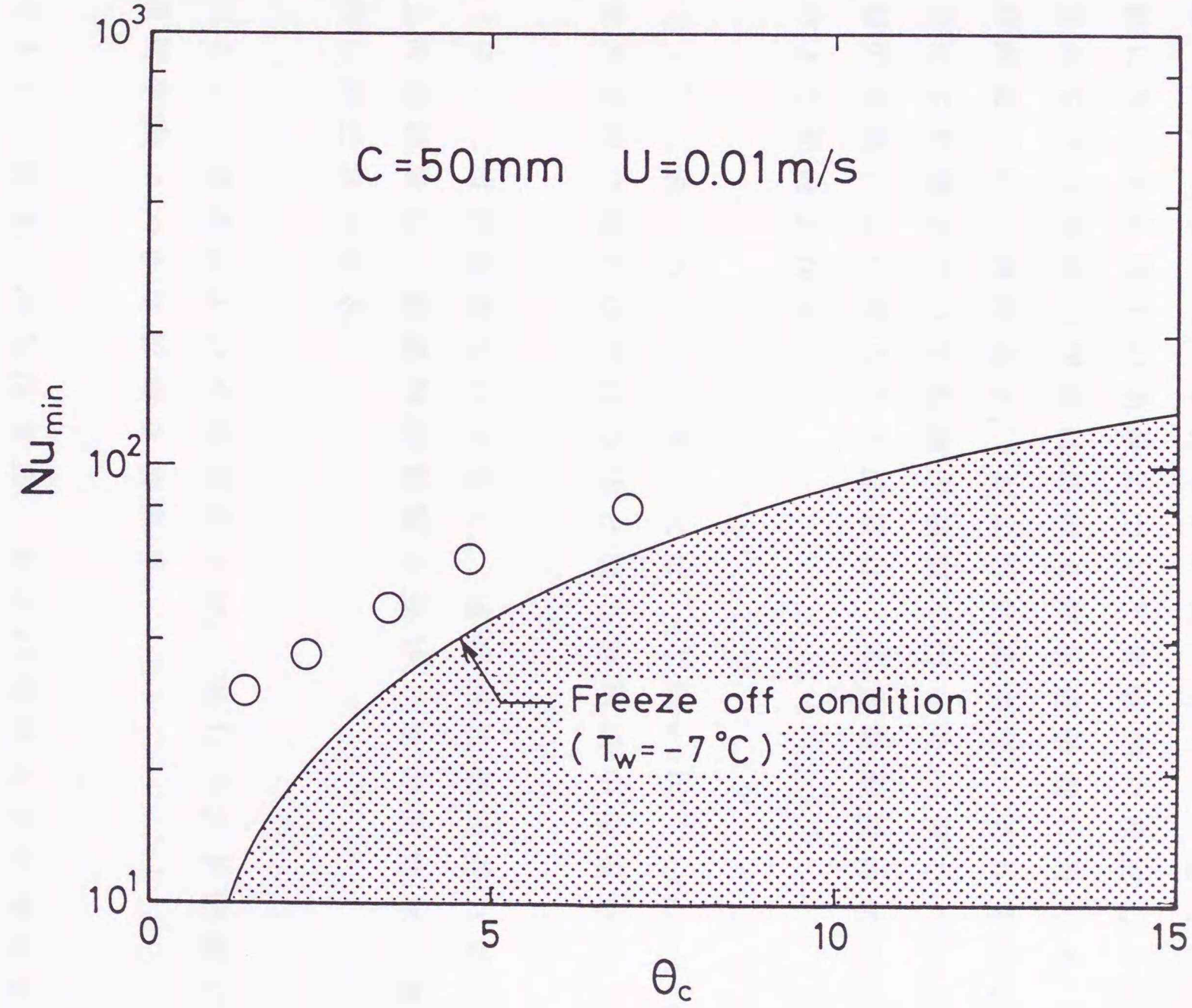



図４－29　最大凍結層厚さ部での局所ヌセルト数と冷却温度比の関係（C=50mm）

## 第５節　本章のまとめ

本章では，矩形断面を有する返しベンド凹面の凍結挙動を明らかにするため，凍結挙動の観察を行うとともに，凍結挙動に及ぼす各因子の効果について実験的に検討した．さらに，凍結を伴う場合の凹面における熱伝達挙動に対して，流速，冷却温度比，流路高さ，および曲率半径，それぞれの因子が及ぼす影響について実験的検討を行った．返しベンド凹面冷却の実験により得られた結果は，本実験範囲内において以下のよう要約される．

（１）　返しベンド凹面上には，“Smooth” transition型の流れ方向に滑らかに凹凸状となる凍結層が観察される．

（２）　冷却温度比が大きく，流速が比較的遅い場合，凹面上の凍結層は，縦渦列の影響を受け，その面性状は流路幅方向に凹凸状となる．

（３）　流速および冷却温度比は，返しベンド凹面における凍結挙動に大きな影響を及ぼす．

（４）　流速，冷却温度比，および流路高さが増加するに従い，凹面における平均熱伝達率は増加する．

（５）　曲率半径が減少するに従い，凹面における平均熱伝達率は増加する．

# 第５章　返しベンド凹凸両面冷却における凍結挙動および凍結熱伝達

## 第１節　概　説

前章までにおいて，返しベンド凸面および凹面，それぞれの曲面を個々に冷却した場合の凍結挙動について実験的検討を行い，各曲面に成長する凍結層を観察するとともに，凍結挙動および凍結熱伝達に及ぼす各因子の効果について明らかにした．その結果，返しベンド凸面と凹面では，それぞれ凍結挙動が異なり，凸面を冷却した場合には，流路途中において局所熱伝達率の急激な増加が見られ，この位置に対応してステップ状の凍結層が形成されるのに対し，凹面を冷却した場合には，局所熱伝達率の変化が凸面のそれと比較してゆるやかであり，凍結層厚さもこれに対応してゆるやかに変化する分布を示すことがわかった．さらに凹面上に成長する凍結層の面性状は，流速が小さく冷却温度比が大きい場合，縦渦列の影響を受け，渦列の波長に対応して熱伝達率が異なる結果，流路幅方向に凹凸状となることなどがわかった．

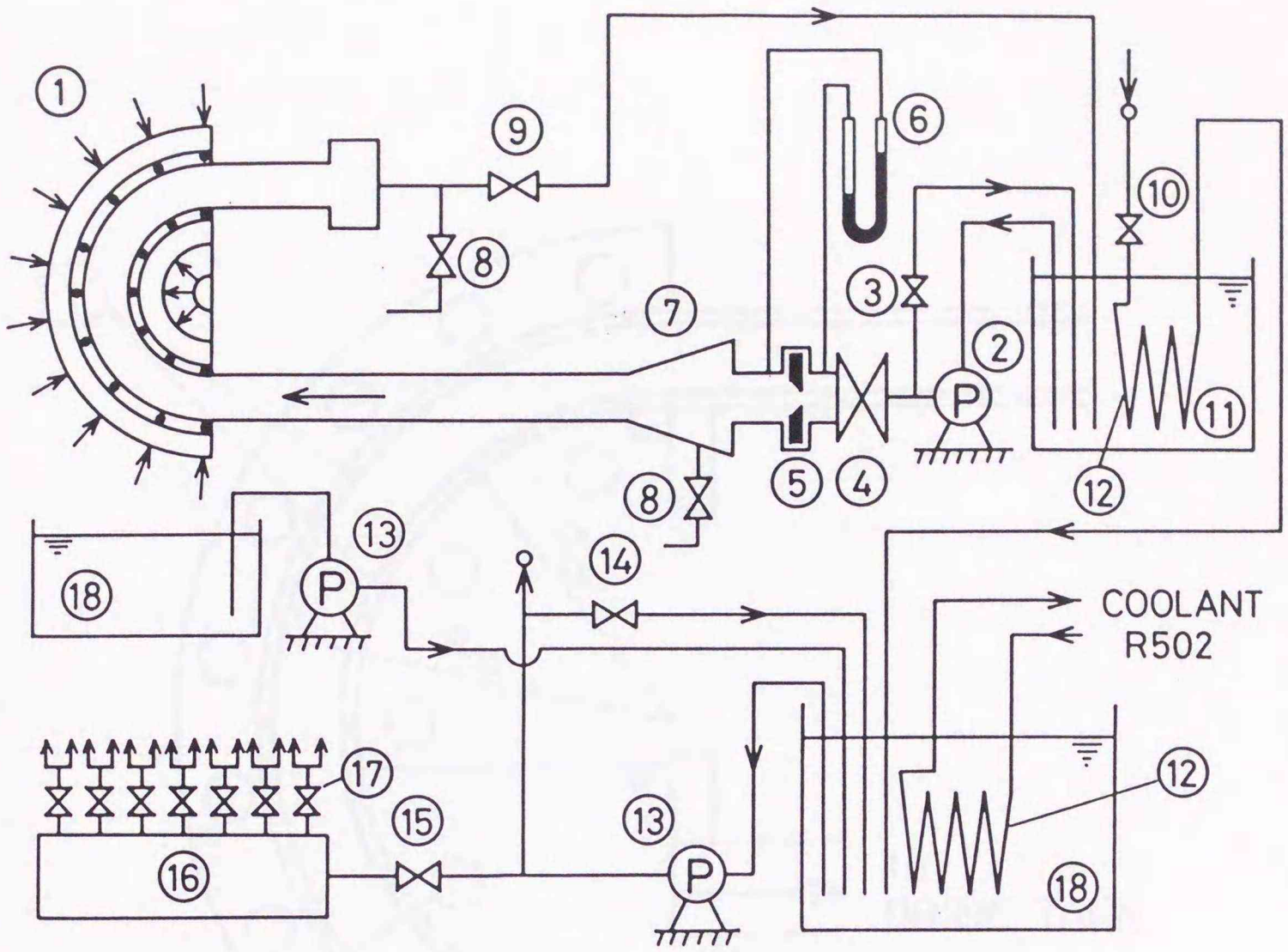
本章では，返しベンド凹凸両曲面を同時に冷却を行った場合，各冷却面上に成長する定常状態における凍結挙動を観察し，これら凍結挙動に及ぼす流速および流路高さの影響について実験的に検討を行う．さらに，凍結を伴う場合の熱伝達挙動に及ぼす各因子の効果について明らかにする．

## 第２節　実験装置および実験方法

### ２．１　実験装置

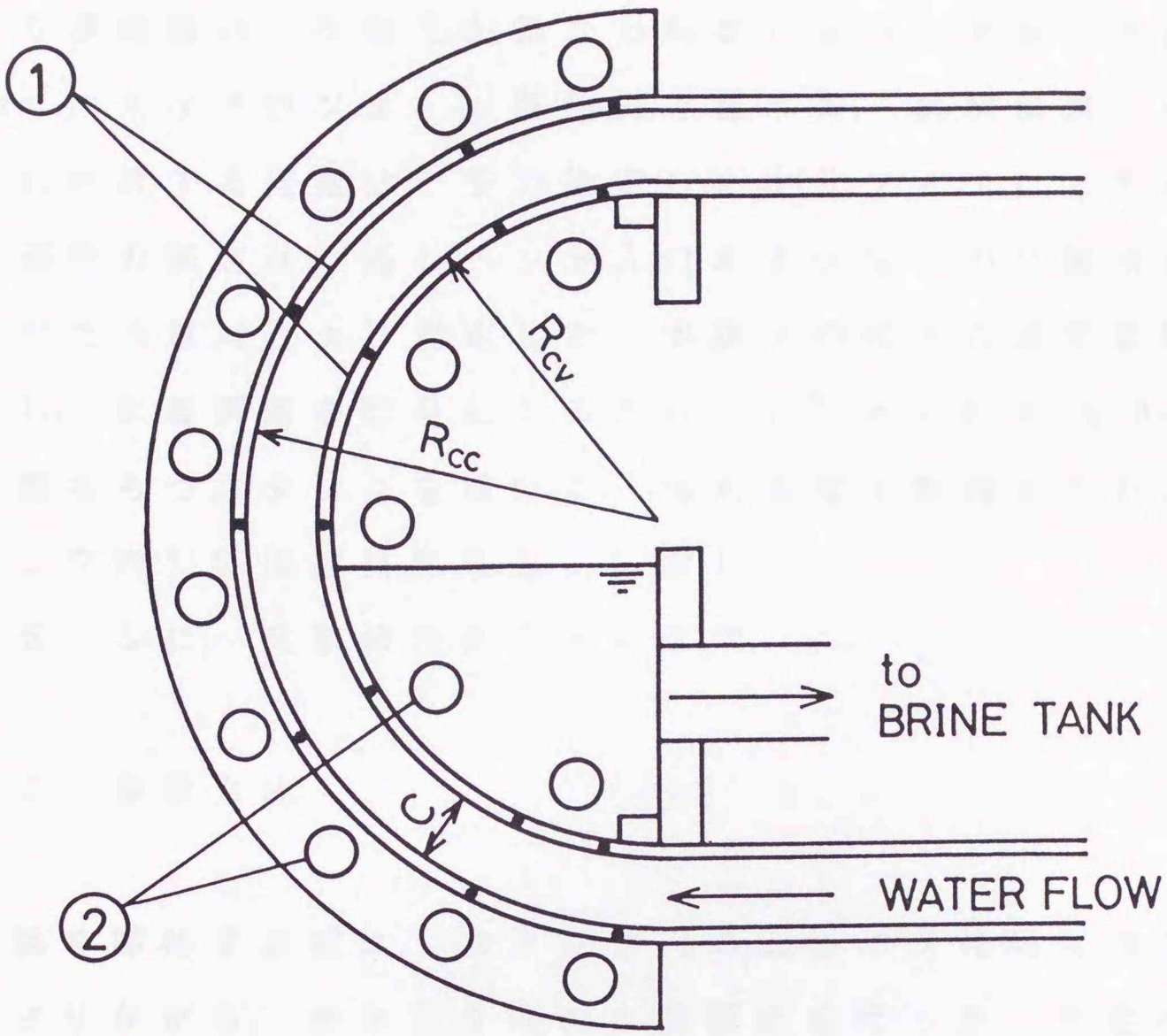
実験装置の概要を図５－１に示す．基本的には，第３章および第４章で述べた，返しベンド凸面および凹面をそれぞれ単独に冷却した装置と同様であり，試験部返しベンド凹凸両曲面がいづれも冷却壁構造を有している．本実験装置は，水循環系統，冷凍機に接続された冷媒循環系統，および試験部より構成されている．水循環系統は，所定の水温を得るための水タンク，流量測定装置，縮流ダクト，助走ダクト，ならびに矩形断面を有する試験部返しベンドを構成要素とし，遠心ポンプにて水を回流させた．また，エチレングリコール水溶液を用いた冷媒循環系統は，冷却壁面温度ならびに流入水温度を制御するためのものである．試験部は，180°の曲り構造を有する矩形断面の返しベンドである．曲り外側凹部および曲り内側凸部の両面が冷却曲面となっている．本実験では凸面曲率半径159mm の一定寸法のもとで，流路高さ30mmおよび50mmの２種類の返しベンドを作製した．

試験部返しベンドの詳細を図５－２に示す．冷却面をなす凹凸両曲面は，厚さ３mmの銅板を半円筒形に曲げ加工したものであり，冷却面が等温壁となるように，熱伝導率の高い銅板を用いている．凹凸それぞれの冷却面に，φ0.3mm のクロメル・アルメル熱電対を流れ方向３列にわたり，凹面において27箇所，凸面では21箇所埋め込み冷却面温度の測定を行った．両冷却面背後には冷却用の冷媒噴出ノズルを設置した．流水温度は，返しベンド入口および出口の２箇所に取り付け




① TEST SECTION
② WATER PUMP
③ BYPASS VALVE (WATER)
④ CONTROLLING VALVE (WATER)
⑤ ORIFICE
⑥ MANOMETER
⑦ CONTRACTED DUCT
⑧ DRAIN VALVE
⑨ STOP VALVE
⑩ SLUICE VALVE (BRINE)
⑪ WATER TANK
⑫ HEAT EXCHANGER
⑬ BRINE PUMP
⑭ BYPASS VALVE (BRINE)
⑮ SLUICE VALVE (BRINE)
⑯ DISTRIBUTOR
⑰ CONTROLLING VALVE (BRINE)
⑱ BRINE TANK
• THERMOCOUPLES

図 5 － 1　実験装置概要図




①COOLED WALL (COPPER PLATE)
②BRINE NOZZLE
• THERMOCOUPLES

図 5 － 2　試 験 部 詳 細 図

た熱電対により測定した．返しベンド両側面は，厚さ10㎜の透明アクリル樹脂性板を用い，返しベンド内の凍結挙動が観察できる構造にした．なお，返しベンド両側面からの熱損失により凍結層の二次元性が損なわれないよう，実験中は厚さ100㎜のスタイロフォーム断熱材で覆った．試験部返しベンド内に供給する流量は，予め検定したオリフィスにて行い，流水温度の測定は，返しベンド入口および出口の２箇所に取り付けた熱電対により測定した．実験中の流水の温度変動を抑制し，水温調節を容易にするため，1.8 ×1.0 × 0.8㎥の大容量をもつ水タンクを用いた．流水温度を制御するため，水タンク内に低温用熱交換器を設置した．

図５－３に，実験装置の全景を示す．

## ２．２　実験方法

実験を開始する前に，水タンク内の低温熱交換器に冷媒を循環させながら，水タンク内の水温調節を行った．所定の水温が得られた後，循環用の遠心ポンプにて水タンクより試験部返しベンドへ流水を供給した．流水は，オリフィスにて流量をモニタしながら，縮流ダクト，助走ダクトを経由し，十分に発達した乱流状態で試験部返しベンド内に流入する．以上の手順により，返しベンド入口における流水温度が設定温度となった後，冷却ノズルより冷媒を噴出し，返しベンド凸面の冷却を開始した．実験中は，冷却凸面温度と流水温度を常時モニタしながら，その温度が絶えず一定となるように各バルブにて冷媒循環量を制御した．本実験は，流量一定の条件で行い，凍結層が返しベンド内に成長した後も通過する流

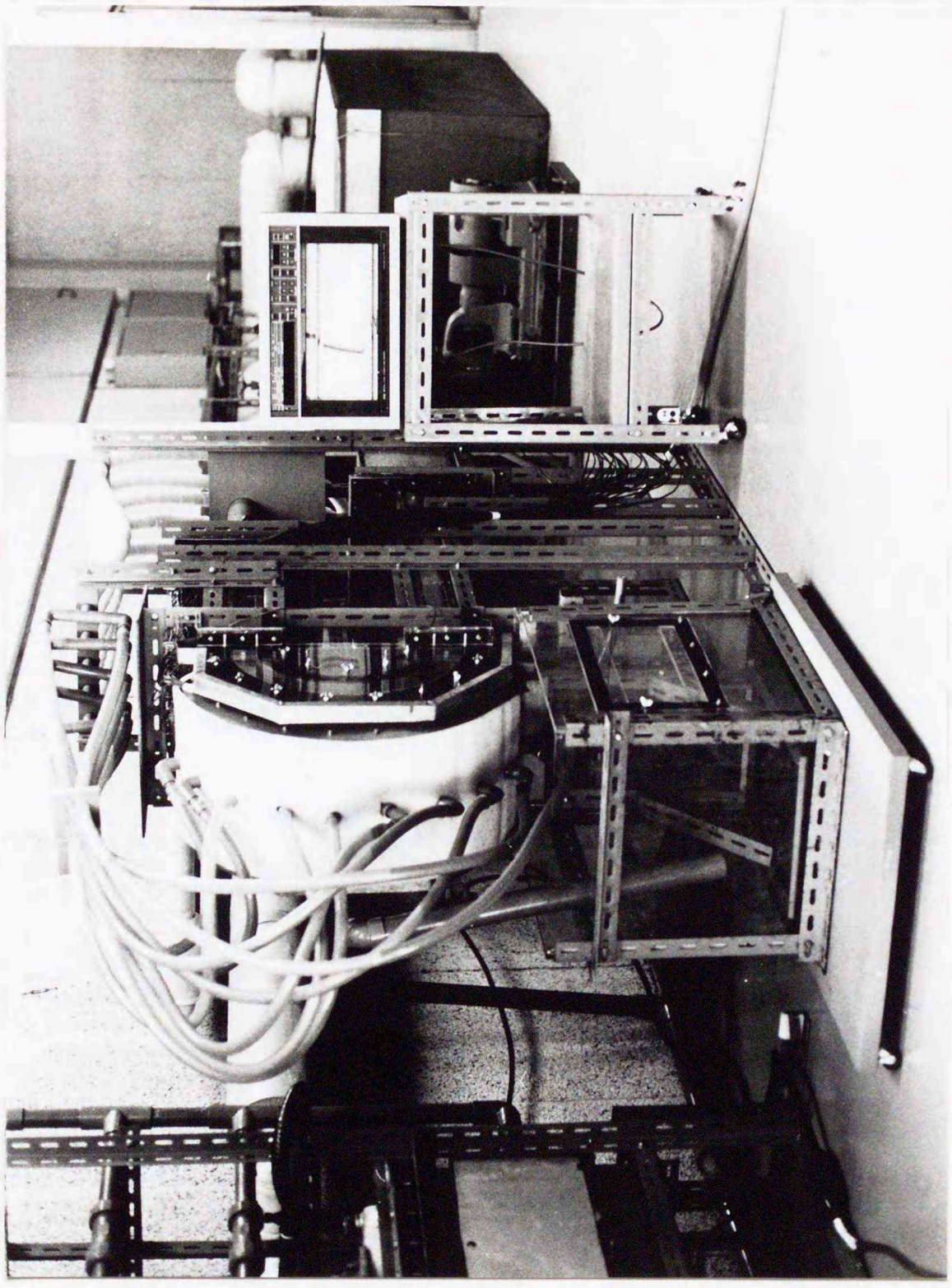


図５－３　実験装置全景

量が一定となるようバルブ操作を行った．凍結層厚さおよびその形状変化が１時間以上認められなくなった状態を定常状態とみなし，この後すみやかに凍結層の写真撮影を行い，実験を終了した．

## 第３節　熱伝達率の算定方法

熱伝達率の算定方法は，凸面に関しては第３章で，また，凹面に関しては第４章で述べた通りである．

熱伝達率計算座標を図５－４に示す．凍結層界面温度を０℃と仮定し，辺点法［103，104］を用いて凍結層内の温度分布を求め，凍結層界面での熱バランスより，凍結層界面法線方向の局所熱伝達率は，凸面および凹面について，次式により求めることができる．

$$h_\phi = \lambda_i \frac{(T_f - T_w)}{(T_\infty - T_f)} \frac{1}{R_1} \left[ \frac{\sin\phi}{r} \frac{\partial\theta}{\partial\psi}\Big|_{r=r_2} + \cos\phi \frac{\partial\theta}{\partial r}\Big|_{r=r_2} \right] \qquad (5-1)$$

ただし，凸面側：$r_2=(R_1+S)/R_1$

凹面側：$r_2=(R_1-S)/R_1$

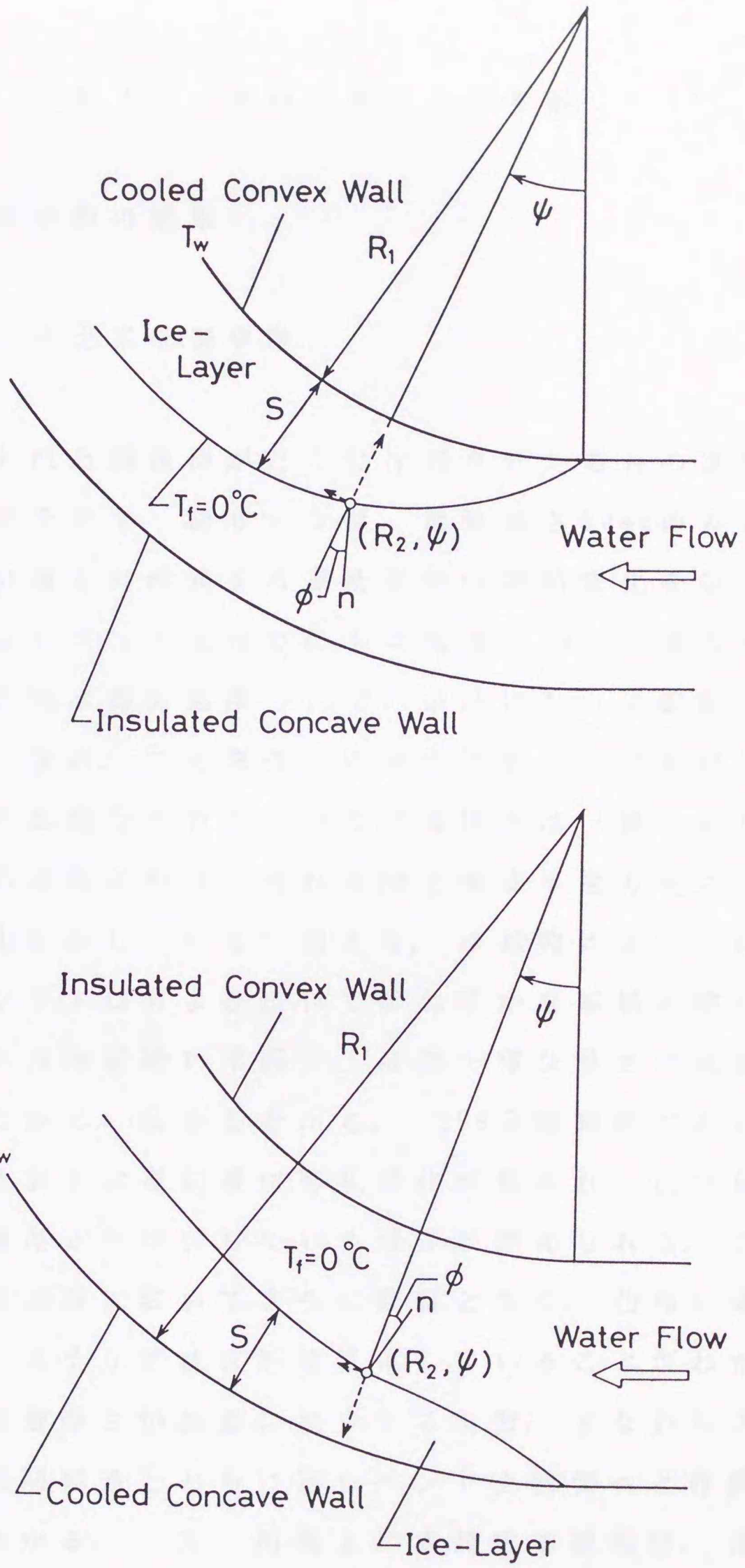


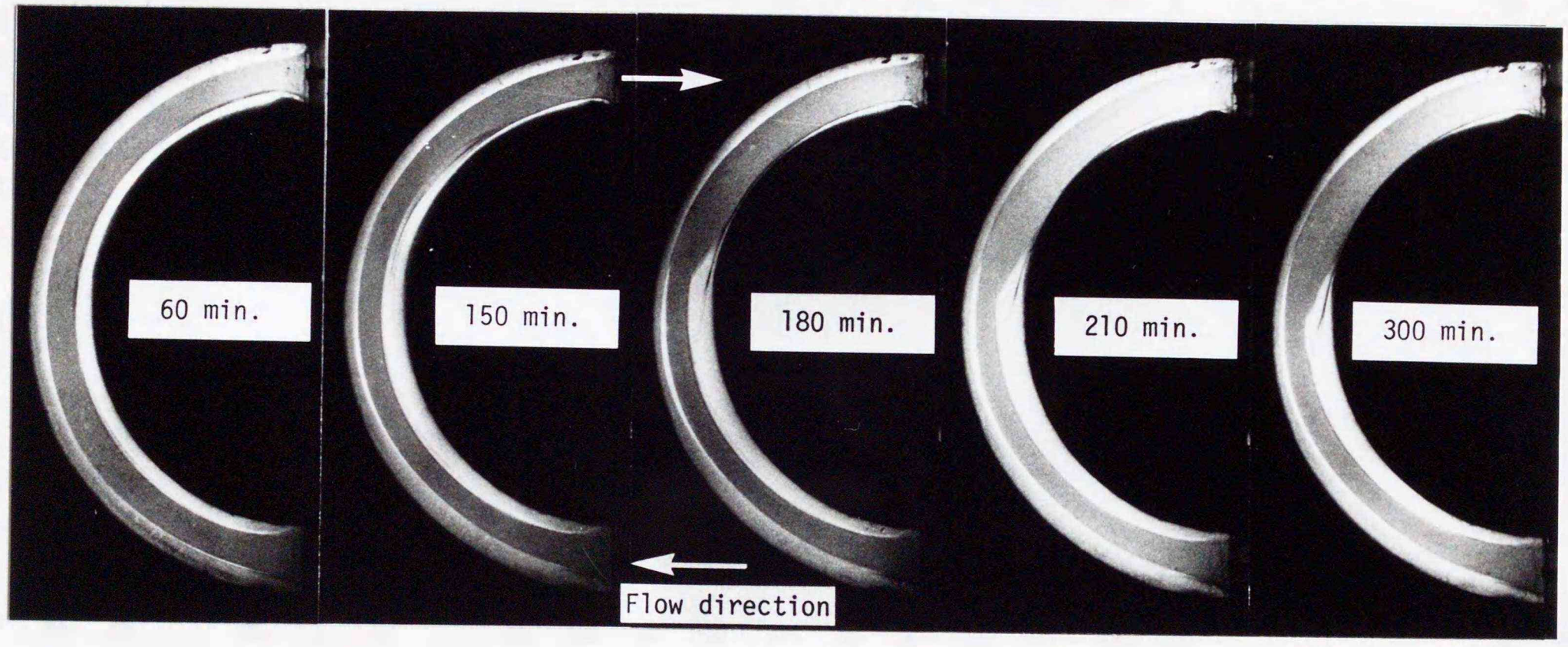

図 5 － 4　熱伝達率計算座標

## 第４節　実験結果および考察

### ４．１　凍結挙動の観察

#### ４．１．１　非定常成長挙動

返しベンド凹凸両曲面がともに冷却された場合の凍結層成長挙動の一例を示す．図５－５は，流路高さ50㎜の返しベンドの凹凸面曲面上に成長する凍結挙動の時間変化を示したものである．返しベンド入口での平均流速0.2m/s，流入水温度1.0 ℃，凹凸両冷却面温度 -11℃の条件において観察された結果である．なお，この場合，両側壁近傍以外における流路の幅方向（写真奥行き方向）の凍結層厚さは一様であり，返しベンド内の凍結挙動は，流れ方向と曲率半径方向に対し二次元的な変化を示している．図より，冷却開始後60分において，返しベンド入口および出口でのわずかな領域を除いて，凍結層は流れ方向に沿い単調に，ほぼ一様な厚さに成長していることがわかる．しかしながら，150分経過時において，返しベンド凸面上の凍結層に形状変化が見られ，出口領域において凍結層厚さが減少している様子が認められる．この状態は 180分経過時においてさらに顕著となり，凸面に成長した凍結層は，ステップ状に形状変化していることがわかる．さらに，凍結層厚さが急激に減少する位置，すなわちステップ位置は，時間経過とともに返しベンド上流側へと移動していることがわかる．一方，凹面上に成長する凍結は，流れ方向に対して，時間経過とともにゆるやかに凹凸状へと形状変化しているが，凸面上に観察されるステップのような急激な



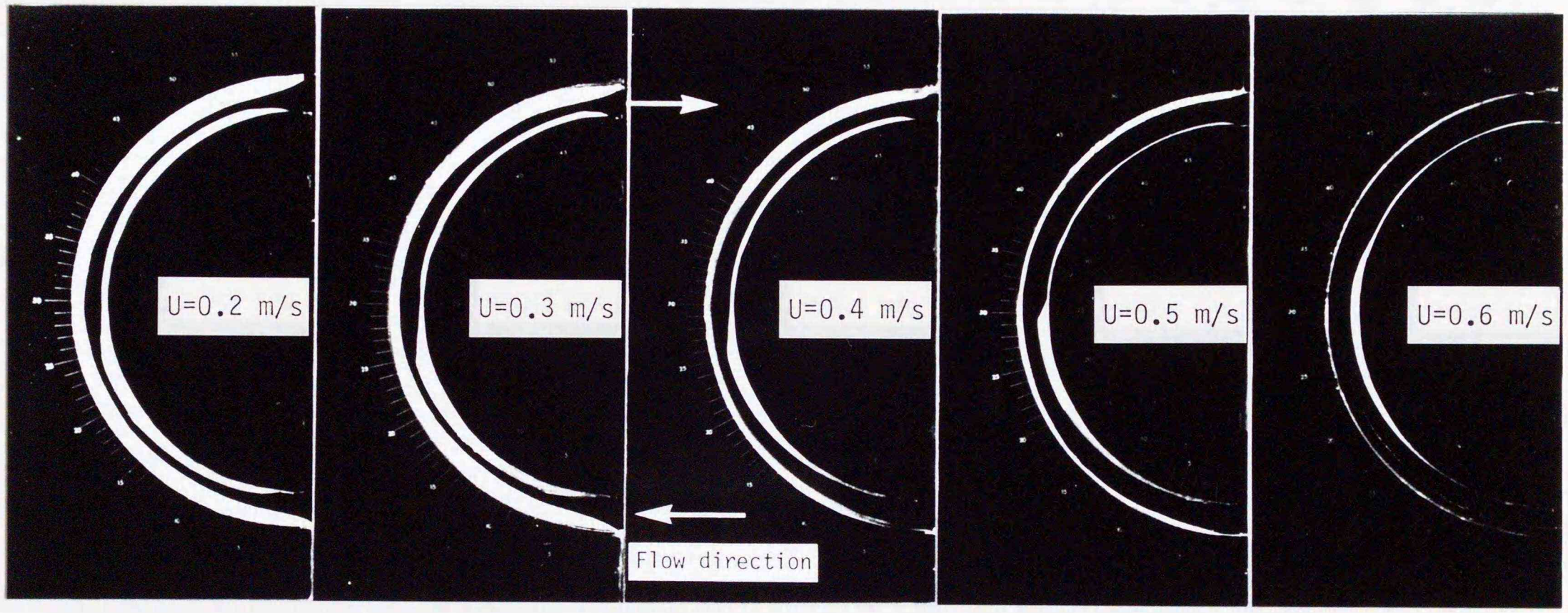

C=50mm , $R_{cc}$=209mm , $T_{in}$=1 ℃ , $T_w$=-11℃

図５－５　凍結挙動の時間変化

凍結層の形状変化は認められない．なお，300分経過時における凍結層の観察結果は，定常状態のそれに相当するものである．

4．1．2　流速の影響

返しベンド凹凸両曲面がともに冷却された場合の定常状態における凍結挙動に及ぼす流速の効果を示す．図5－6は，流路高さ30mmの返しベンド凹凸面曲面上に発達した凍結層形状写真を示したものである．流入水温度 4.5℃，凹凸両冷却面温度 -10℃の条件下で，入口平均流速を0.2m/s～0.6m/sの範囲で変化させ得られた結果である．図より，入口平均流速0.2m/sの場合，返しベンド内全域にわたり凍結層が厚く成長し，また，凸面上においてステップが観察される．ステップ形成位置下流域では凸面側において流れが剥離するため，凹面上の凍結層がこの影響を受け，凍結層に挟まれた流路が拡大していることがわかる．さらに下流域では，流れ方向に沿う凍結層の成長とともに，流路が縮小した状態となっている．平均流速が0.3m/sおよび0.4m/sの場合もほぼ同様な凍結層が観察され，また，流速が増加するに従い，凍結層厚さは返しベンド全域にわたり減少していることがわかる．さらに，返しベンド凸面におけるステップ位置は，流速0.2m/s～0.4m/sの範囲では上流側へと前進し，また，流速0.4m/s～0.6m/sの範囲では，先の場合とは逆に下流側へ後退していることがわかる．凍結層がステップ状へと形状変化する原因については，第6章で改めて考察するが，ステップの移動に関しては，次のように考えられる．凍結層がひとたびステップ状へと形状




C=30mm , $R_o$=174mm , $T_{in}$=4.5℃ , $T_w$=-10℃

図５－６　凍結層形状に及ぼす流速の効果

変化すると，凍結面に沿った流れはステップ位置直後において剥離する．この剥離流れが凍結層を後方より融解する．その結果，時間経過とともにステップが上流側へと移動し，最終的には熱的にバランスした状態でステップの移動は停止し，定常状態へ到るものと考えられる．図５－６に示すように，流速が比較的大きい場合，凍結層の成長が抑制され，返しベンド流路に占める凍結層厚さが全体的に薄いことがわかる．したがって，流路内の水流はさほど加速されないことに加え，凍結層厚さが薄いため，剥離した流れが凍結層を融解する効果が小さいものと考えられる．一方，流速が比較的小さい場合には，返しベンド内に凍結層が厚く成長し易く，流路に占める凍結層厚さの割合が大きくなる．このような状態では，水流は大きく加速され，その結果，ステップ直後の剥離流も激しく，かつ凍結層は厚く成長するため，凍結層はより融解され易い状況にさらされているものと考えられる．このような剥離流れが凍結層を後方より融解する効果は，流速ならびに凍結層厚さの両者に依存するものと思われ，さらに両者の関係は相互に影響を及ぼし合うと考えられる．したがって，剥離流れによる凍結層融解の効果を，流速，ならびに凍結層厚さの個々の因子により議論することは一概にできない．しかしながら，その挙動は上述した剥離流れによる凍結層融解機構に基づいており，流速0.2m/s～0.4m/sの範囲では上流側へと前進し，また，流速0.4m/s～0.6m/sの範囲では，逆に下流側へ後退するという結果が得られるものと思われる．

## 4．2　局所熱伝達率分布

### 4．2．1　流速の影響

前節で示した返しベンド凹凸両曲面における凍結層の観察結果より，凹面側と凸面側で凍結挙動が大きく異なることがわかった．本節では，凹面および凸面における熱伝達に関して定量的に評価検討を行う．

返しベンド凸面，および凹面における定常状態の局所凍結層厚さ，ならびに局所ヌセルト数を，それぞれ図５－７，図５－８に示す．流路高さ50㎜の返しベンドを用いた結果であり，流入水温度１℃，凹凸両冷却面温度 -11℃の条件にて，入口での平均流速を変化させ示してある．図５－７より，冷却凸面における熱伝達率および凍結層厚さの分布は，流路の途中で急激に変化し，ステップ直後における熱伝達率の著しい増加に対応して，凍結層は成長が抑制され薄くなっていることがわかる．また，ステップ上流域では，流速の増加にともない局所熱伝達率は増加する傾向を示している．さらに，熱伝達率が極小値を示す角度は，流速が増加するに従い上流側へと前進していることがわかる．一方，図５－８に示すように，返しベンド冷却凹面においては，流速の増加とともに，熱伝達率は返しベンド全域にわたり増加し，これに対応して流路に占める凍結層は薄くなっていることが認められる．流れ方向に沿う局所熱伝達率の分布は，返しベンド中央部領域で極大値をとり，また，凍結層は中央部で薄い分布を示している．

図５－９，および図５－10は，流路高さ30㎜の場合につい

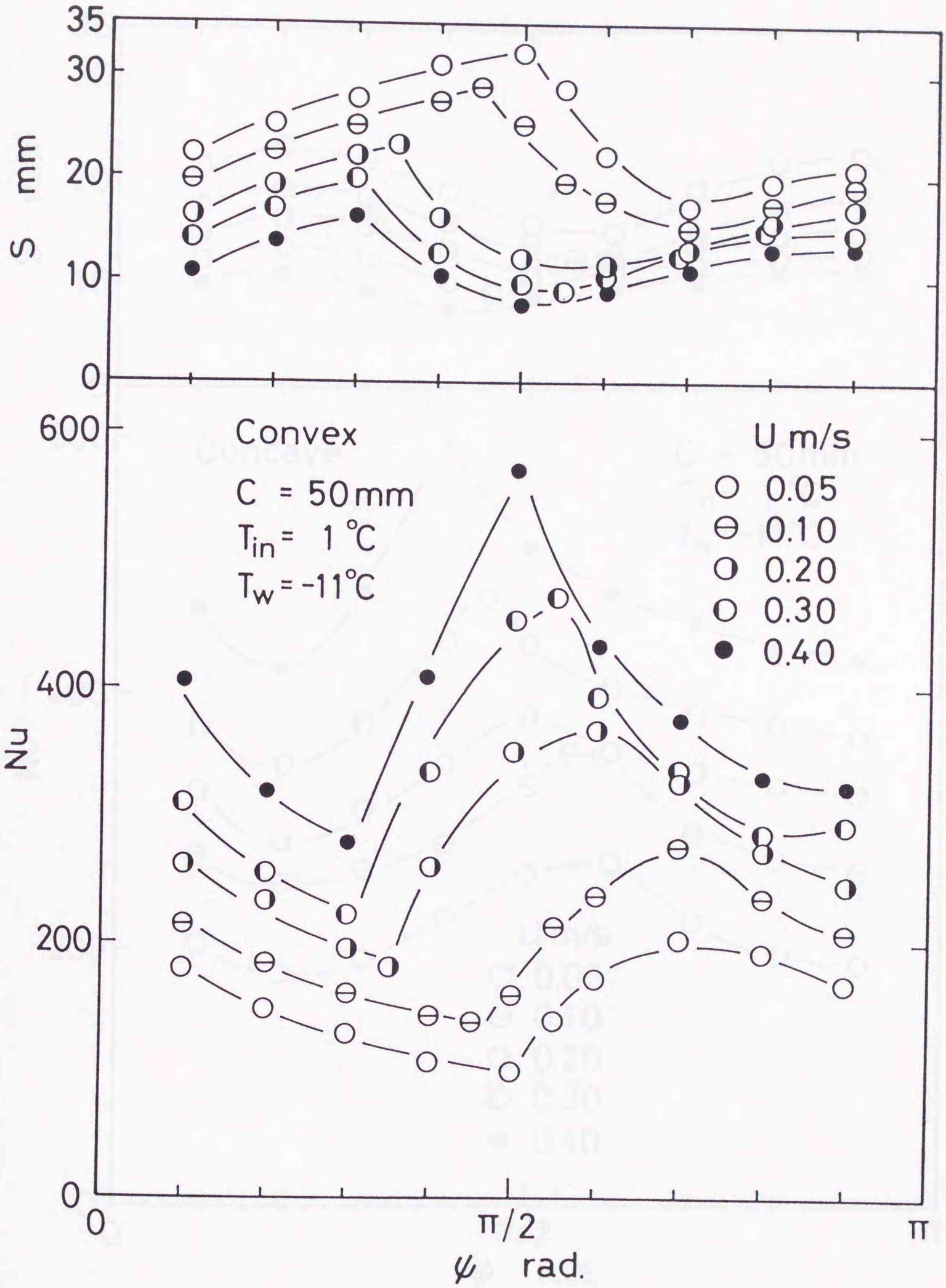



図５－７　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

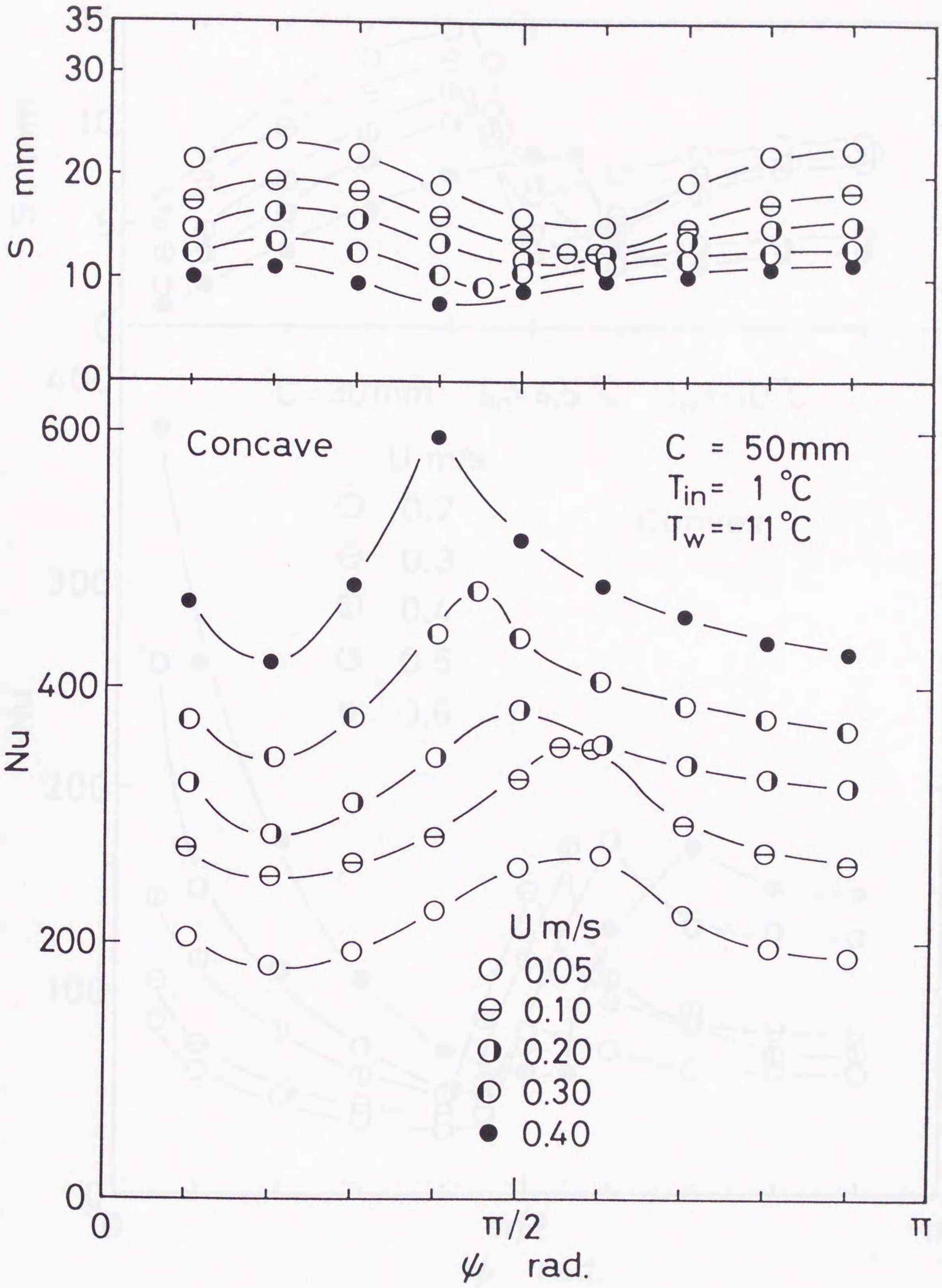



図５－８　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

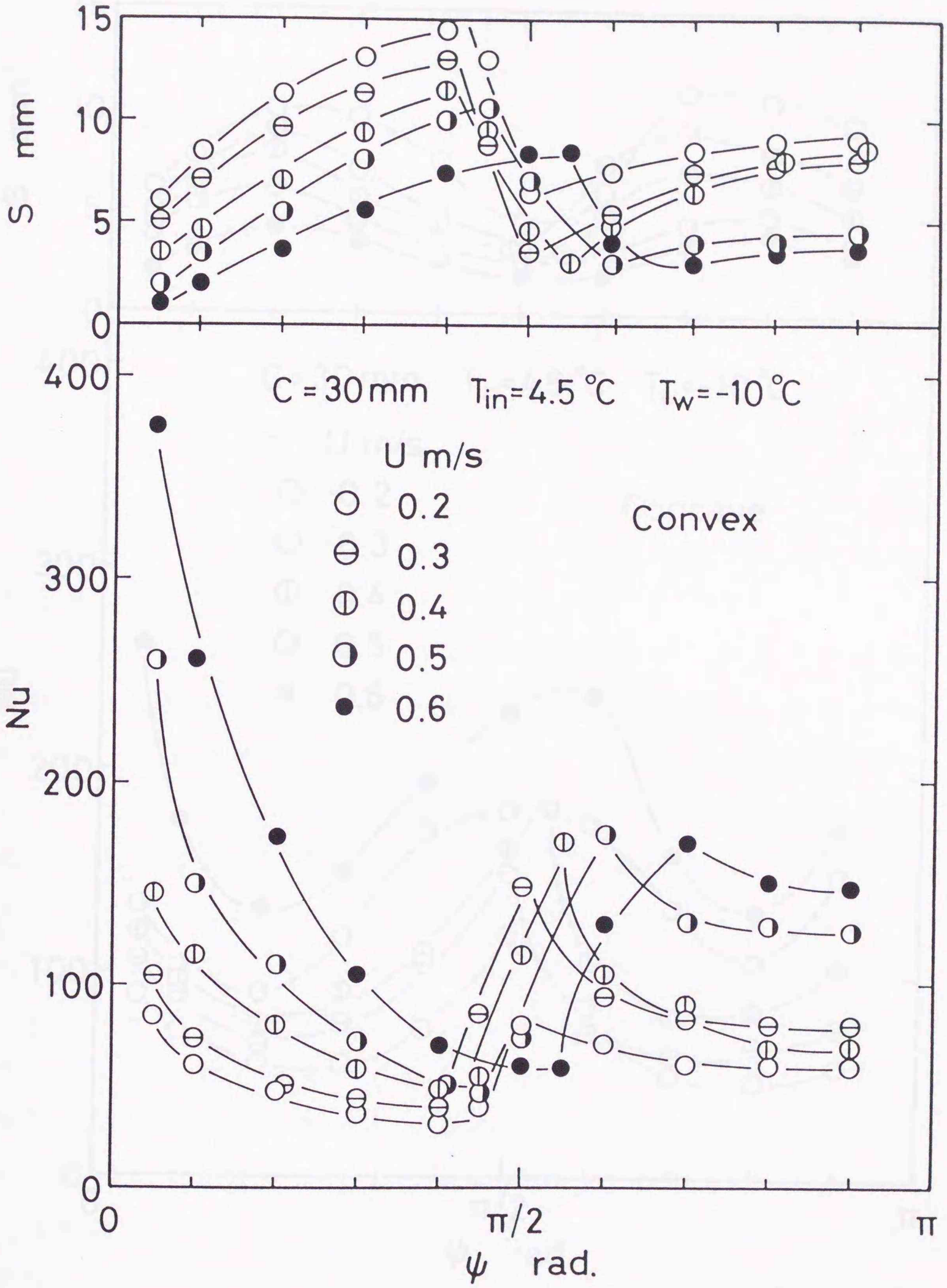



図５－９　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

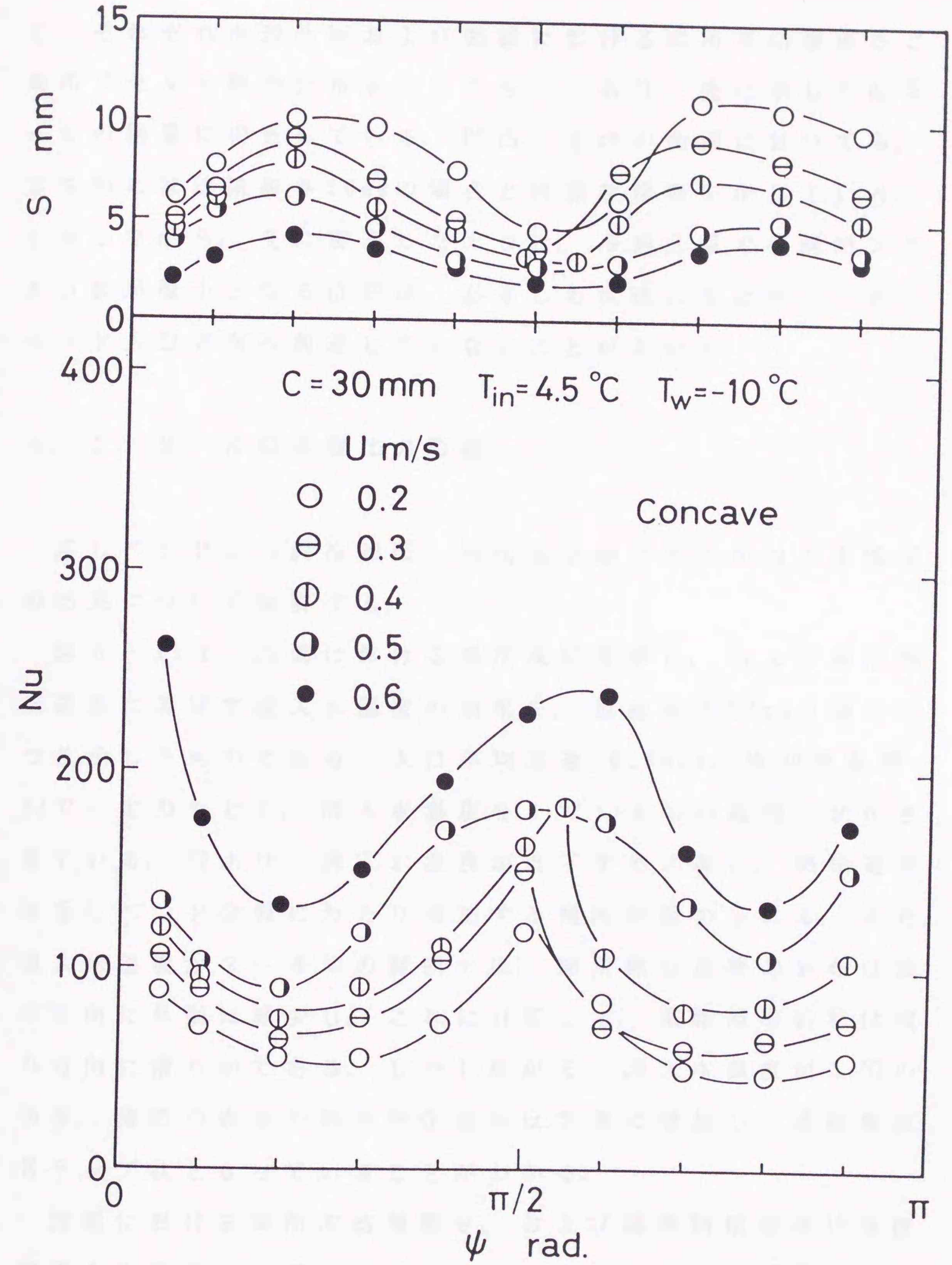



図 5 － 10　局所熱伝達率および局所凍結層厚さ分布

て，それぞれ冷却凸面および凹面における局所凍結層厚さと局所ヌセルト数の分布を示したものであり，先に示した図５－６の結果に相当している．凹凸いずれの曲面においても，定性的には流路高さ50㎜の場合と同様な傾向を示している．しかしながら，先に言及したように，冷却凸面での局所ヌセルト数が極小となる位置は，必ずしも流速に反比例して返しベンド入口方向へ前進していないことがわかる．

### ４．２．２　冷却温度比の影響

返しベンド凹凸両冷却面の熱伝達挙動に及ぼす流入水温度の効果について検討する．

図５－11は，凸面における局所凍結層厚さ，および局所熱伝達率に及ぼす流入水温度の効果を，流路高さ50㎜の場合につき示したものである．入口平均流速 0.2m/s，冷却壁温度-11℃一定のもとで，流入水温度を１℃～４℃の範囲で変化させている．図より，流入水温度が低下するに従い，熱伝達率は返しベンド全域にわたり増加する傾向が認められる．また，流入水温度が２～４℃の範囲では，局所熱伝達率の分布は流れ方向に単調に減少し，これに対応して，凍結層の形状は流れ方向に滑らかである．しかしながら，流入水温度が１℃の場合，流路の途中で局所熱伝達率は急激に増加し，凍結層はステップ状となっていることがわかる．

凹面における局所凍結層厚さ，および局所熱伝達率に及ぼす流入水温度の効果を，図５－12に示す．凸面の結果と同様に，流入水温度が低下するに従い，熱伝達率は返しベンド全域にわたり増加する傾向が認められる．さらに，流入水温度

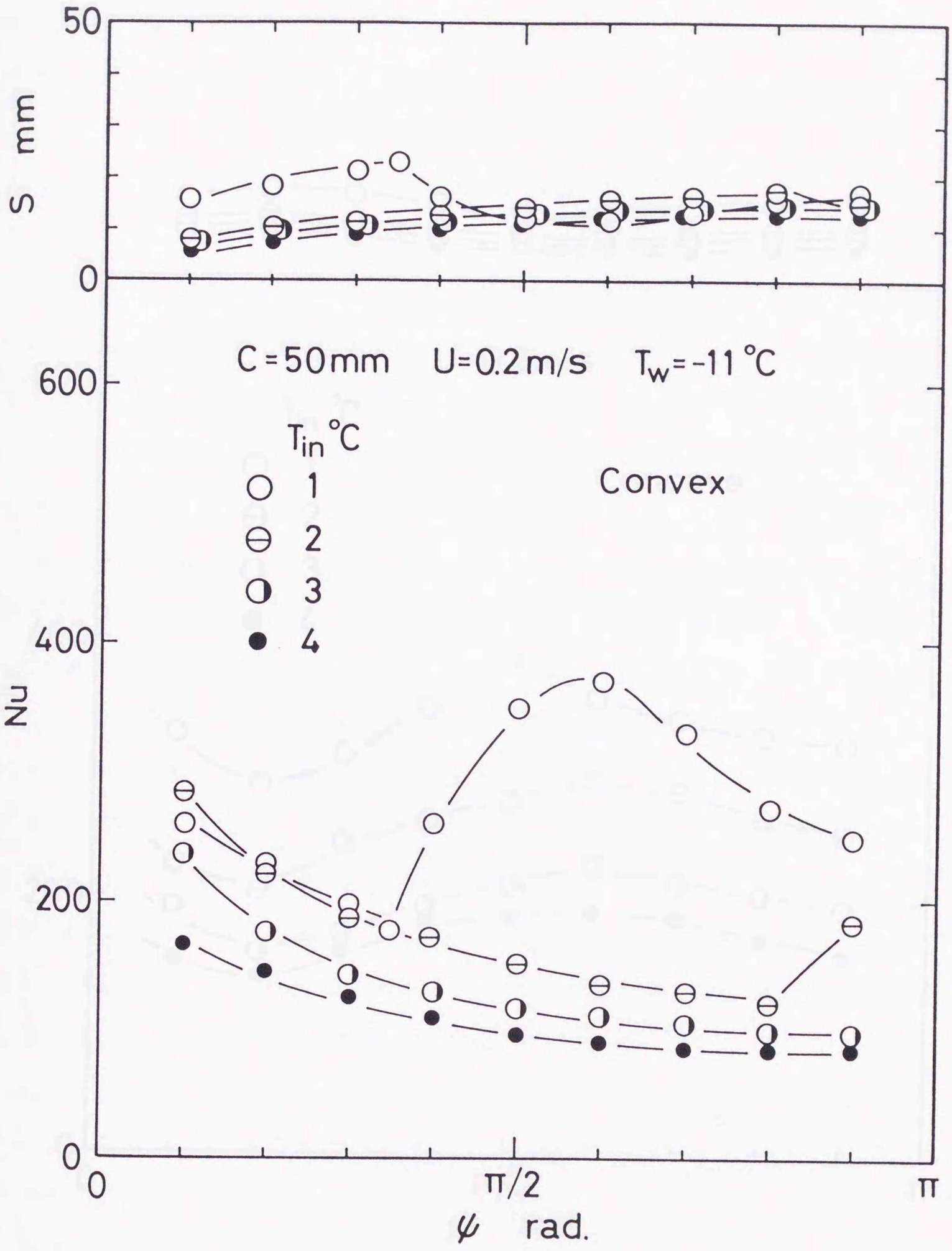



図５－11　局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす流入水温度の効果（C=50mm）

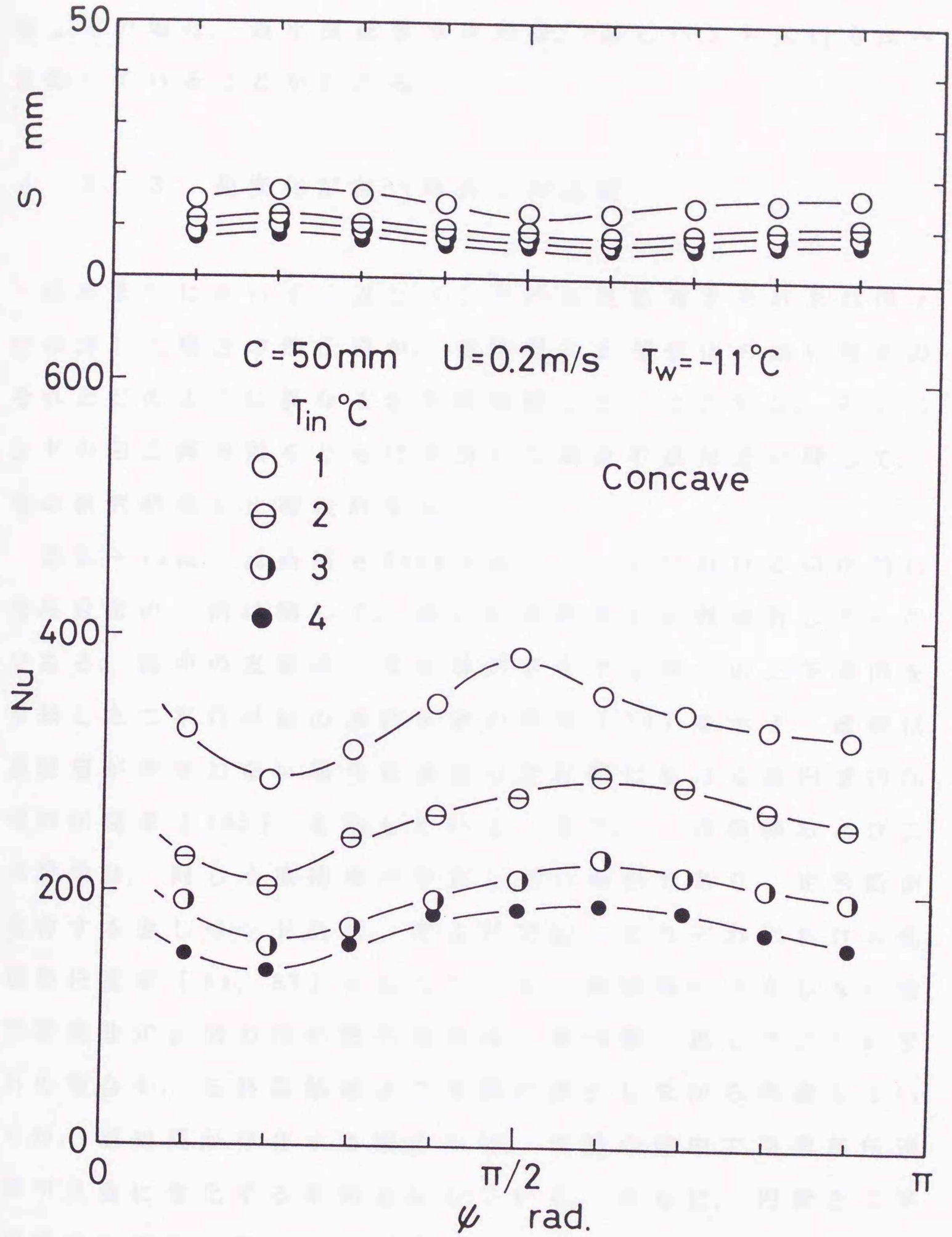



図５－１２　局所熱伝達率および局所凍結層厚さに及ぼす流入水温度の効果（C=50㎜）

が１℃の場合，最小凍結層厚さ部は，返しベンド入口方向へ移動していることがわかる．

### ４．２．３　相変化が無い場合との比較

前章までにおいて，返しベンド凹凸両曲面をそれぞれ個々に冷却した場合の熱伝達が，凍結層など相変化の無い場合のそれとどのように異なるか比較検討した．ここでは，返しベンドの凹凸両曲面をともに冷却した場合の熱伝達に関して，他の研究結果と比較検討する．

図５－13は，流路高さ50㎜の返しベンドにおける局所熱伝達率分布の一例に関して，他の研究結果と比較検討したものである．図中の実線は，凍結層が存在する場合の上下両面を冷却した二平行平板の凍結実験の結果［29］を示す．破線は，凍結層が存在しない場合の温度助走区間における直円管内乱流熱伝達率［105］を示している．また，一点鎖線および二点鎖線は，同じく凍結層が存在しない場合であり，矩形断面を有する返しベンド凸面，および凹面，それぞれにおける乱流熱伝達率［84，83］を示している．凍結層が存在しない管内温度助走区間の局所熱伝達率は，直円管，返しベンドいずれの場合も，伝熱開始端より単調に減少しながら発達していくが，凍結層が存在する場合には，流路の途中で局所熱伝達率が急激に変化する挙動を示している．さらに，円管と二平行平板の直行流路，および返しベンドの曲り流路それぞれについて，凍結層が存在する場合としない場合の入口領域における局所熱伝達率を比較すると，凍結層が存在する場合の方が小さい値を示していることがわかる．流水を伴う管内に凍

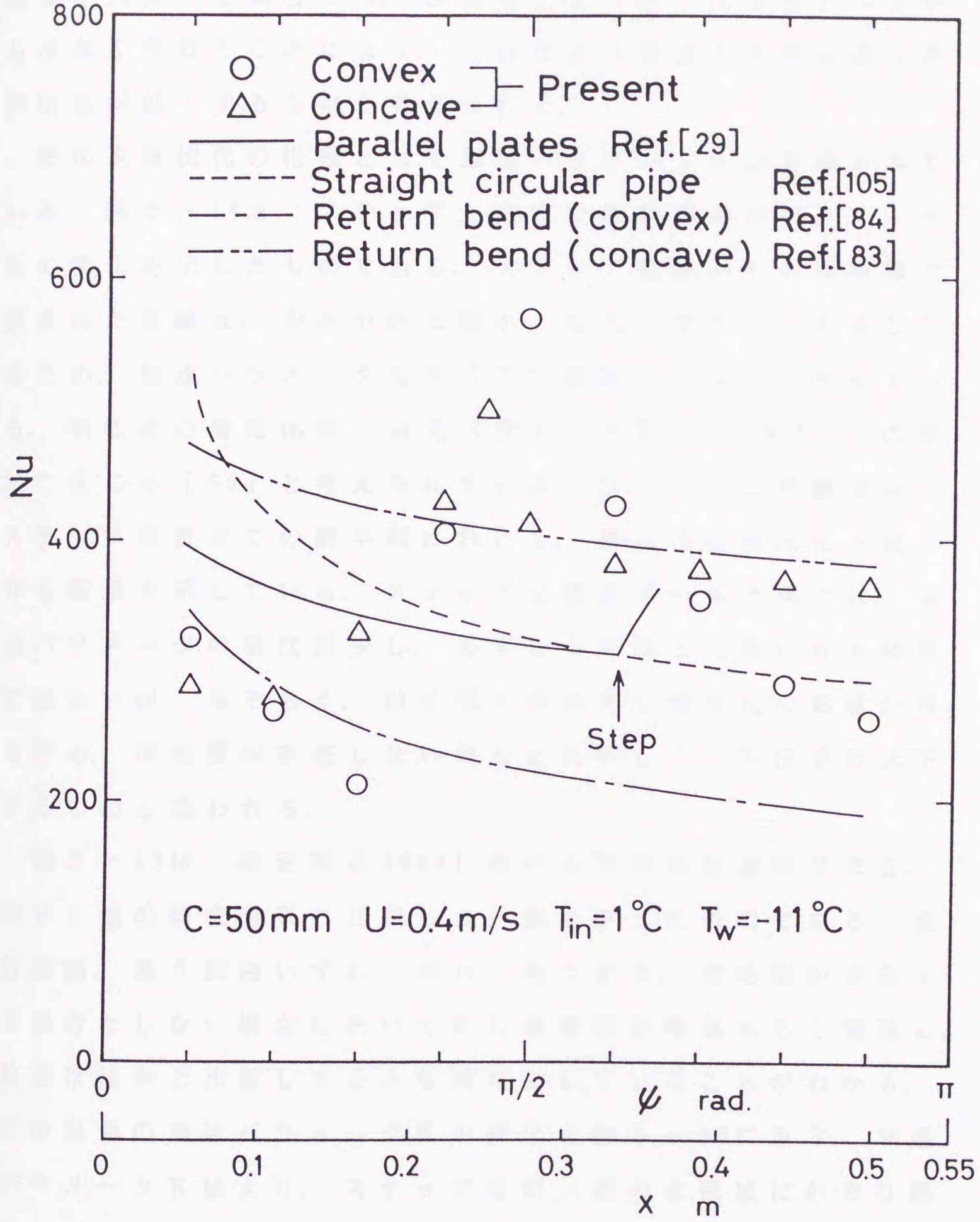



図 5 － 13　局所熱伝達率分布（C=50mm）

結層が成長する場合には，凍結層により流水は加速されながら冷却を受けることになり，これによる層流化作用に基づき熱伝達が低下するものと考えられる．

熱伝達層流化の指標として加速パラメータKが定義されている．図５－14は，ステップ上流域での加速加速パラメータKの変化を示したものである．ステップ位置までの凍結層に挟まれた流路は，ゆるやかに縮小・拡大・縮小する形状となるため，加速パラメータKもこれに対応した分布となっている．熱伝達の層流化は，加速パラメータ$K > 3.0 \times 10^{-6}$の領域で生じる［96］と考えられている．図より，本実験値は，ステップ位置までの前半部において，熱伝達の層流化を裏付ける結果を示している．ステップ位置までの後半部では，加速パラメータの値は減少し，必ずしも層流化を裏付ける結果ではないが，おそらく，前半部での急激な層流化の影響が残るため，凍結層が存在しない場合と比較して，熱伝達は低下するものと思われる．

図５－15は，流路高さ30mmにおける局所熱伝達率分布を，同じく他の研究結果と比較した一例を示したものである．直行流路，曲り流路いずれの場合であっても，凍結層が存在する場合としない場合において熱伝達率ぼ分布は大きく相違し，前者は後者と比較して小さな値を示していることがわかる．この場合の加速パラメータKの変化を図５－16に示す．加速パラメータK値より，ステップ位置上流の全領域にわたり熱伝達が劣化する結果とはなっていないが，先述したように，この場合も，少なくとも返しベンド入口領域においては，凍結層の存在により熱伝達の劣化現象が進行し，この影響がステップ位置まで波及しているものと考えられる．

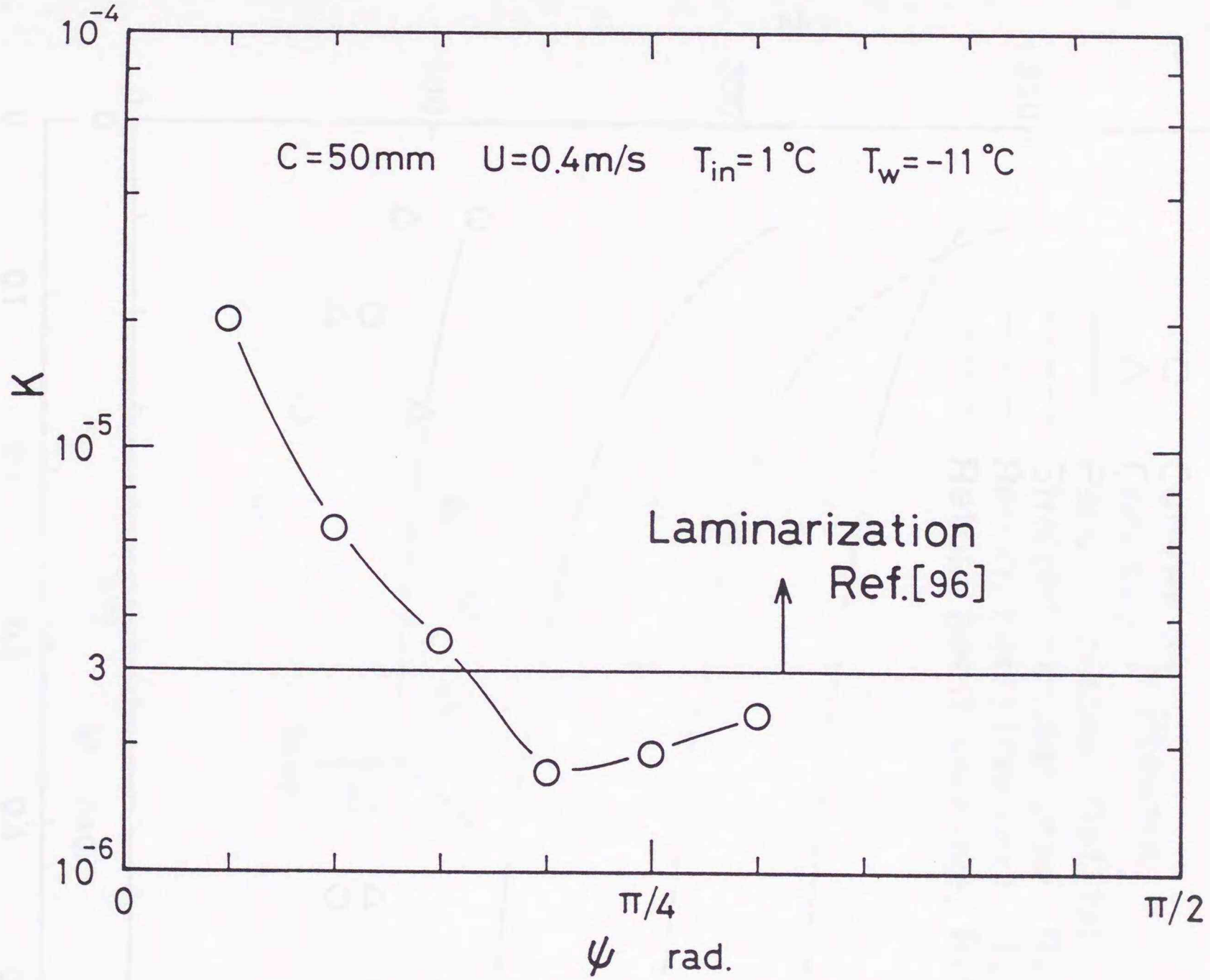



図５－14　加速パラメータ分布（C=50mm）

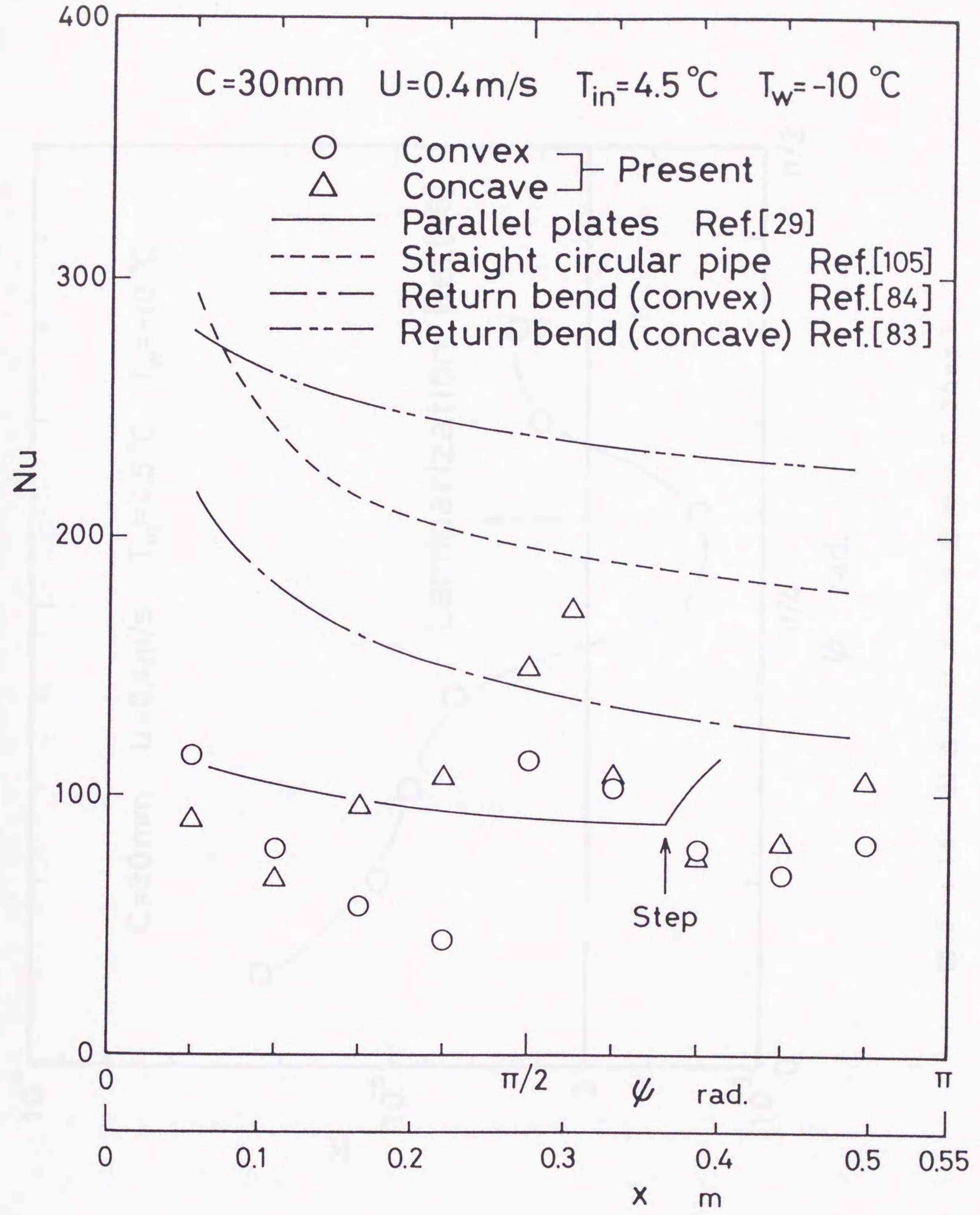



図 5 － 15　局所熱伝達率分布（C=30mm）

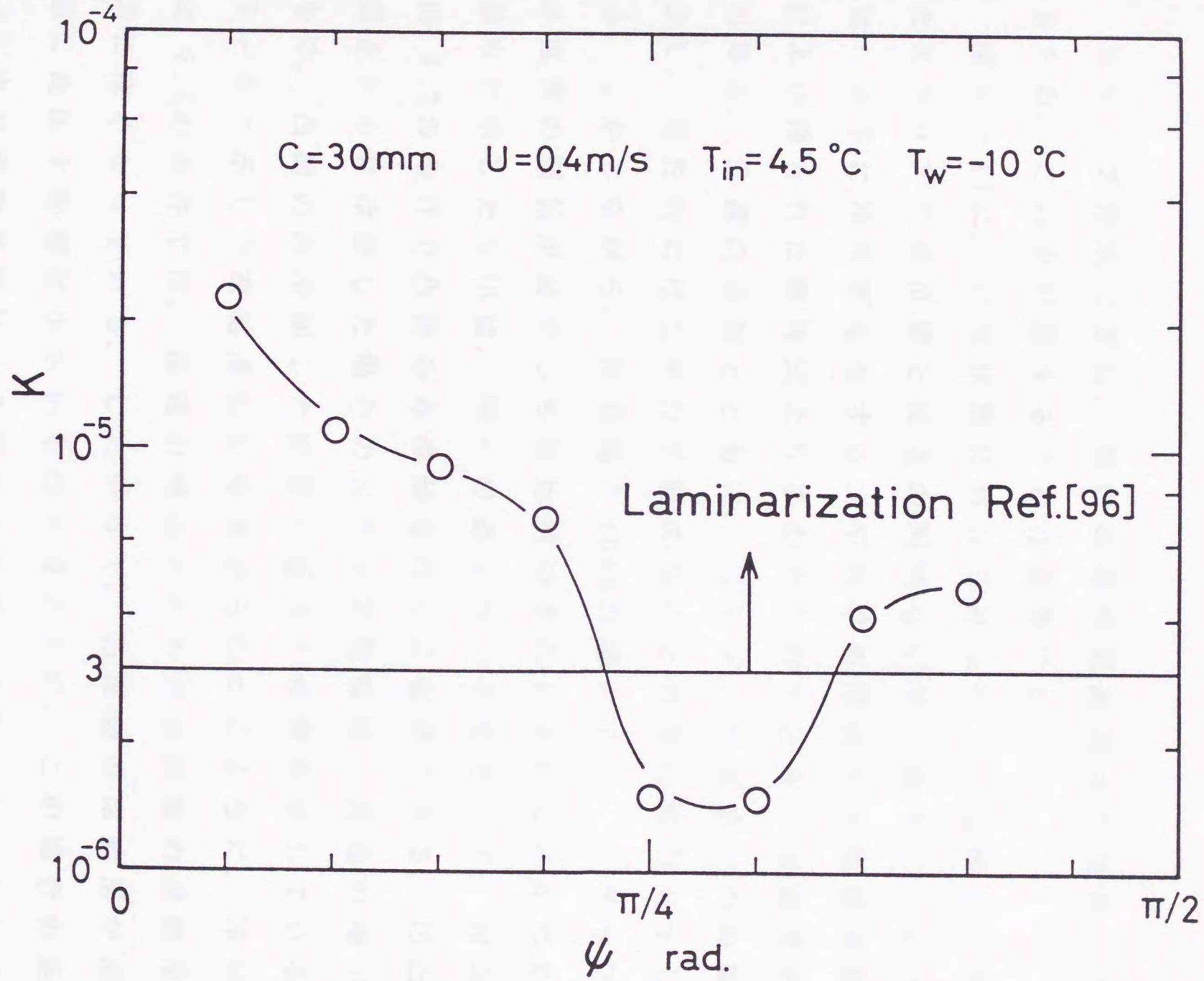



図５－16　加速パラメータ分布（C=30mm）

## 4．３　ステップ形成位置

### 4．３．１　流速の影響

ステップ形成位置は，管内の凍結閉塞箇所と密接に関連するため，これを把握することは重要である．

図５－17に，定常状態における返しベンド凸面上に発達したステップ形成位置と流速の関係を示す．図中に示した実線は，上下に冷却面を有する二平行平板間流れの凍結実験［29］により得られた整理式より求めたものである．流路高さ50㎜の場合，流速の増加とともに，ステップ位置までの距離は減少し，定性的には二平行平板の場合と同様の傾向を示している．しかしながら，流路高さ30㎜の場合には，ステップ位置と流速の関係が必ずしも反比例のそれにないことがわかる．図中に示した△印は，同一の返しベンドを用いて，冷却温度比 3.3の条件で凸面のみ冷却を行った結果である．凹凸両曲面をともに冷却した場合のステップ位置は，流速の増加とともに，凸面のみ冷却した結果に近づく傾向を示している．図５－５に示した凍結層形状写真からわかるように，冷却温度比 2.2の条件では，流速の増加とともに凹面側の凍結層は非常に薄くなっている．したがって，凹面側の凍結層が流動挙動に及ぼす影響は小さいものと考えられ，この場合の返しベンド内の流動状態は，凸面のみ冷却した場合のそれに近い状態にあるためと考えられる．

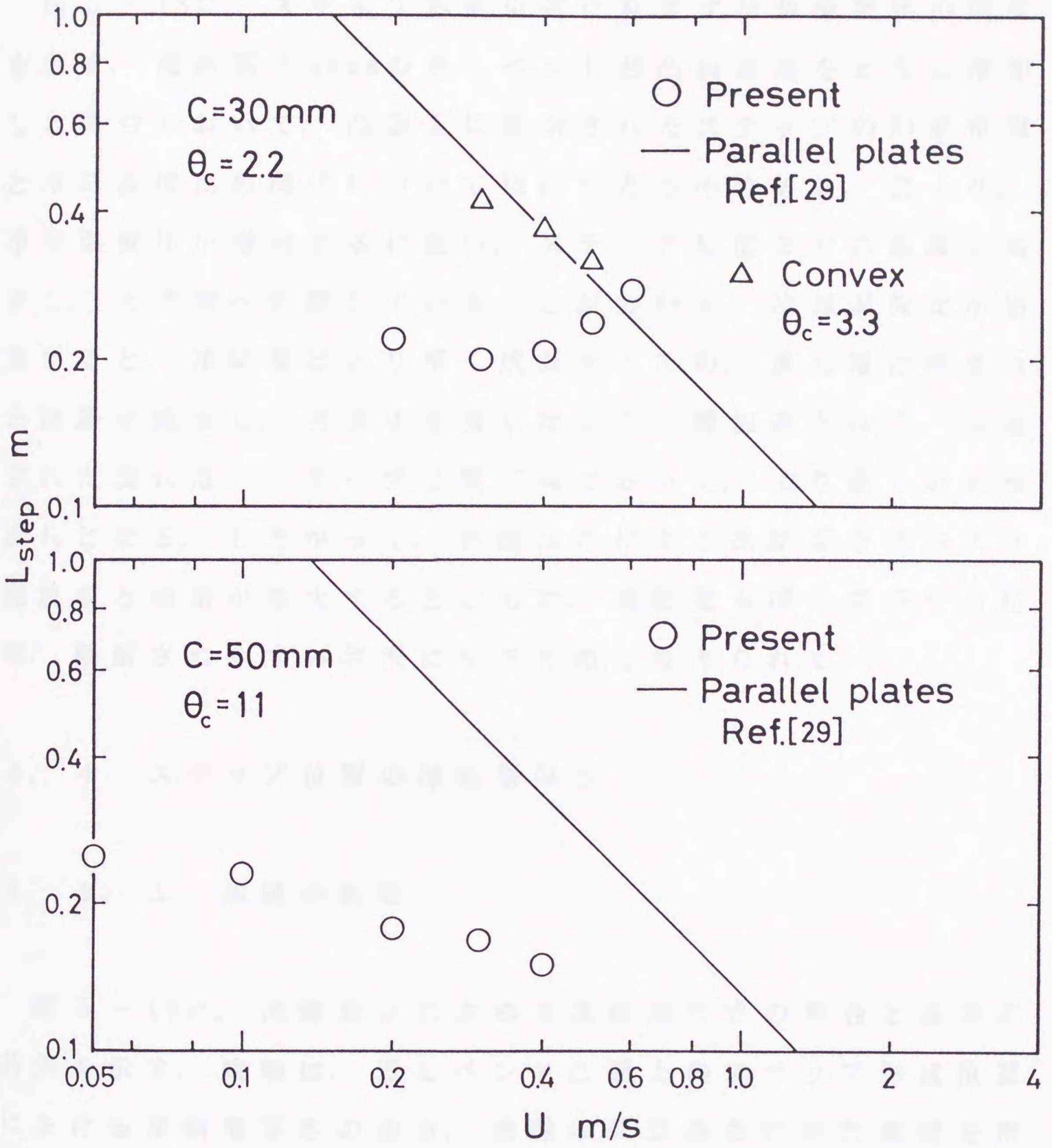



図５－17　ステップ形成位置と流速の関係

### 4．3．2　冷却温度比の影響

図５－18に，ステップ形成位置に及ぼす冷却温度比の効果を示す．流路高さ50㎜の返しベンド凹凸両曲面をともに冷却した場合において，凸面上に観察されたステップの形成位置と冷却温度比の関係について検討したものである．図より，冷却温度比が増加するに従い，ステップ位置までの距離は減少し，上流側へ移動していることがわかる．冷却温度比が増加すると，凍結層はより厚く成長するため，凍結層に挟まれた流路は減少し，通過する流水はより一層加速される．加速された流れは，ステップ位置下流において，より激しい剥離流れとなる．したがって，剥離流れによる凍結層を後方より融解する効果が増大するとともに，凍結層も厚く成長する結果，融解されやすい状況になるためと考えられる．

## 4．4　ステップ位置の凍結層厚さ

### 4．4．1　流速の影響

図５－19に，流路高さに占める凍結層厚さの割合と流速の関係を示す．縦軸は，返しベンド凸面上のステップ形成位置における凍結層厚さの割合，横軸は代表長さに水力直径を用いた管レイノルズ数をとり示す．また，図には，参考のため，二平行平板［29］および直行円管［22］における凍結実験より得られた結果を，それぞれ実線および破線で示してある．図より，冷却管に成長する，ステップ位置における凍結層厚さの割合は，いずれの流路においても，管レイノルズ数が増

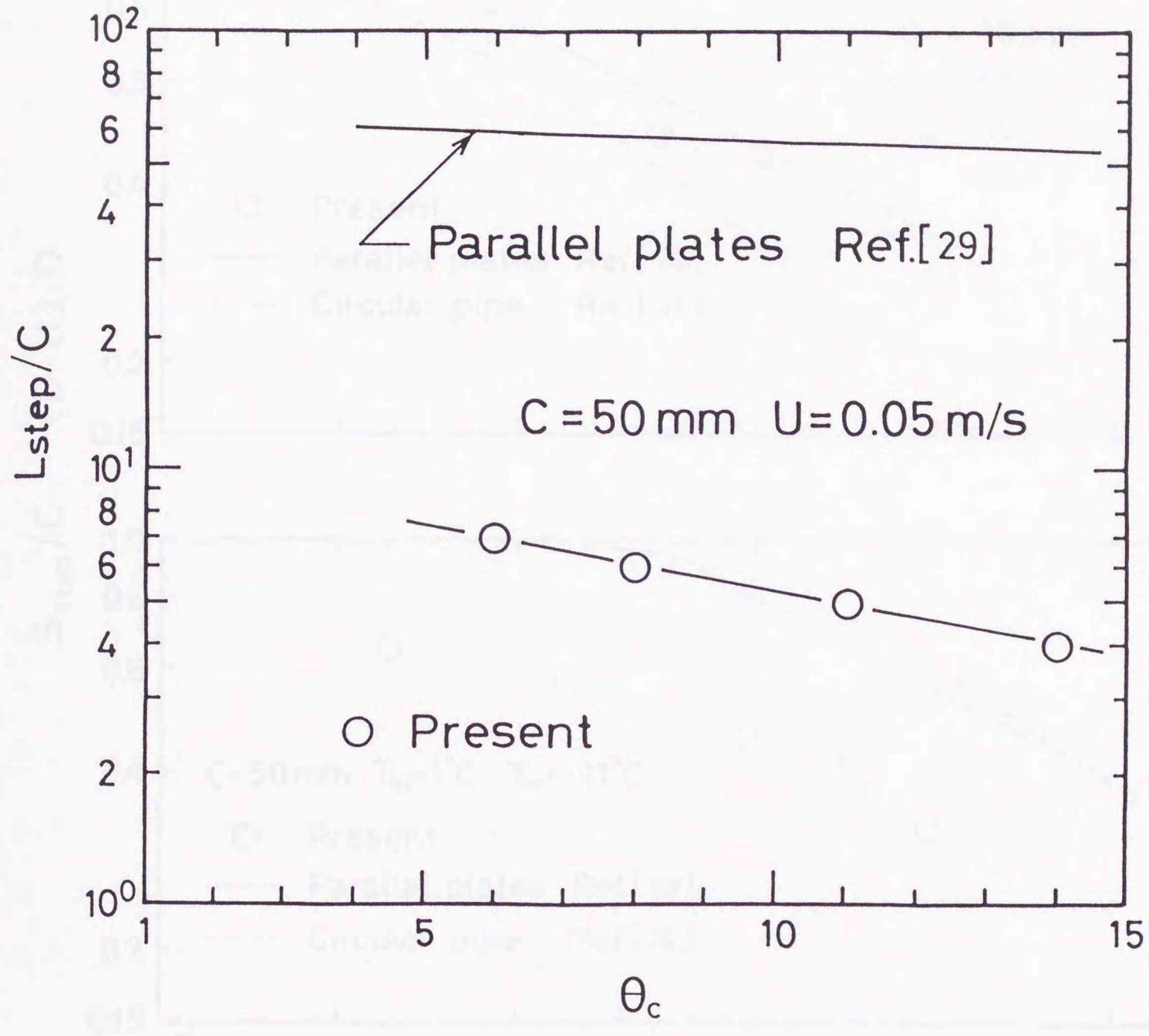



図５－18　ステップ形成位置に及ぼす冷却温度比の効果

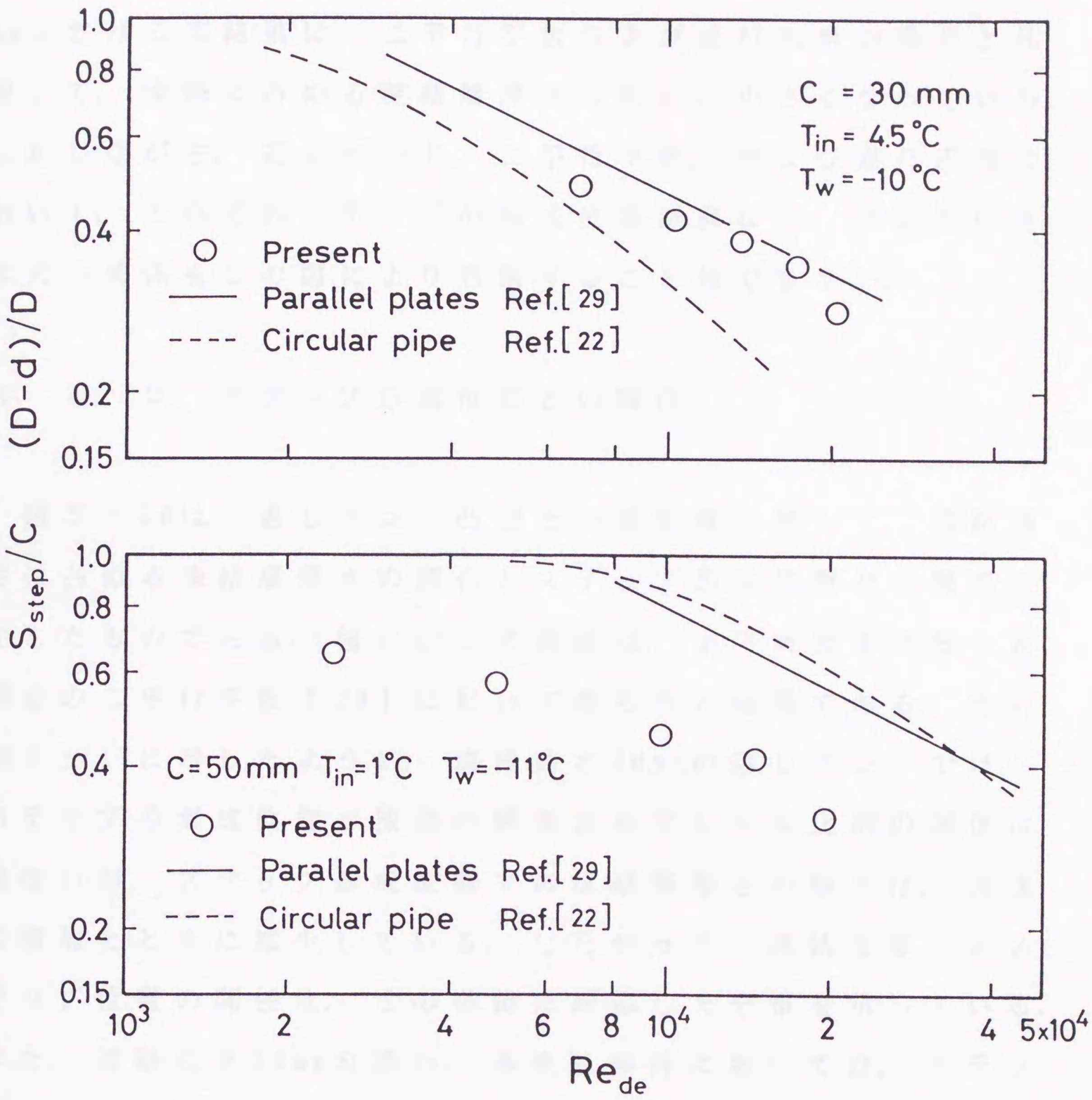



図５－19　ステップ位置における凍結層厚さと
管レイノルズ数の関係

加するに従い，減少していることがわかる．流路高さ30㎜における本実験結果は，二平行平板および直行円管のそれとほぼ同じ凍結層厚さの割合を示しているが，一方，流路高さ50㎜における本結果は，二平行平板および直行円管の場合と比較して，流路に占める凍結層厚さの割合が小さくなっている．しかしながら，返しベンド，二平行平板，および直行円管において，それぞれステップの形成位置が異なり，凍結層厚さの大小関係をこの図により判断することはできない．

## 4．4．2　ステップ形成位置との関係

図５－20は，返しベンド凸面上の凍結層に関して，流路高さに占める凍結層厚さの割合とステップ形成位置との関係を示したものである．図に示した実線は，上下両面を冷却した場合の二平行平板［29］において得られた結果である．先に図５－17に示したように，流路高さ30㎜の返しベンドでは，ステップの形成位置と流速の関係は必ずしも反比例の関係にはないが，ステップ形成位置での凍結層厚さの割合は，流速の増加とともに減少している．したがって，凍結層厚さとステップ位置の関係は，この挙動に対応した分布を示している．また，流路高さ50㎜の場合，本実験条件においては，ステップ形成位置が減少するに従い，ステップ位置での凍結層厚さは減少し，二平行平板の結果と定性的には同一の傾向を示していることがわかる．全体的な傾向として，返しベンドにおける本実験結果は，二平行平板のそれより凍結層厚さの割合がわずかに大きい．返しベンド内の流水には遠心力が作用するため，主流が凹面側の凍結層へ片寄った流れとなり，この

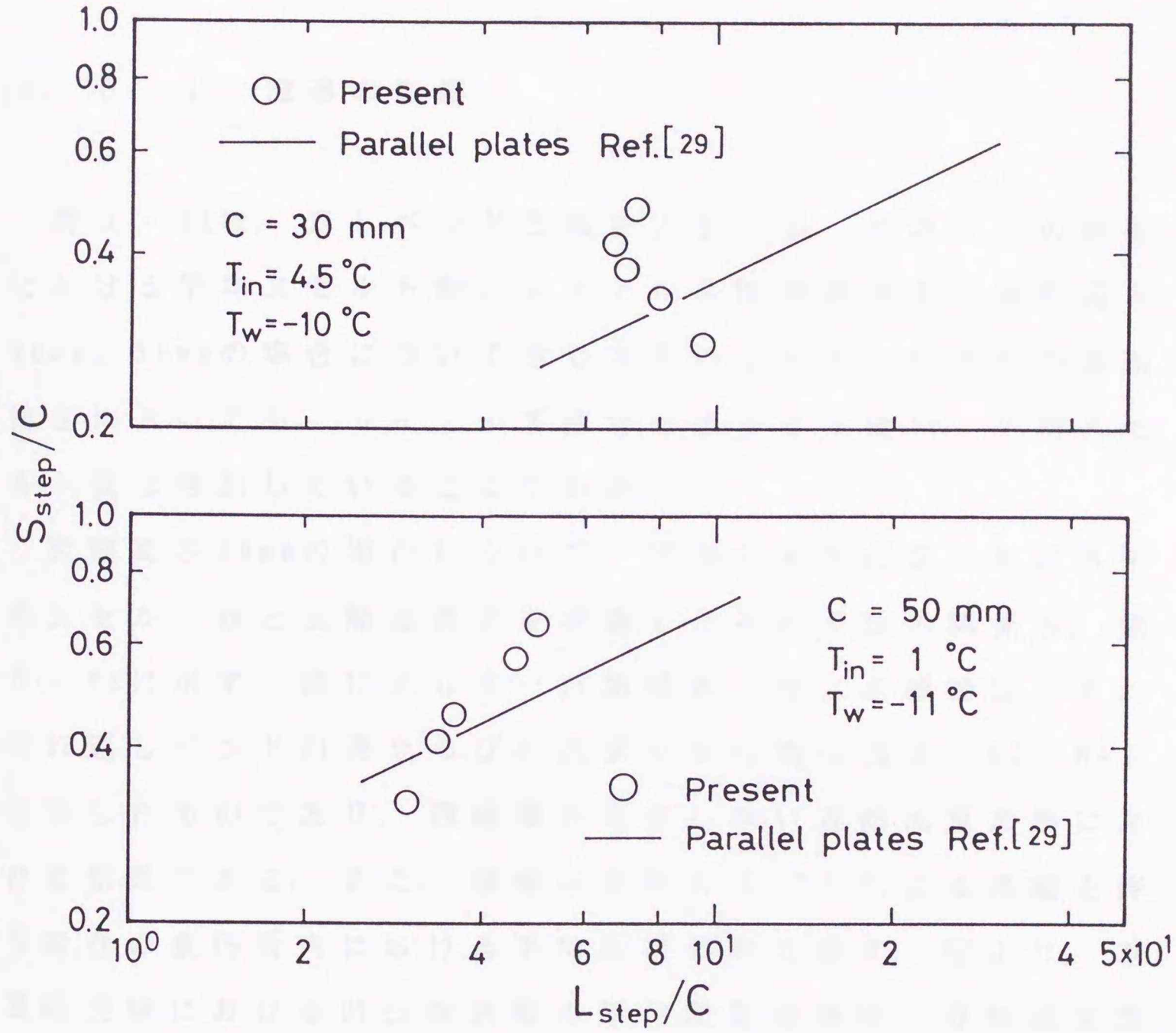



図５－20　凍結層厚さとステップ位置の関係

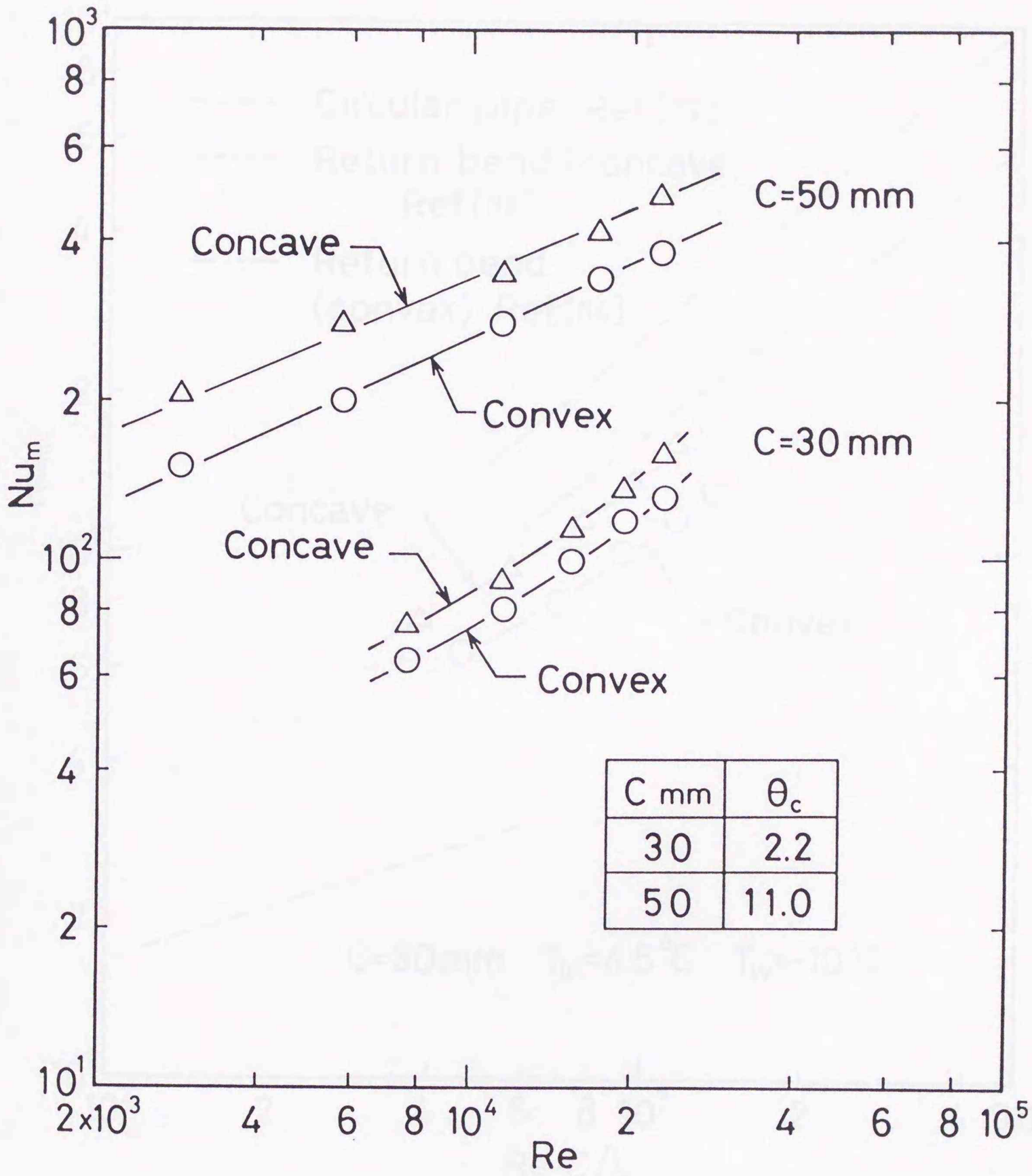
影響により，凸面側の凍結層は，真っ直ぐな流路のそれと比較して，厚く成長し易いのではないかと考えられる．

## 4．5　平均熱伝達率分布

### 4．5．1　流速の影響

図５－21は，返しベンド凹面および凸面，それぞれの曲面における平均ヌセルト数とレイノルズ数の関係を，流路高さ30mmと50mmの場合について示したものである．いずれの流路高さにおいても，レイノルズ数が増加するに従い，平均ヌセルト数は増加していることがわかる．

流路高さ30mmの場合について，凹面および凸面における平均ヌセルト数と伝熱面長さを考慮した無次元数の関係を，図５－22に示す．図に示した一点鎖線および二点鎖線は，それぞれ返しベンド凹面ならびに凸面の平均熱伝達率［83，84］を示したものであり，凍結層が存在しない等熱流束加熱における結果である．また，破線は智田ら［27］による凍結を伴う場合の直円管内における平均熱伝達率を示す．図より，本凍結実験における凹凸両曲面の平均熱伝達率は，等熱流束加熱における返しベンドの結果より小さく，また，直円管の結果より大きな値を示していることがわかる．凹面側では遠心力の影響により，また凸面側ではステップの形成による剥離流の影響により，直円管の場合と比較して大きな熱伝達率を示すものと考えられる．さらに，本実験結果は，流速の増加とともに，等熱流束加熱における返しベンドの結果に近づく傾向を示している．これは，冷却温度比が比較的小さいため，




| C mm | $\theta_c$ |
|---|---|
| 30 | 2.2 |
| 50 | 11.0 |

図 5 － 21　平均ヌセルト数とレイノルズ数の関係

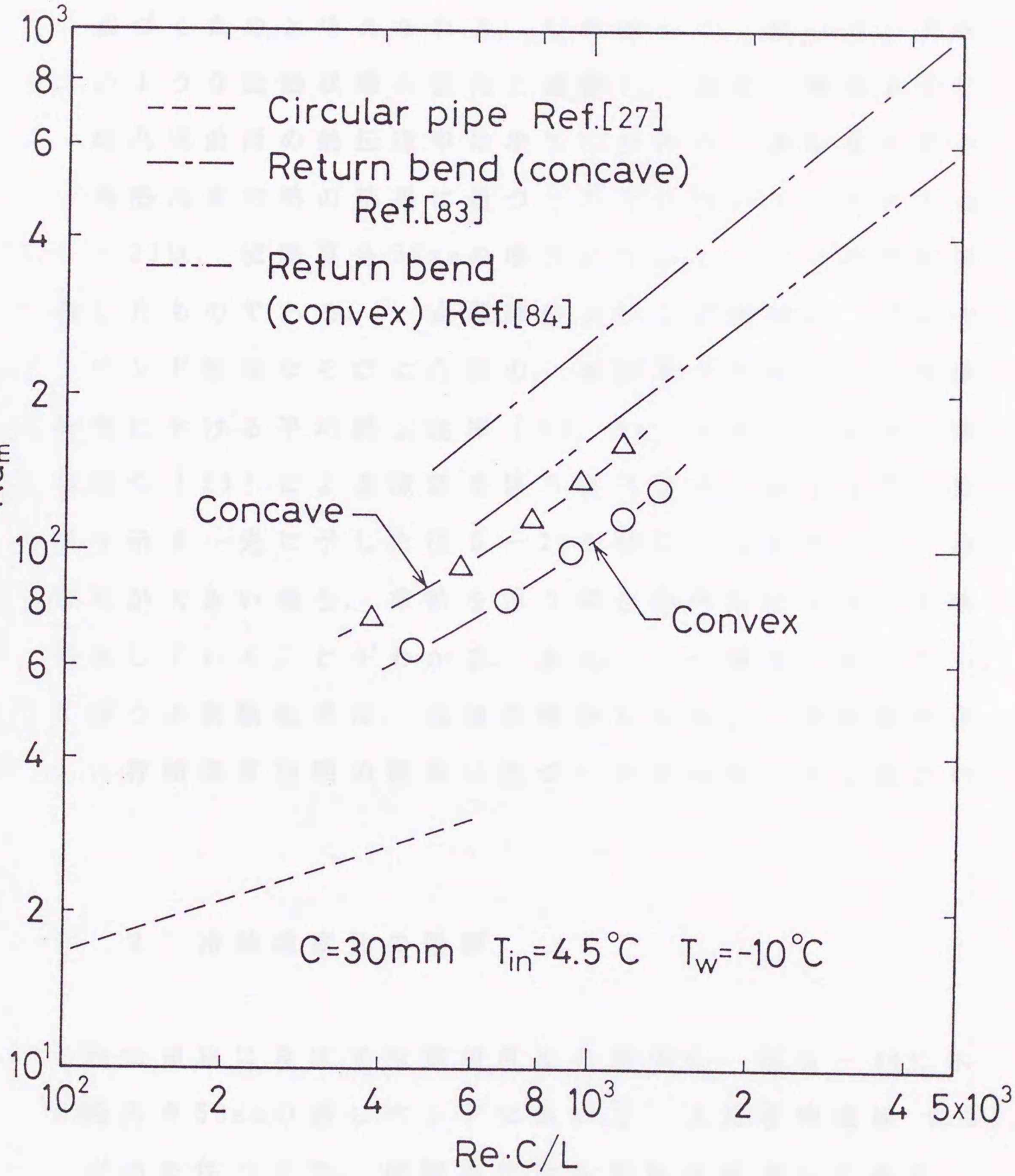



図 5 － 22　平均ヌセルト数の比較

流速が増加するに従い，返しベンド内の凍結層厚さは急激に減少し，これに伴い，流路内における流動状態は凍結前のそれへと近づくためと考えられる．したがって，返しベンド内でのこのような流動状態の変化と連動し，流速が増加するに従い，凹凸両曲面の熱伝達率は増加しながら，凍結層が存在しない等熱流束加熱の結果に近づくのではないかと思われる．

図５－23は，流路高さ50㎜の場合について，他の研究結果と比較したものである．一点鎖線および二点鎖線は，それぞれ返しベンド凹面ならびに凸面の，凍結層が存在しない等熱流束加熱における平均熱伝達率［83，84］を示し，また，破線は智田ら［27］による凍結を伴う直円管内における平均熱伝達率を示す．先に示した図５－22の結果と比較すると，冷却温度比が大きい場合，凍結を伴う場合の熱伝達率は，全体的に増加していることがわかる．また，この場合においても，凍結を伴う本実験結果は，流速の増加とともに，凍結層が存在しない等熱流束加熱の結果に近づくのではないかと思われる．

### ４．５．２　冷却温度比の影響

平均熱伝達率に及ぼす冷却温度比の効果を，図５－24に示す．流路高さ50㎜の返しベンドにおいて，入口平均流速 0.2 m/s 一定の条件の下で，冷却温度比を変化させ示してある．図より，冷却温度比が増加するに従い，平均ヌセルト数は増加していることがわかる．また，冷却温度比に対する平均ヌセルト数の増加割合は，凹面側と凸面側では異なり，凹面側において小さく，凸面側において大きいことがわかる．返し

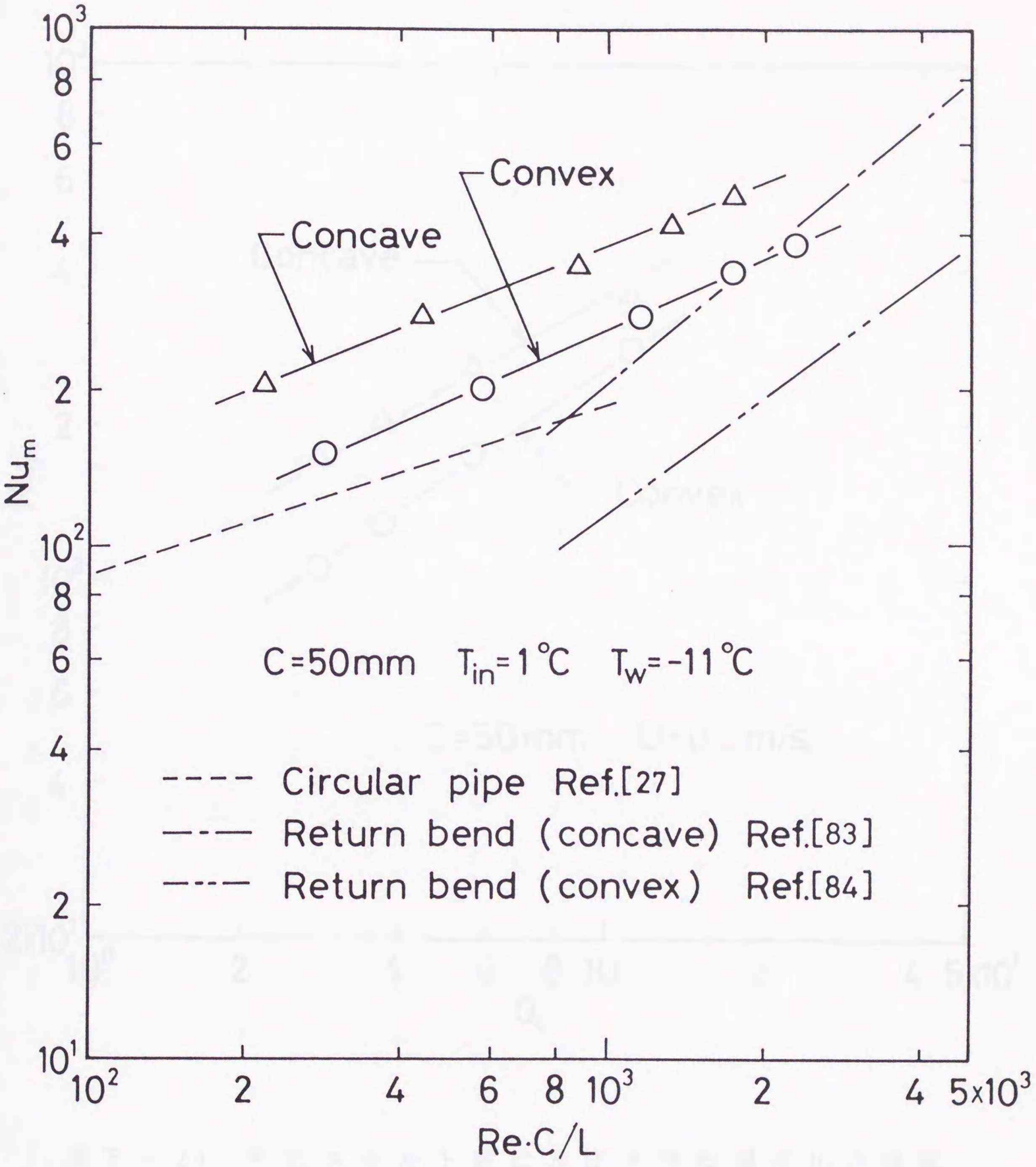



図 5 － 23　平均ヌセルト数の比較

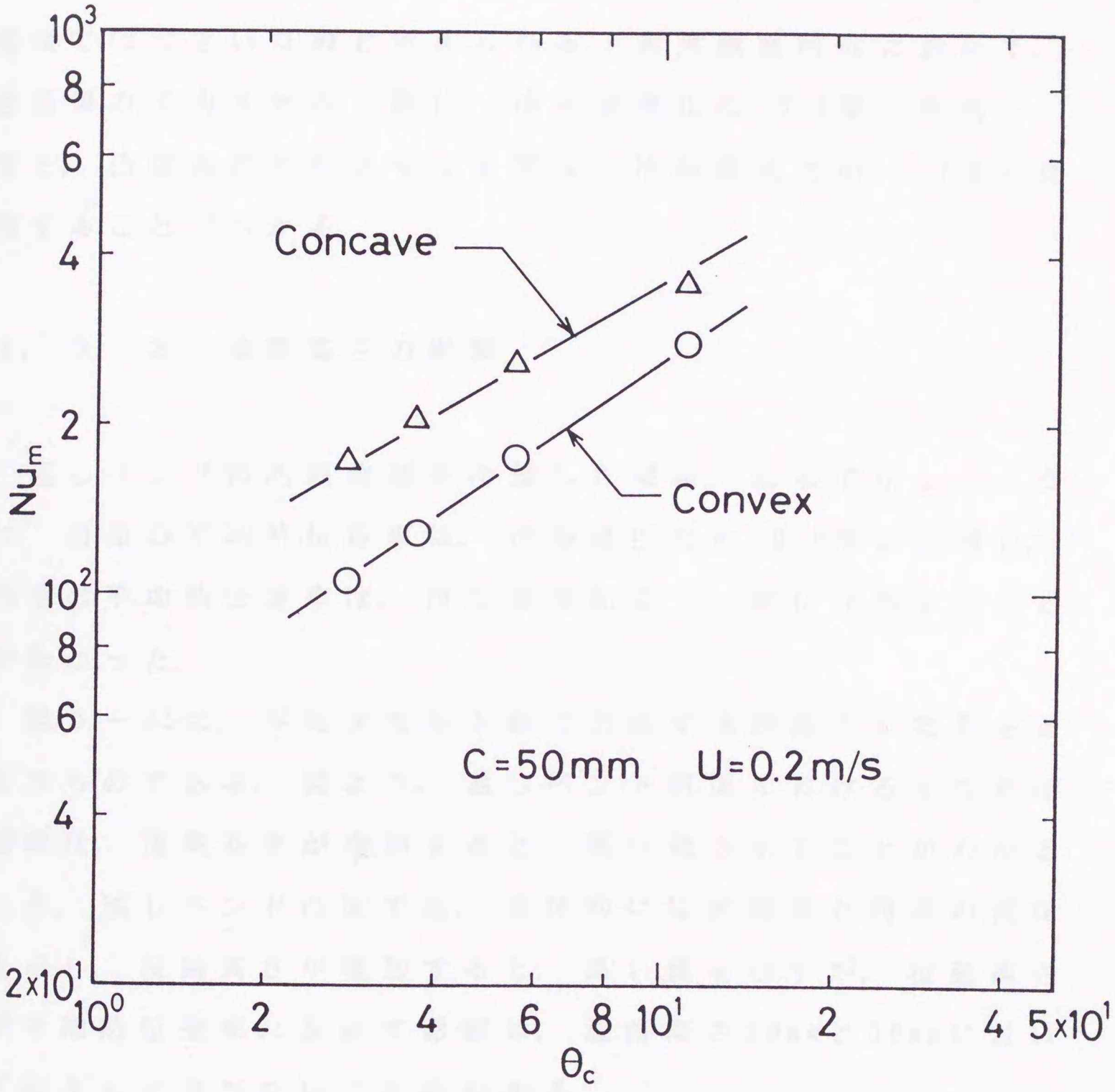



図５－24　平均ヌセルト数に及ぼす冷却温度比の効果

ベンド内の流水は，凹面側に片寄った速度分布特性を有する．したがって，このような流動挙動の影響により，冷却温度比が凍結層の成長に及ぼす効果は，凹面側で小さく，また，凸面側では大きいためと考えられる．本実験範囲内において，凹面側の平均ヌセルト数は，冷却温度比の 0.6乗に比例し，また，凸面側の平均ヌセルト数は，冷却温度比の 0.7乗に比例することがわかる．

### 4．5．3　流路高さの影響

返しベンド凹凸両曲面を冷却した場合，前項で示したように，凹面の平均熱伝達率は，冷却温度比の 0.6乗に比例し，凸面の平均熱伝達率は，冷却温度比の 0.7乗に比例することがわかった．

図５－25は，平均ヌセルト数に及ぼす流路高さの効果を示したものである．図より，返しベンド凹面における平均熱伝達率は，流路高さが増加すると，高い値を示すことがわかる．一方，返しベンド凸面では，全体的には凹面側と同様の傾向を示し，流路高さが増加すると，高い値を示すが，流路高さが平均熱伝達率に及ぼす影響は，流路高さ30㎜と50㎜においてほとんど差がないことがわかる．

### 4．6　凍結閉塞限界

流路内における凍結層厚さが最大となる位置の熱伝達率は，凍結閉塞を支配する情報である．本項では，凍結層厚さが最大となる，凸面側のステップ形成位置における局所熱伝達率，

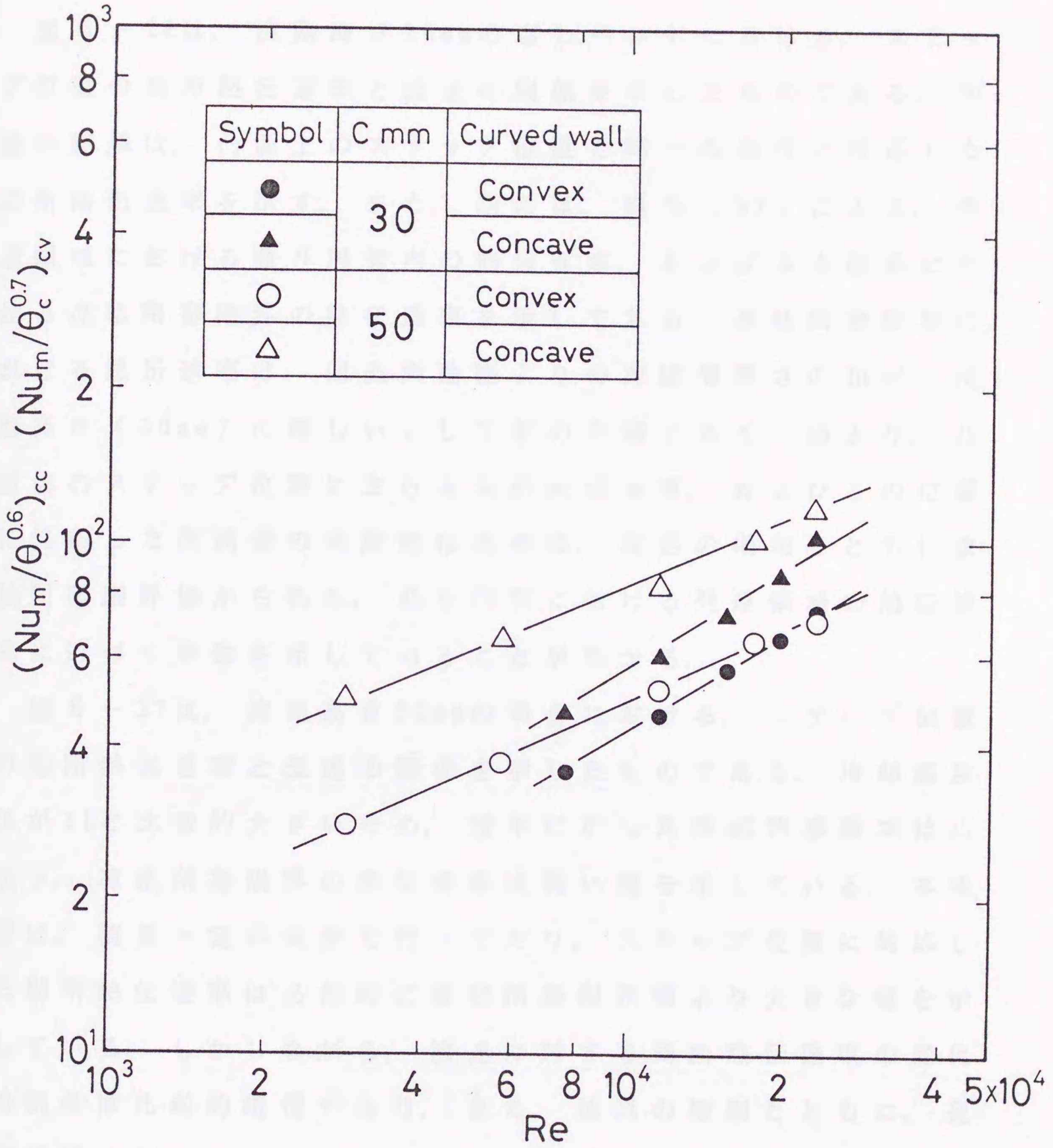



図 5 － 25　平均ヌセルト数に及ぼす流路高さの効果

およびこの位置に対応した凹面側の局所熱伝達率について検討する.

図５－26は，流路高さ30㎜の返しベンドにおける，ステップ位置の局所熱伝達率と流速の関係を示したものである．凹面の結果は，凸面上のステップ位置と同一の角度に対応した局所熱伝達率を示す．また，図には，森ら［57］による，発達領域における曲り円管内の熱伝達率，および本実験系における凍結閉塞限界の熱伝達率を示してある．凍結閉塞限界における熱伝達率は，凹凸両曲面よりの凍結層厚さの和が，流路高さ（30㎜）に等しいとして求めた値である．図より，凸面側のステップ位置における局所熱伝達率，およびこの位置に対応した凹面側の局所熱伝達率は，流速の増加とともに凍結閉塞限界値から外れ，曲り円管における発達領域の熱伝達率に近づく挙動を示していることがわかる.

図５－27は，流路高さ50㎜の場合における，ステップ位置の局所熱伝達率と流速の関係を示したものである．冷却温度比が11と比較的大きいため，図中に示した凍結閉塞領域は広がり，凍結閉塞限界の熱伝達率は高い値を示している．本実験は，流量一定の条件で行っており，ステップ位置に対応した局所熱伝達率は必然的に凍結閉塞限界値より大きな値を示している．しかしながら，流速に対する局所熱伝達率の変化の割合は比較的緩慢であり，また，流速の増加とともに，発達領域における曲り円管内の乱流熱伝達率に近づく結果となっている.

平均熱伝達率に及ぼす冷却温度比の効果を，図５－28に示す．網掛けを施した領域は，本実験系における凍結閉塞領域である．智田ら［27］は，直行円管を用いて凍結実験を行い，

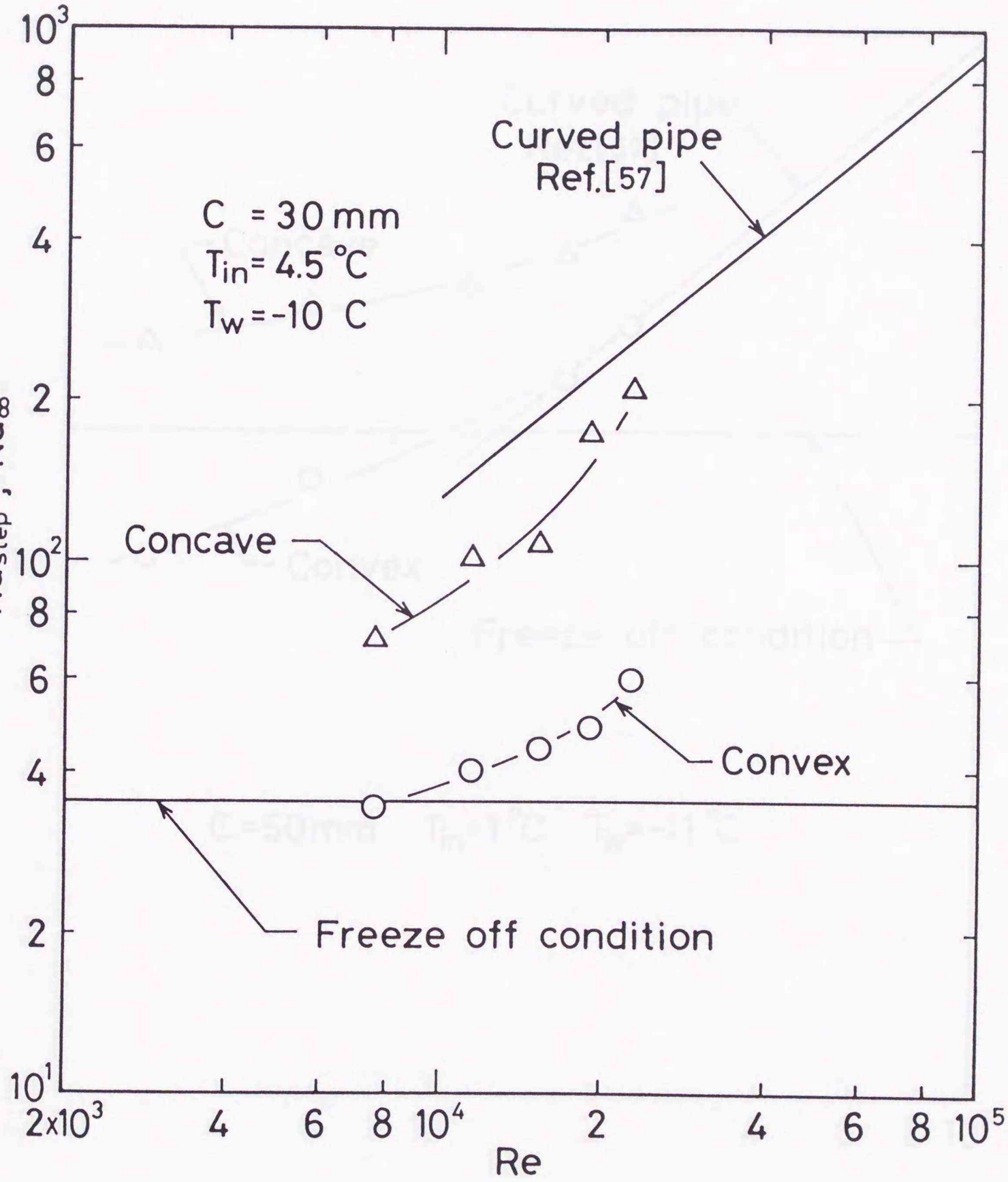



図５－26　ステップ形成位置での局所ヌセルト数と流速の関係（C=30mm）

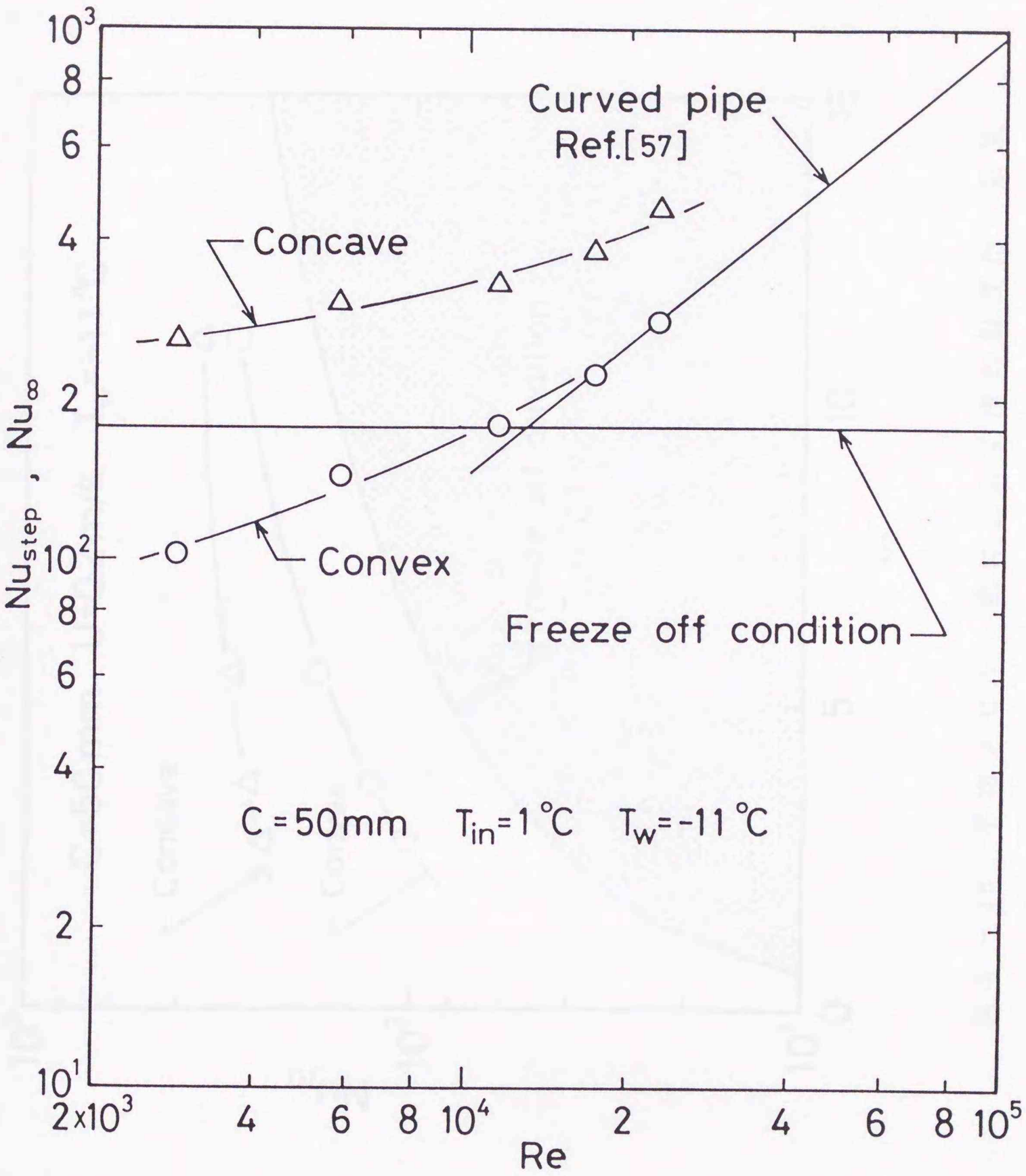



図５－27　ステップ形成位置での局所ヌセルト数と流速の関係（C=50mm）

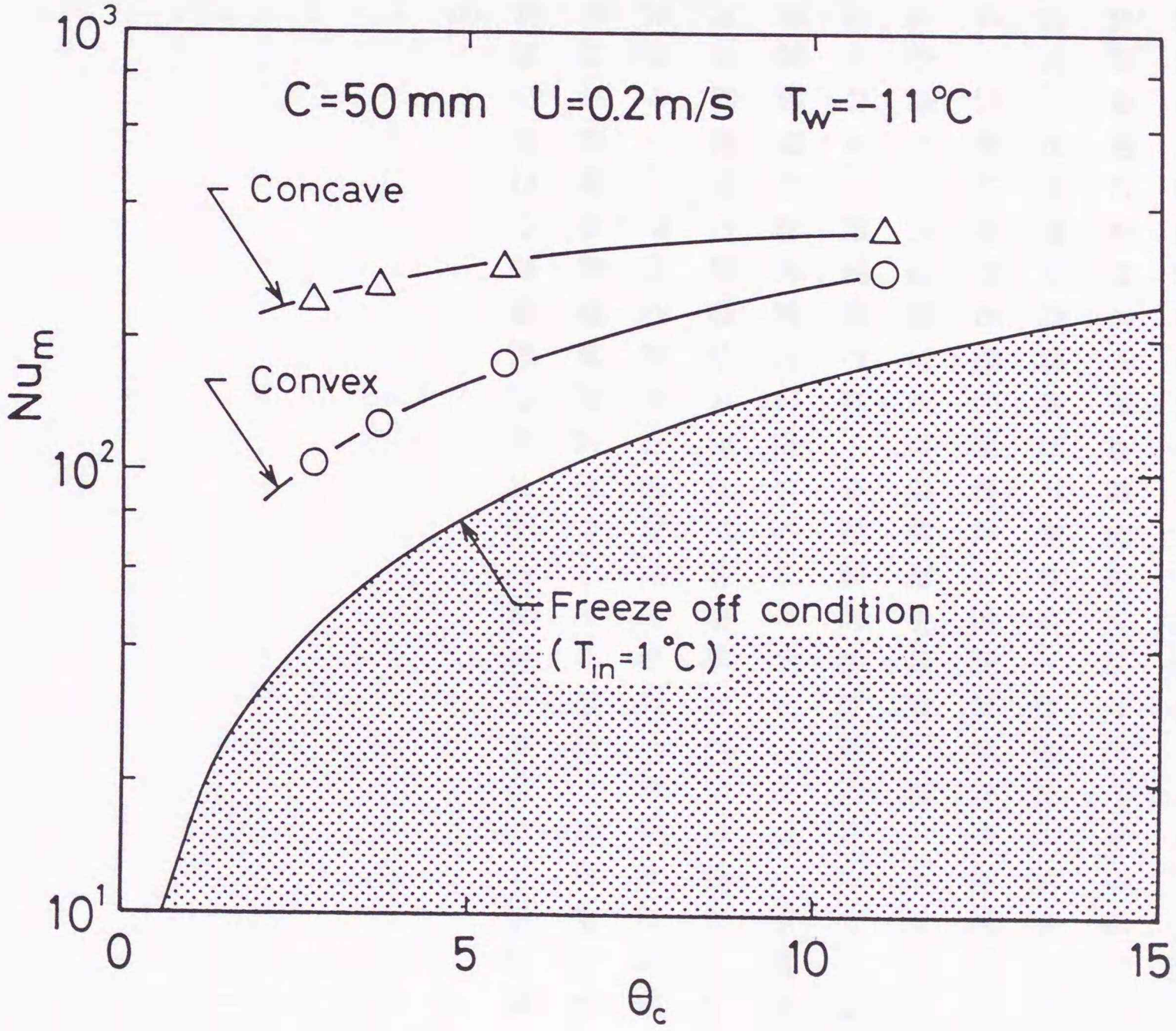



図 5 － 28　平均ヌセルト数に及ぼす冷却温度比の効果

冷却温度比の増加とともに，円管内の平均熱伝達率は増加すると報告している．本凍結実験においても同様の結果が得られており，冷却温度比が増加するに従い，凹凸両曲面の平均熱伝達率は増加していることがわかる．さらに，凹凸それぞれの曲面における，冷却温度比に対する平均ヌセルト数の変化は，凹面側と凸面側とで異なり，凸面側で大きくなっている．凸面における熱伝達率は，凹面のそれと比較して全体的に小さく，凸面側でより凍結層が成長し易い状態にあると考えられる．凹面側では，冷却温度比の増加により，特に顕著な凍結層の形状変化は生じていないが，一方，凸面側では，冷却温度比の影響がステップの移動となって現れている．したがって，冷却温度比の増加とともに，ステップ位置下流における剥離の影響域が広がり，その結果，凸面側における平均熱伝達率の増加割合が大きくなるのではないかと考えられる．

## 第５節　本章のまとめ

本章では，矩形断面を有する返しベンド凹凸両曲面を，ともに冷却した場合において，凍結挙動の観察を行うとともに，凍結挙動に及ぼす流速の効果に関して実験的に検討した．さらに，凍結を伴う場合の凹凸両曲面における熱伝達挙動に対し，流速，冷却温度比，および流路高さの各因子が及ぼす影響について実験的検討を行った．返しベンド凹凸両曲面をともに冷却した凍結実験により，本実験範囲内において以下の事柄が明らかになった．

（１）　返しベンド内の凍結挙動は，凹面側と凸面側でそれぞれ大きく異なる．

（２）　返しベンド凸面上には，流れ方向に対する凍結層厚さの変化が急激な“ステップ”状の凍結層が観察される．

（３）　返しベンド凹面上には，流れ方向に滑らかに凹凸状となる“Smooth”transition型の凍結層が観察される．

（４）　凸面におけるステップ形成位置は，冷却温度比が小さい場合，流速の変化に対して，一様な挙動を示さない．

（５）　冷却温度比が増加するに従い，凹凸両曲面の平均熱伝達率は増加する．また，その変化の割合は，凸面側で大きく，凹面側で小さい．

（６）　流路高さが増加するに従い，凹凸両曲面の平均熱伝達率は増加する傾向を示すが，平均熱伝達に及ぼす流路高さの効果は，凸面側で小さい．

# 第６章　管内流動水凍結の不安定現象

## 第１節　概　説

流水を伴う管内凍結挙動に関する研究により，管内に成長する凍結層はある条件下において，管軸方向に沿い凹凸状の凍結層へと形状変化することが明らかにされており，その形状より“波状凍結層”［20］，“リップル状凍結層”［23］，“ステップ状凍結層”［29］などと呼ばれている．前章までにおいて，このような凍結層の形状変化は，冷却壁を有する返しベンド内にも観察され，凸面においてステップ状の，また凹面においてスムース遷移型の凍結層が形成されることが明らかになった．

強制対流下におけるこれらの複雑な管内凍結現象は，凍結層の成長に伴う流れ場と温度場の相互変化に起因するものと考えられる．管路内で凍結層が発生する場合，非定常的な凍結層の成長により管内流動が変化し，このため凍結層界面の熱バランスが不安定になる．このように，凍結層・流れ場・温度場の三者が密接に影響を及ぼし合いながら非定常的変化を繰り返し，その結果，凍結層の形状変化が生じるものと考えられる．ひとたび凍結層がある部分で凹凸状へと形状変化した後は，凸部において流れが剥離し，剥離点後方における渦や逆流により凍結層が下流より融解されながら，最終的に定常状態へ至るものと考えられる．しかしながら，凍結層が凹凸状へと形状変化する，その発端となる初期原因については，境界層遷移に基づく定性的議論の段階にあり，これを定量的に検討し，凍結層界面上の定常および非定常の流動挙動

を明らかにした研究はなされていないように思われる.

本章では, 管内流動水の不安定凍結現象が, どのようなメカニズムにより発生するのかを明らかにすることを目的としており, 管内に成長する凍結層界面上の流動挙動を, レーザ・ドップラー流速計（ＬＤＶ）を用いて測定することにより, 凍結層が形状変化する初期原因について実験的検討を行った.

## 第２節　レーザ・ドップラー流速計

### ２．１　測定原理

レーザ・ドップラー流速計（Laser Doppler Velocimeter）は, 非接触測定法であるため, 流れを乱さず測定できる優れた特徴を有する. また, 時間分解能, 空間分解能が高く, 温度, 圧力, および濃度などの物理的諸条件に影響されることが少ないなどの特徴があり, 液体, 気体における種々の流れ計測に利用［106］されている. 基本的な原理［107］は, 測定対象の流体に含まれる微粒子からの散乱光によるドップラー効果を利用するものである.

図６－１に, レーザ・ドップラー流速計（ＬＤＶ）の構成図［108］を示す. ＬＤＶは, レーザソース, 光学装置, 光電変換器, 信号処理器, およびデータを処理するためのコンピュータにより, 基本的に構成される. レーザソースには, 通常, He-Ne レーザや, Arイオンレーザが用いられている. 光学装置は, 散乱光の方向により, 前方散乱型, および後方散乱型がある. 一般的に前方散乱光の強度は, 後方散乱光の

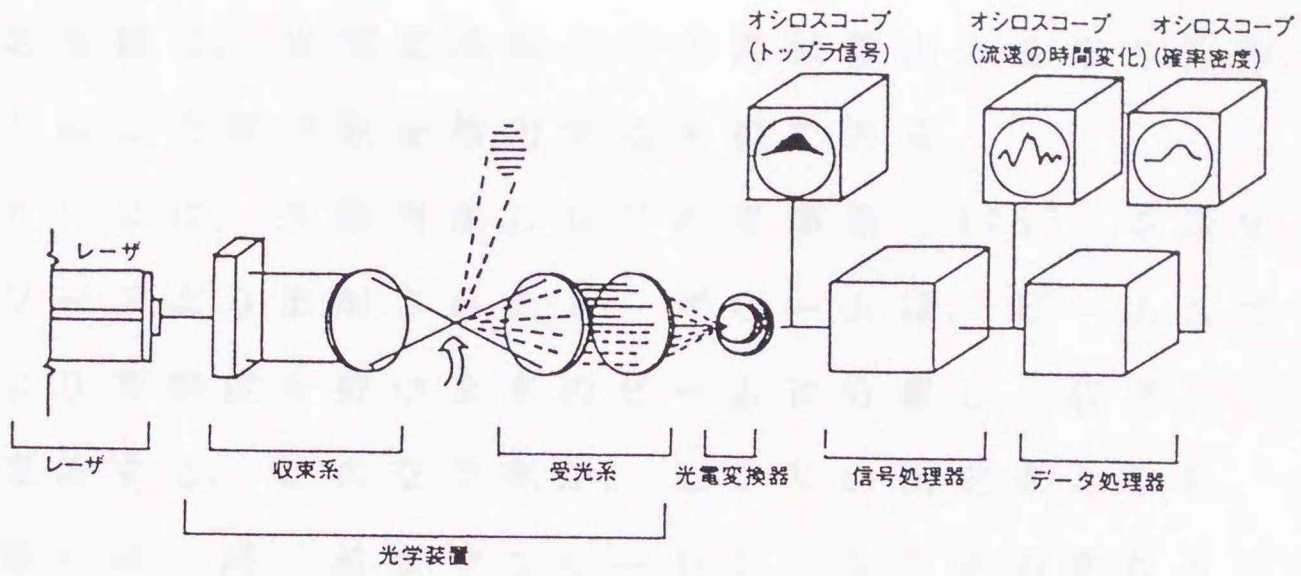



図６－１　レーザ・ドップラー流速計構成図［108］

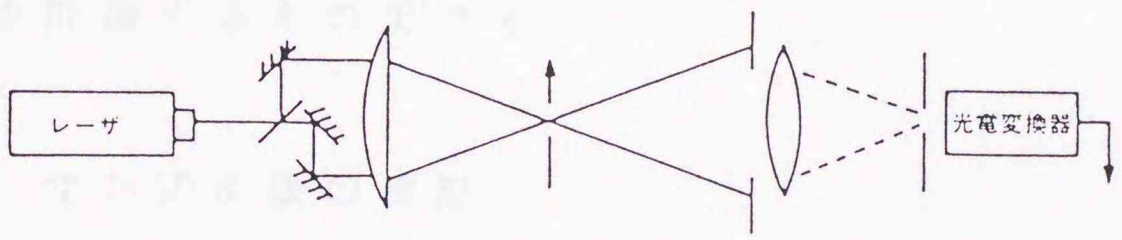



図６－２　差動型ＬＤＶの光学系［108］

100 倍程度と言われており，光学系配置の制限が許す限り，前方散乱型が多く用いられている．光電変換器は，受光系に集められた散乱光を電気信号に変換するものであり，また，信号処理器は，光電変換器よりの周波数出力を取り込み，速度に対応した周波数を検出するものである．

図６－２に，差動型法ＬＤＶの光学系［108］を示す．レーザソースより出射されたレーザビームは，ビームスプリッタにより等強度を持つ２本のビームに分離し，収束レンズにより交差する．この交差部が，ＬＤＶの測定点となる．測定点内部では，同一波長でコヒーレントな方向の異なる２本のレーザビームが交差するため，干渉縞が形成される．流体中の粒子が，測定点内部を通過する時，干渉縞の強度分布に対応した光を散乱する．この散乱光のドップラー周波数を，光電変換器により電気信号に変換し，信号処理器にて検出する．

ＬＤＶは，流体粒子の光散乱粒子にレーザビームを入射し，散乱光のドップラー周波数を検出することにより，流体粒子の速度を計測するものである．

## ２．２　サンプル数の検討

レーザ・ドップラー流速計による測定では，抽出した多数のデータを，コンピュータにより統計的に処理する必要がある．抽出すべきサンプル数の合計を決定するにあたり，測定精度に及ぼす影響を考慮し，個々の測定において適切な値を採用すべきと考えられる．

図６－３は，速度偏差に及ぼすサンプル数の依存性について検討したものである．縦軸の$\overline{U}_{1000}$は，サンプル数1000個

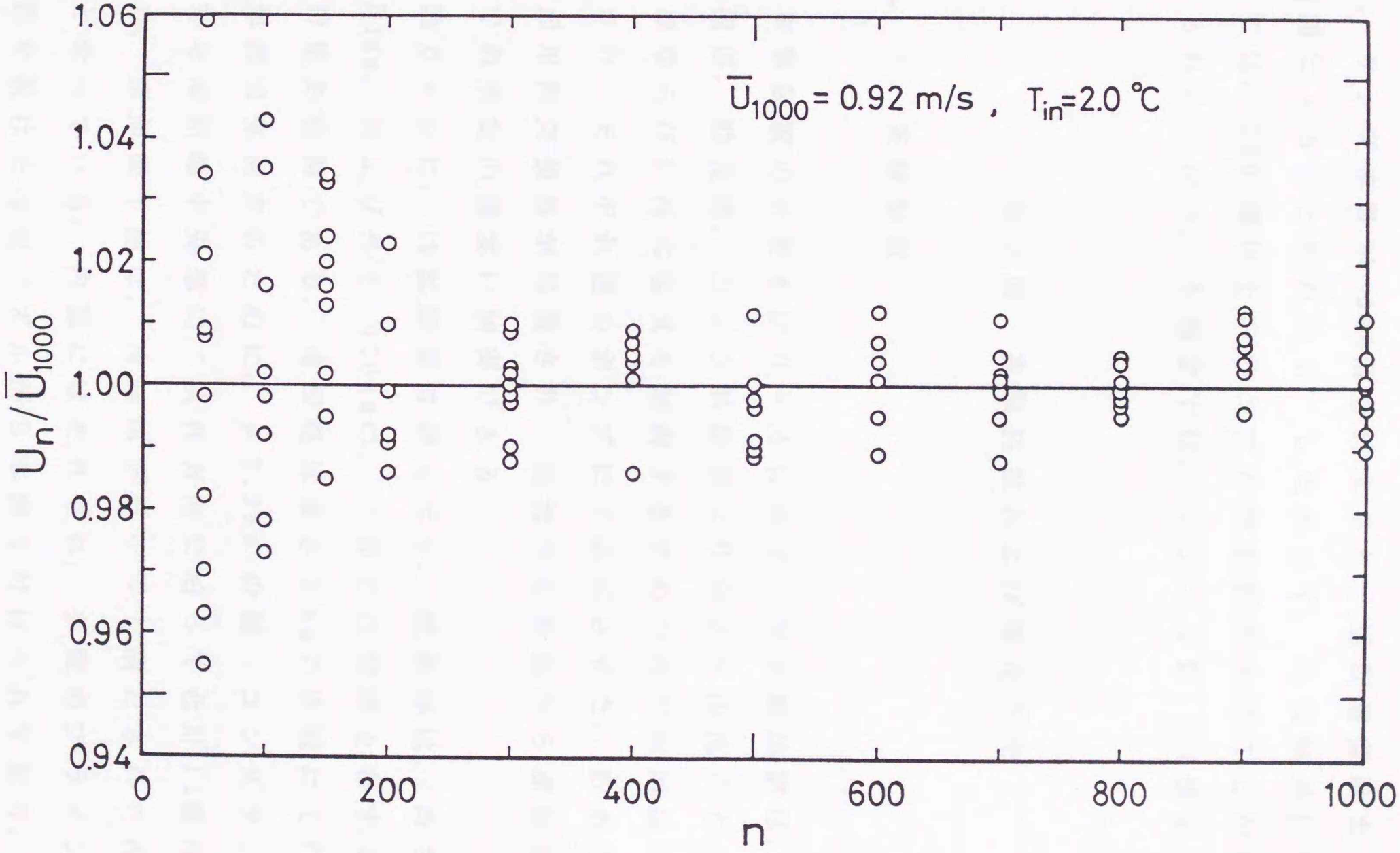



図 6 － 3　サンプル数の検討

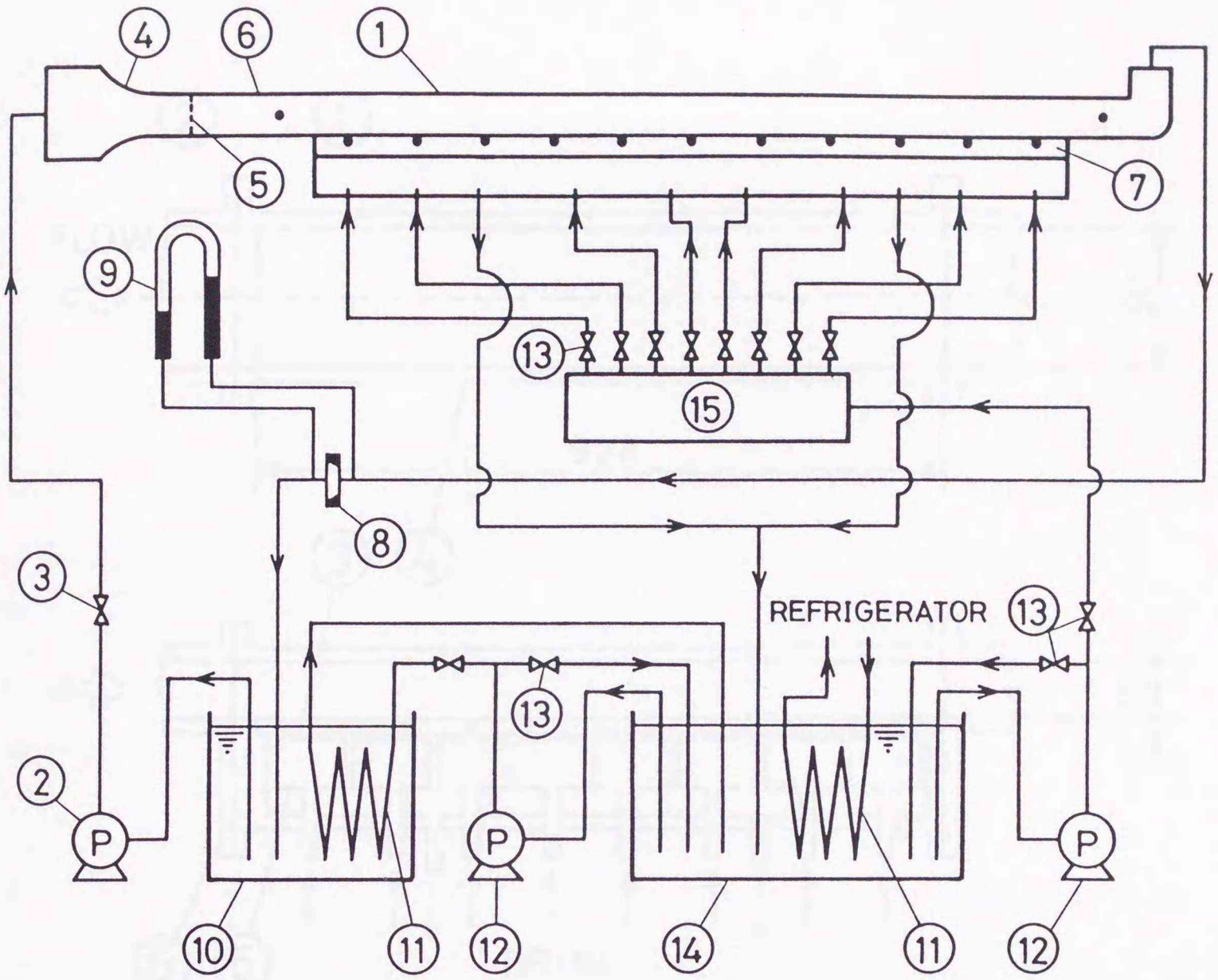
を採用し，数回の測定により得られた平均流速を示す．図より，サンプル数が300個を越えると，速度偏差は±1.5％の範囲に入ることがわかる．したがって，本実験系における測定では，300個以上のサンプル数を採用することが適切と考えられる．なお，本測定では，サンプル数500個を採用した．

## 第３節　実験装置および測定方法

### ３．１　実験装置

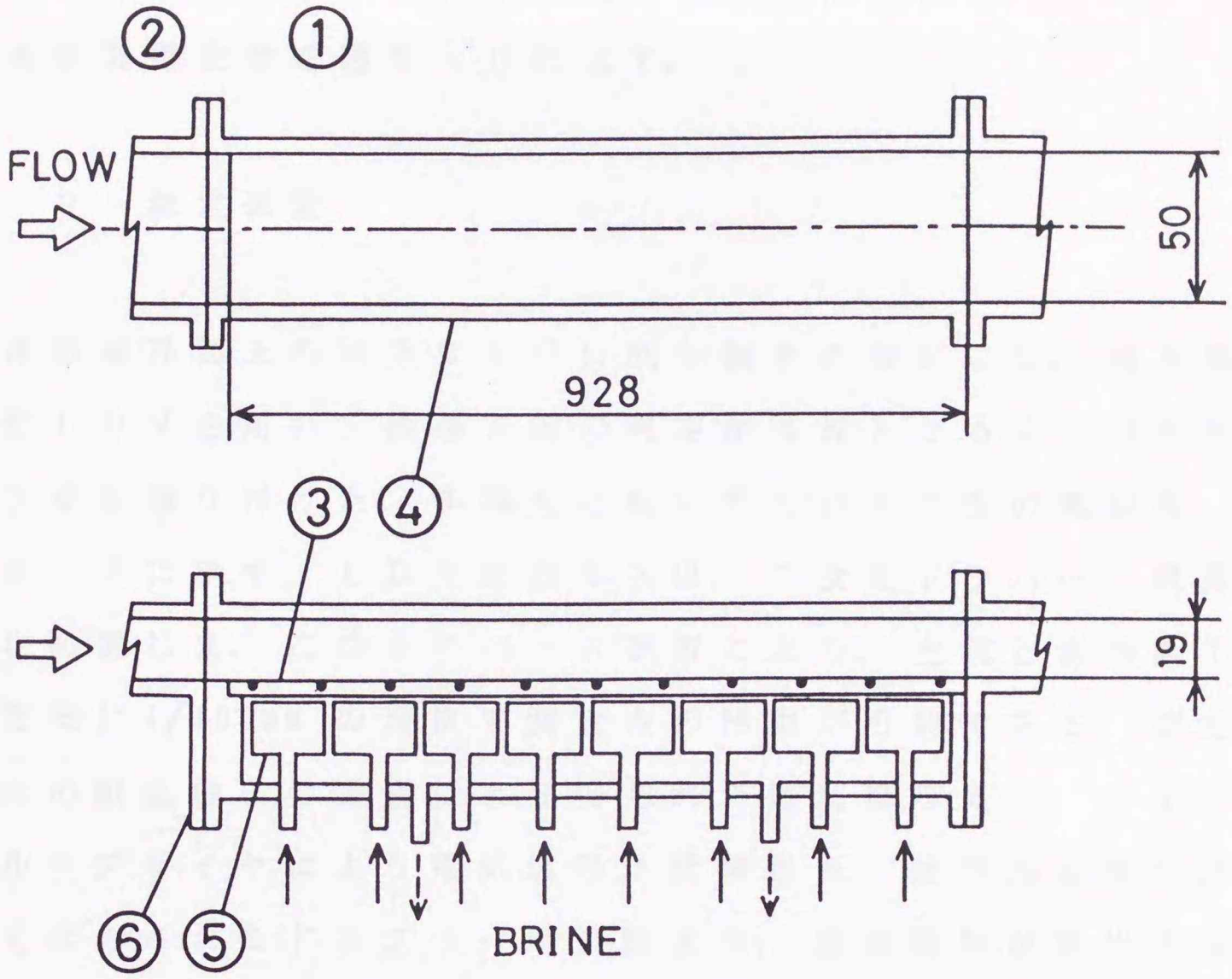
実験装置の概要を図６－４に示す．本実験装置は，貯水槽，縮流部，助走部，および試験部よりなる水回流系と，冷却壁温度ならびに流水温度を制御するための冷却液回流系より構成され，それぞれ遠心ポンプにて回流させた．貯水槽内には冷却用熱交換器が設置され，回流水を常温から凍結温度近傍までの所定の温度に制御できる．

図６－５に，は試験部詳細を示す．試験部は，高さ19㎜，幅50㎜，および長さ928㎜の，下面に冷却壁を有する二次元直行矩形流路である．冷却壁は厚さ３㎜の銅板にて作製し，冷却面温度測定のために，φ0.3㎜の銅・コンスタンタン熱電対を流路幅中央部に，流れ方向に沿って合計11箇所取り付けた．冷却面下部は，冷却用ブラインで満たされた冷却室構造となっている．内部にはそれぞれ，多数のブライン噴き出し孔を設けた冷却ノズルが８本取り付けられており，おのおの独立に流量を制御することにより，冷却面を等温度に維持できる．試験部側面には，流路内に発達する凍結層の非定常




① TEST SECTION
② WATER PUMP
③ WATER CONTROL VALVE
④ CONTRACTED SECTION
⑤ SCREEN
⑥ ENTRANCE SECTION
⑦ COOLED WALL
⑧ ORIFICE
⑨ MANOMETER
⑩ WATER TANK
⑪ HEAT EXCHANGER
⑫ BRINE PUMP
⑬ BRINE CONTROL VALVE
⑭ BRINE TANK
⑮ DISTRIBUTOR
• THERMOCOUPLES

図 6 － 4　実験装置概要図




① TEST SECTION
② CALMING SECTION
③ COPPER WALL
• THERMOCOUPLES
④ FRONT WALL
⑤ BRINE NOZZLE
⑥ FLANGE

図 6 － 5　試 験 部 詳 細 図

的な観察と，ＬＤＶ装置による流動挙動の測定を行うため，厚さ10㎜の透明アクリル樹脂性板を用いた．試験部入口および出口に熱電対を取り付け，流水温度を測定した．

実験装置全景を図６－６に示す．

## ３．２　測定装置

凍結層界面上の流速ならびに乱れ強さの測定には，前方散乱型ＬＤＶを用い，流速方向の判定が可能となるよう周波数シフタを取り付けた．本測定に用いたＬＤＶ装置の概要を，図６－７に示す．ＬＤＶ装置本体は，二次元トラバース装置上に設置した．このトラバース装置により，主流と直角なＹ軸方向に1/100㎜の精度で測定点の移動が可能である．測定点内の散乱粒子の通過により得られた散乱信号光は，フォトマルチプライヤにより電気信号に変換され，信号処理器を介して求められたドップラー周波数より，流速特性が算出される．本測定にはカウンタタイプ信号処理器を用い，パーソナルコンピュータにてデータの抽出，および統計的処理を行った．なお，本実験では水道水を用いており，粒子を注入しなくともドップラー信号を観測できるが，ドップラー信号のＳＮ比を向上させるため，シーディングに，ポリスチレン粒子，および市販のスキムミルクを用いた．

図６－８に，ＬＤＶ装置全景を示す．

## ３．３　測定方法

遠心ポンプにより貯水槽より吐出された水流は，縮流部，

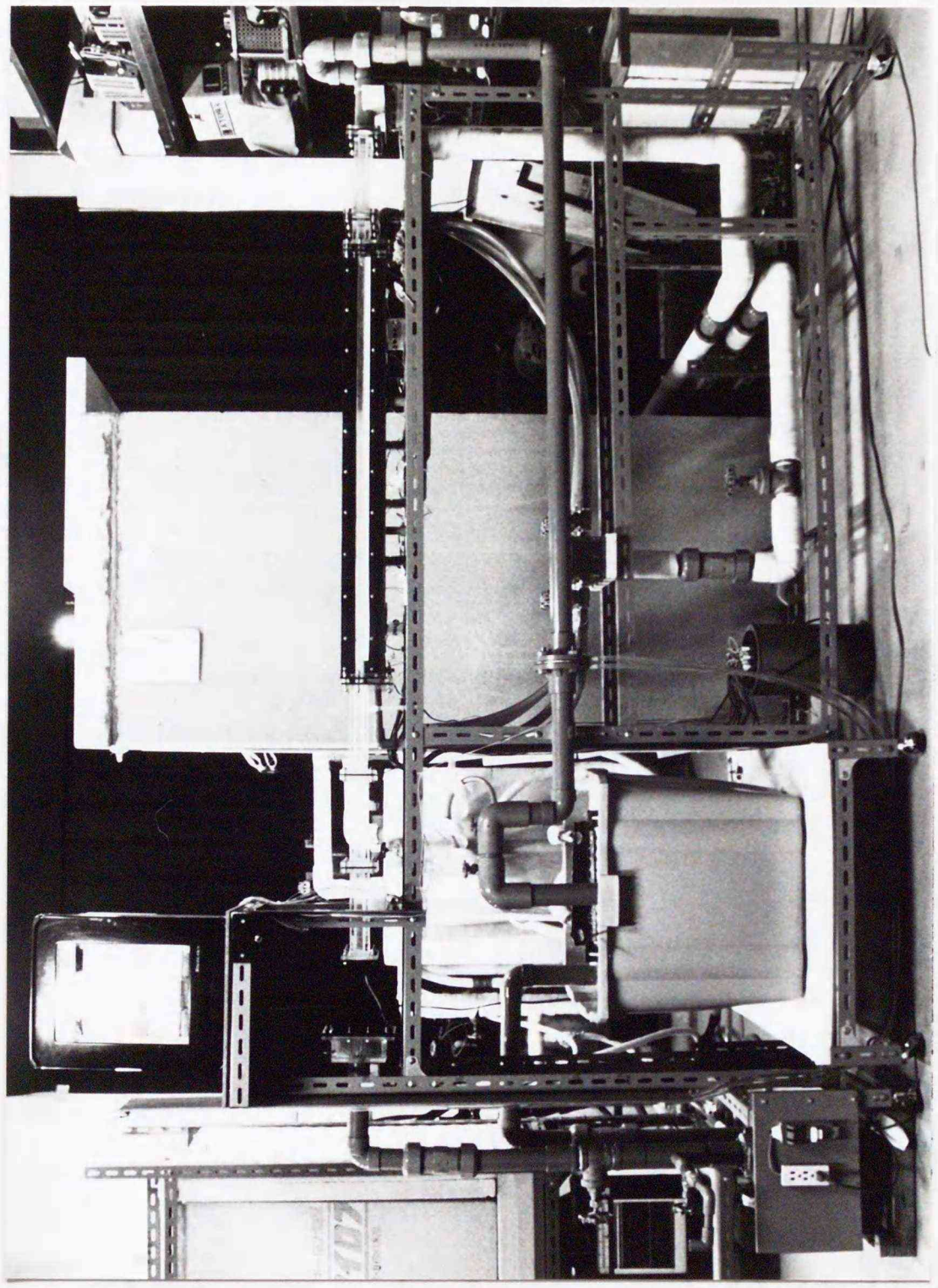
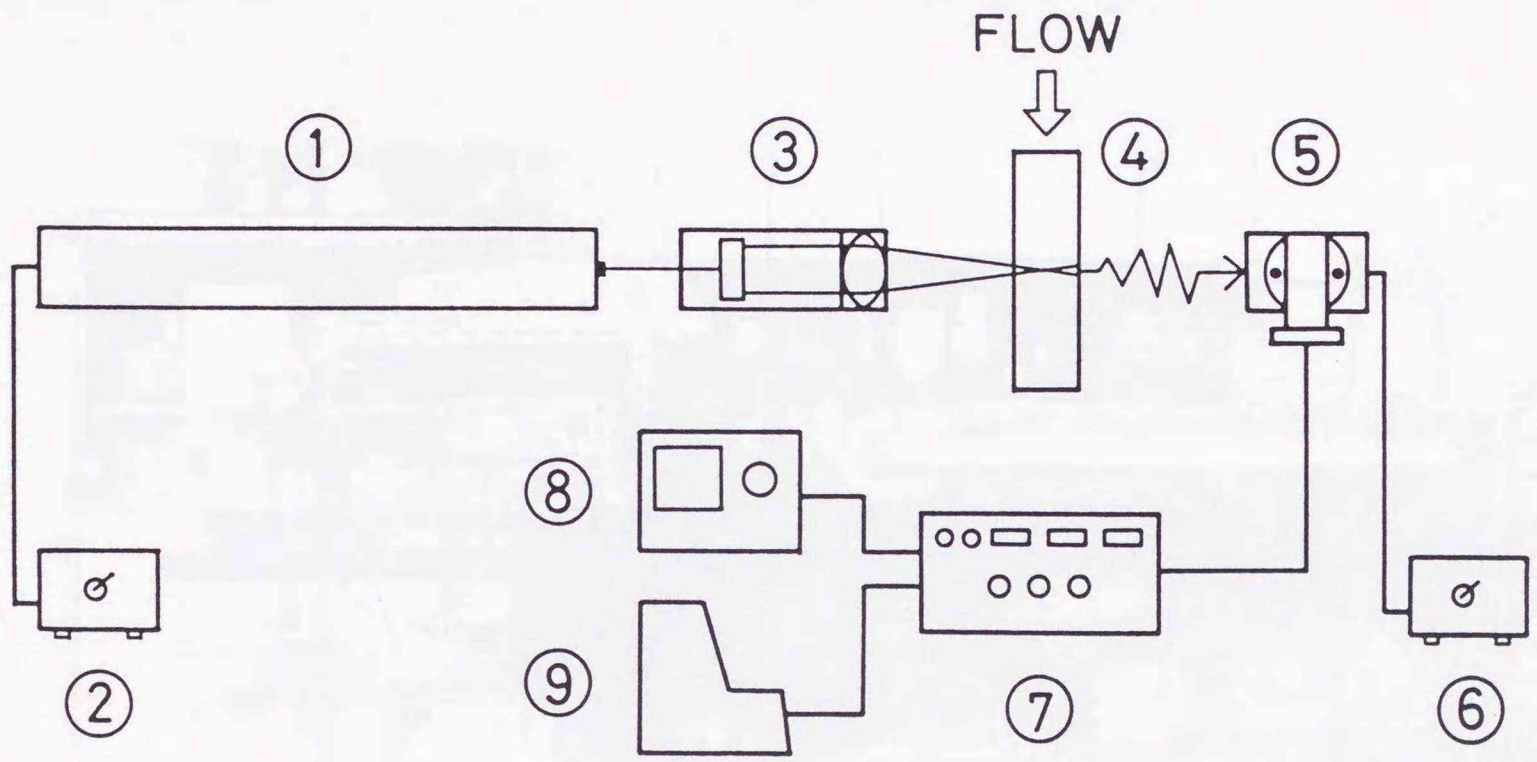


図６－６　実験装置全景




① He-Ne LASER
② POWER UNIT
③ BEAM SPLITTER
④ TEST SECTION
⑤ PHOTOMULTIPLIER
⑥ POWER UNIT
⑦ SIGNAL PROCESSOR
⑧ SYNCHROSCOPE
⑨ PERSONAL COMPUTER

図６－７　ＬＤＶ装置概要

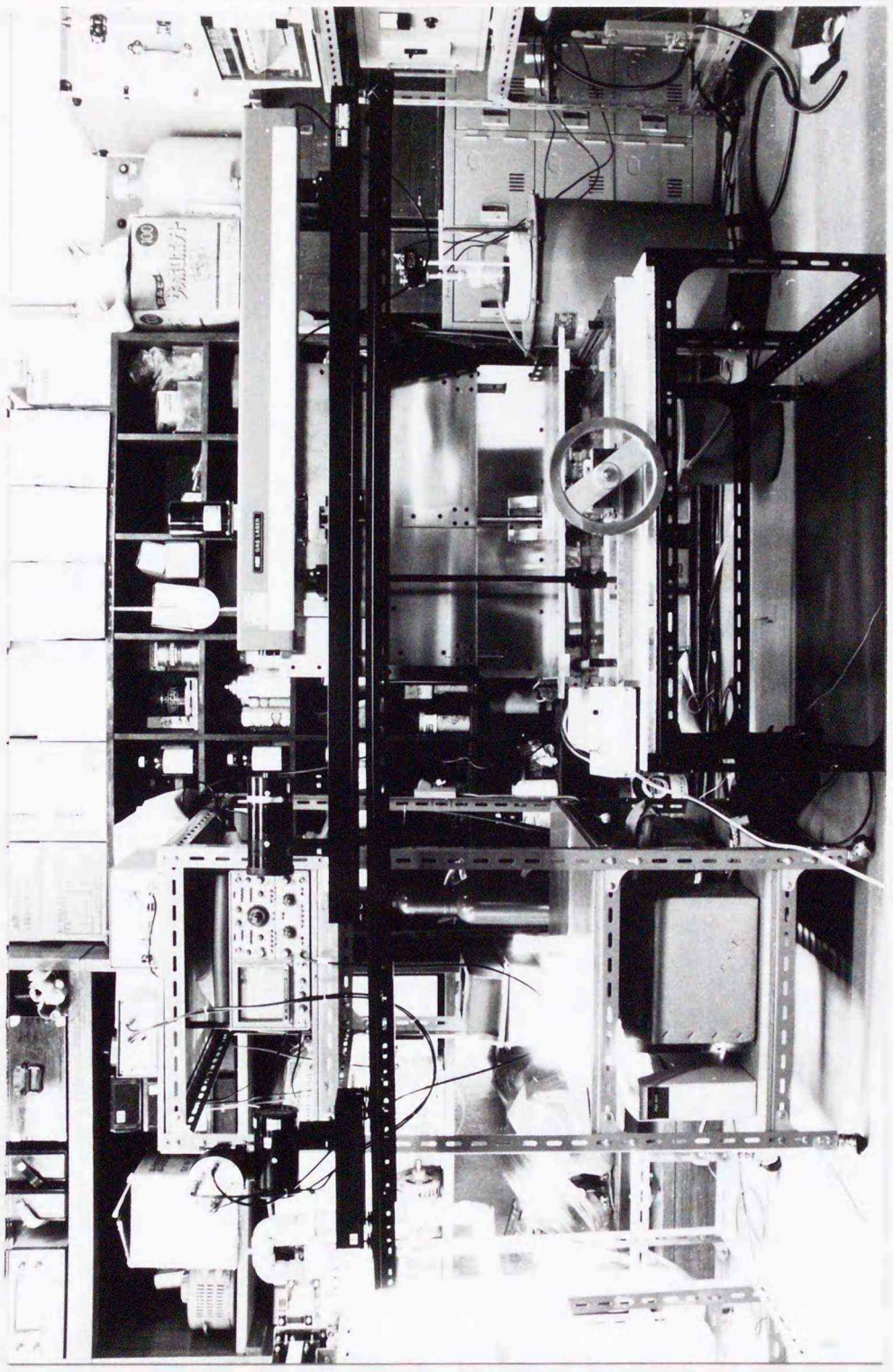


図６－８　ＬＤＶ装置全景

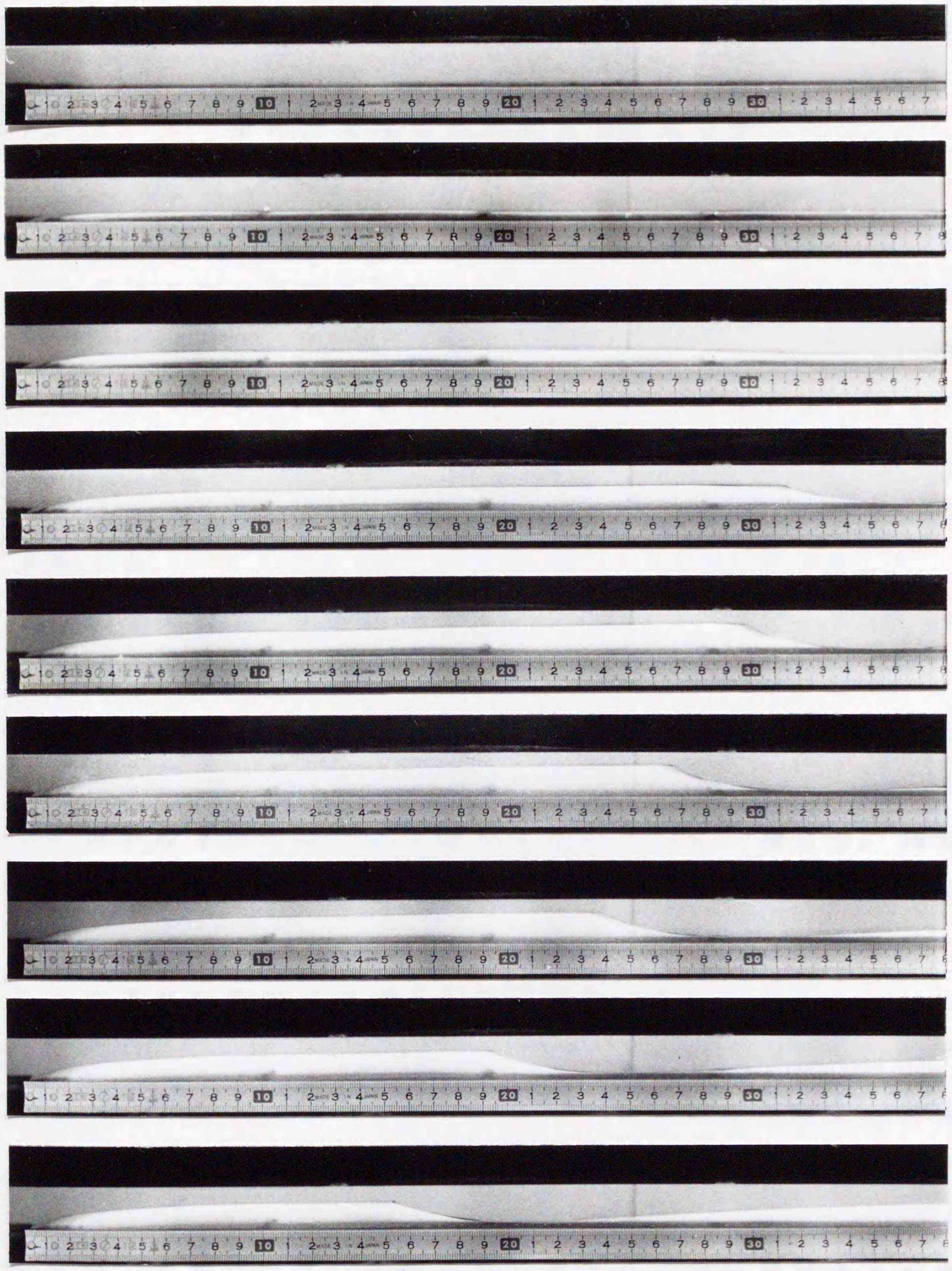
助走部を通過し，冷却壁を有する試験部流路へ流入する．所定の流水温度が得られた後，試験部下面の冷却を開始し，流路内凍結層の観察ならびに凍結界面上の流動挙動を測定した．また，ステップ状凍結層の初期発生原因を検討するにあたり，あらかじめ定めた実験条件の下で数回の予備実験を行い，凍結層の非定常挙動の把握ならびに再現性の確認を行った．これらの予備実験に基づき，凍結層が形状変化を開始する位置近傍にレーザー光の測定点を固定し，凍結層の発達に伴う速度および乱れ強さの非定常測定を行った．

## 第４節　測定結果および考察

### ４．１　凍結層成長挙動の観察

流路内に成長・発達する凍結層の一例を，図６－９に示す．これらの写真は，入口平均流速0.5m/s，流入水温度 1.5℃，冷却面温度-13.0 ℃の実験条件下における流路内凍結層の非定常成長挙動を示している．冷却開始５分後において，凍結層は冷却面に沿ってなだらかにほぼ一様に成長しているが，15分経過後，冷却開始端より約32cmの位置において，凍結層の局所的な融解が観察される．さらに時間が経過すると，凍結層は顕著な凹凸状へと形状変化し，いわゆる“ステップ”状の凍結層が観察される．また，時間の経過とともに，ステップ位置は，上流側へと移動していく様子が認められる．このように，流水を伴う場合の凍結現象は複雑であり，流れ方向に沿う凍結層は形状変化することがわかる．

t (hr:min)



00:00

00:05

00:15

00:30

01:00

01:30

02:00

03:00

05:00

$U_{in}=0.5m/s$ , $T_{in}=1.5℃$ , $T_w=-13.0℃$

図 6 － 9　凍結層成長挙動

## 4．2　定常状態における流動特性

### 4．2．1　滑らかな凍結層界面上の速度分布

従来より，縮流された流路を通過する流体は，層流化の影響を受けることが知られている．流水を伴う管内に凍結層が成長する場合にも，流水は凍結層により縮流された流路を通過することになり，層流化が発生するのではないかと考えられている．しかしながら，凍結層界面上の流動状態を定量的に検討した報告例はなく，実際の流動状態は今まで明らかでなかった．

入口平均流速0.5m/s，流入水温度５℃，冷却面温度-8℃の条件下で観察された定常状態における凍結層を，図６－10に示す．また，この場合の凍結層界面上の速度分布を，図６－11に示す．凍結層は，冷却開始端より単調に成長し，流れ方向に沿い厚さが一定となる分布を示している．図より，冷却開始端（X=0mm）において，流れは発達した乱流状態（管レイノルズ数$Re_d$=9200）にあるが，凍結層先端より下流に沿って新たな速度境界層が発達していく様子がうかがえる．

図６－12は，図６－11の結果を，通常の無次元摩擦速度の形でプロットしたものであり，参考のため円管内における乱流境界層の速度分布と比較し示してある．矩形管の管摩擦係数は縦横比により異なり，また円管の場合と必ずしも一致しないが，本測定で用いた流路の縦横比は，凍結層厚さを考慮するとa/b=2.63～6.25の範囲にあり，円管の場合とほぼ同程度である［109］と考えられる．したがって，この場合の壁面せん断応力$\tau_w$，は円管におけるブラジウスの実験公式［

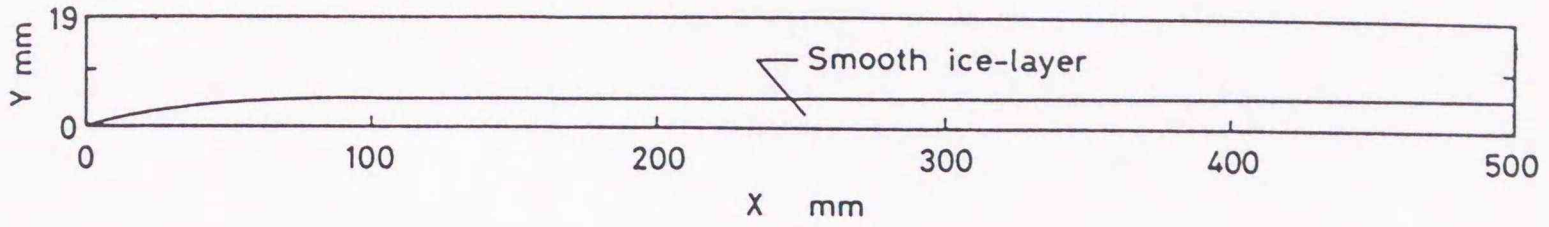



図 6 － 10　凍結層形状

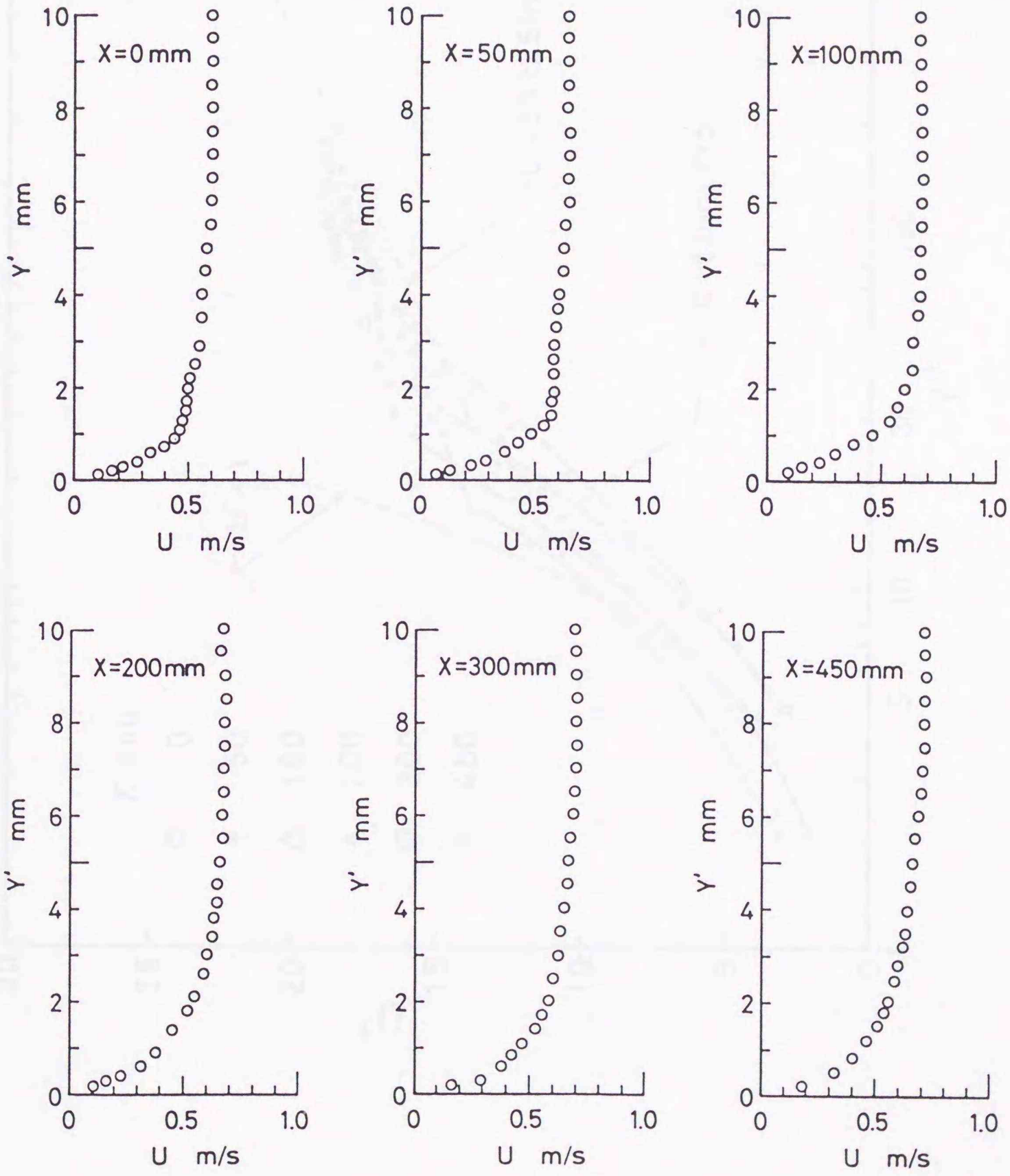



図 6 － 11　凍結層界面上の速度分布

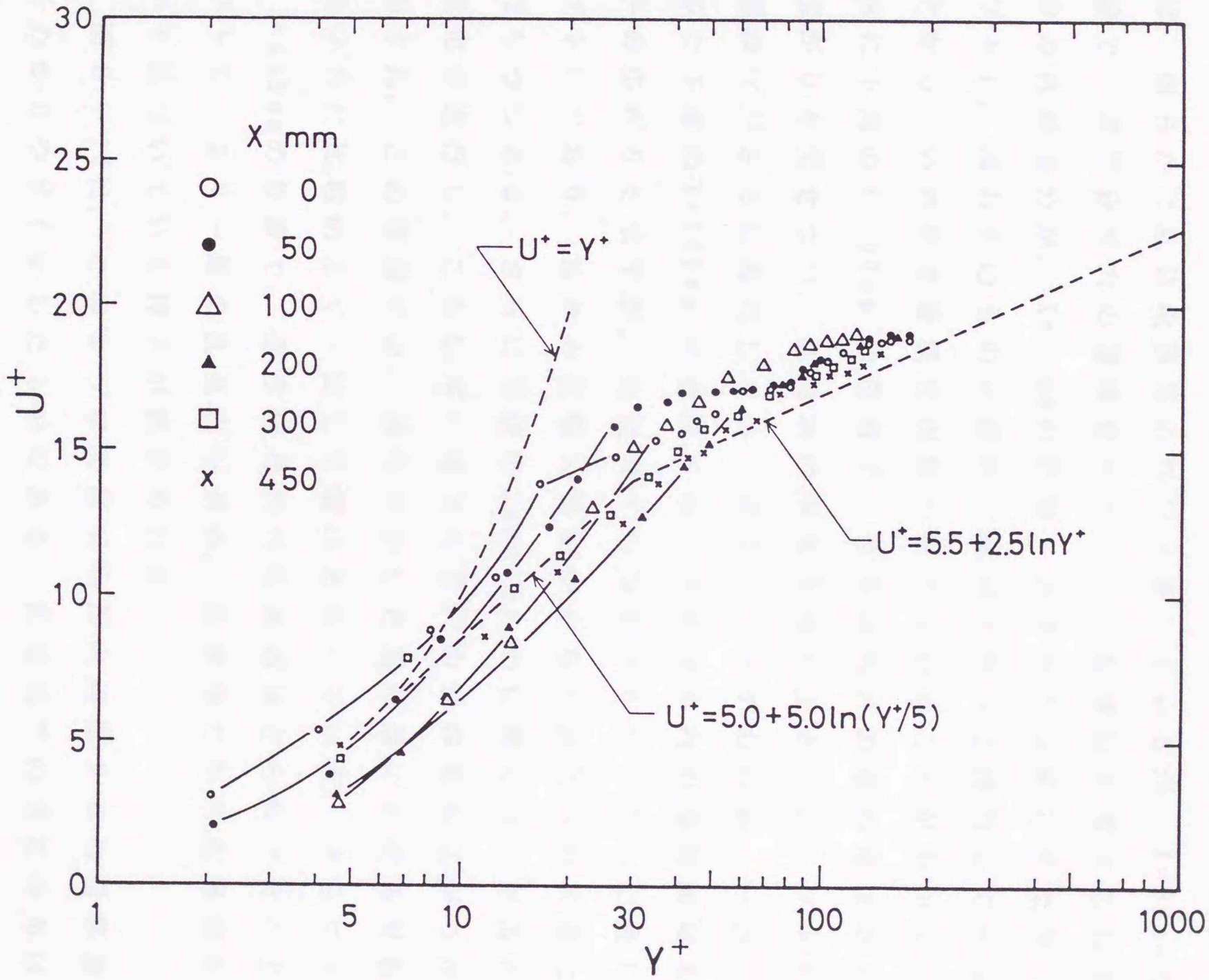



図 6 － 12　無 次 元 摩 擦 速 度 分 布

110] より水力直径deを用いて算定したものである．この図を用いて，得られた測定結果を詳細に検討してみると以下のことがわかる．X=0 mmの位置（流路入口）における速度分布は，明らかに乱流境界層の様相を呈しているが，X=50mmの位置で，速度分布内の遷移層が広がり，乱流域と考えられる図中の直線部分が，X=0 mmの位置でのそれと比較して上方へシフトし，流れそのものが遷移状態のそれへと移行していることから，いわゆる層流化現象が生じていることがわかる．さらに下流のX=100mm の位置で，速度分布内の遷移層はさらに広がりを見せつつ，乱流域の速度分布も上方へとシフトし，層流化がさらに進行していく様子がうかがわれる．一方，さらに下流のX=200mm の位置では，速度分布内の遷移層はわずかの広がりを示すが，乱流域での速度分布が下方へと逆にシフトしており，流れの状態は層流化から乱流化への状態に移行しつつある．さらに下流のX=300mm の位置では，主流の乱流化が進行し，これに伴い速度分布内の遷移層の広がりが抑制され，この領域では，図中に示した遷移層における対数速度分布に比較的よく一致した流れとなっている．さらに下流X=450mmの位置で，速度分布内の乱流域はさらに下方へとシフトし，より一層の乱流化が進み，乱流域でも対数速度分布へと近づいていく様子が認められる．

図６－13は，このような乱流境界層内速度分布の遷移過程をわかりやすく示したものである．乱流域での速度分布は，流れ方向に沿う各位置での違いが明瞭となるよう図示してある．

凍結層界面上の流動状態は，上述したように，流れ方向に沿い，層流化から乱流化への変遷過程を経るものと考えられ，

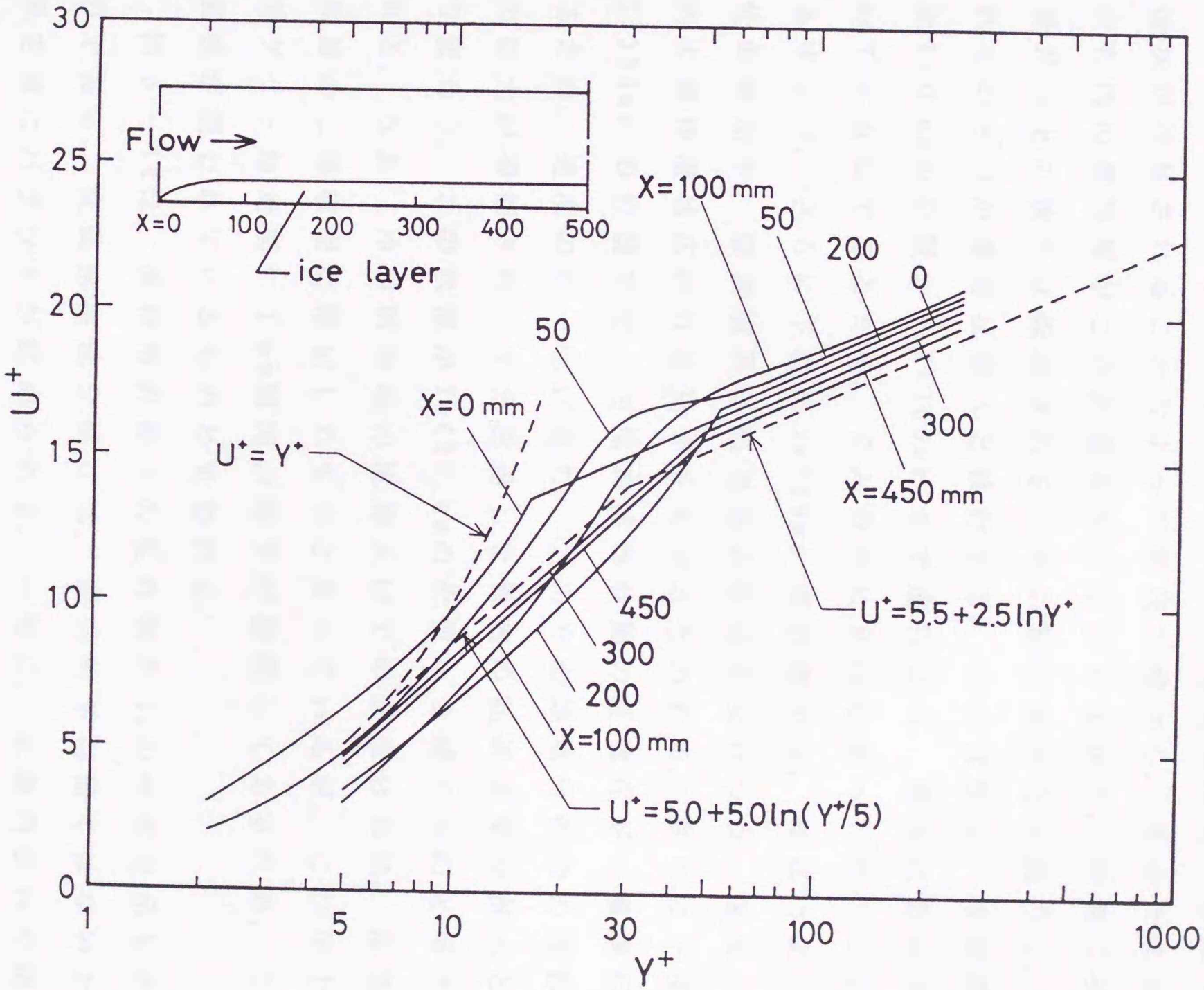



図 6 － 13　速 度 分 布 の 遷 移 過 程

この現象は次のように説明されるものと思われる.

冷却開始端から発達する凍結層の存在により, 流水は縮流されながら冷却を受けることによって温度境界層が発達する. 流水が冷却されることによって粘性が増加し, そのため速度分布内の遷移層がこの影響を受けながら広がり, 同時に凍結層界面上の流れは縮流される. その結果層流化が進行し, 流れそのものが遷移状態へと移行する. この状態は, 冷却開始端X=0 mmの位置からX=100mm まで進行する. 遷移状態はきわめて不安定であるため, すみやかに乱流状態へと移行しようとするが, さらに下流のX=200mm の位置では, 冷却による粘性の増加や, 温度境界層の発達の影響を受けつつ, 速度分布内の遷移層は広がりを見せるものと思われる. さらに下流のX=300mm の位置では, 主流の流れ状態の乱流化が一層進行するため, 速度の均一化が進む. このため速度分布内の遷移層の拡大が抑制され, 十分発達した管内の乱流速度分布へと移り変わり, この状態がX=450 mmの位置へと続くものと考えられる. なお, 冷却開始端の流路入口での速度分布は, 乱流境界層の二層模型に類似したものとなっているが, これは上流側ダクト助走部に1 mm間隔の格子が設置してあるため, この影響が現われているものと思われる.

図6－14は, 凍結層界面上の乱れ強さ$I_t$の分布を示したものである. 変動速度成分値U'は, 時間的平均値ではないため, 測定値にバラツキが認められる. 一般に, 水路内流れや格子下流の主流は, 5～10%程度の乱れ強さを有すると言われているが, 本測定値もほぼそれらと同程度の乱れ強さを示している. また, 流路における乱れ強さの分布は, 壁面近傍において乱れ強さが最大値を示すという結果[111] が報告され

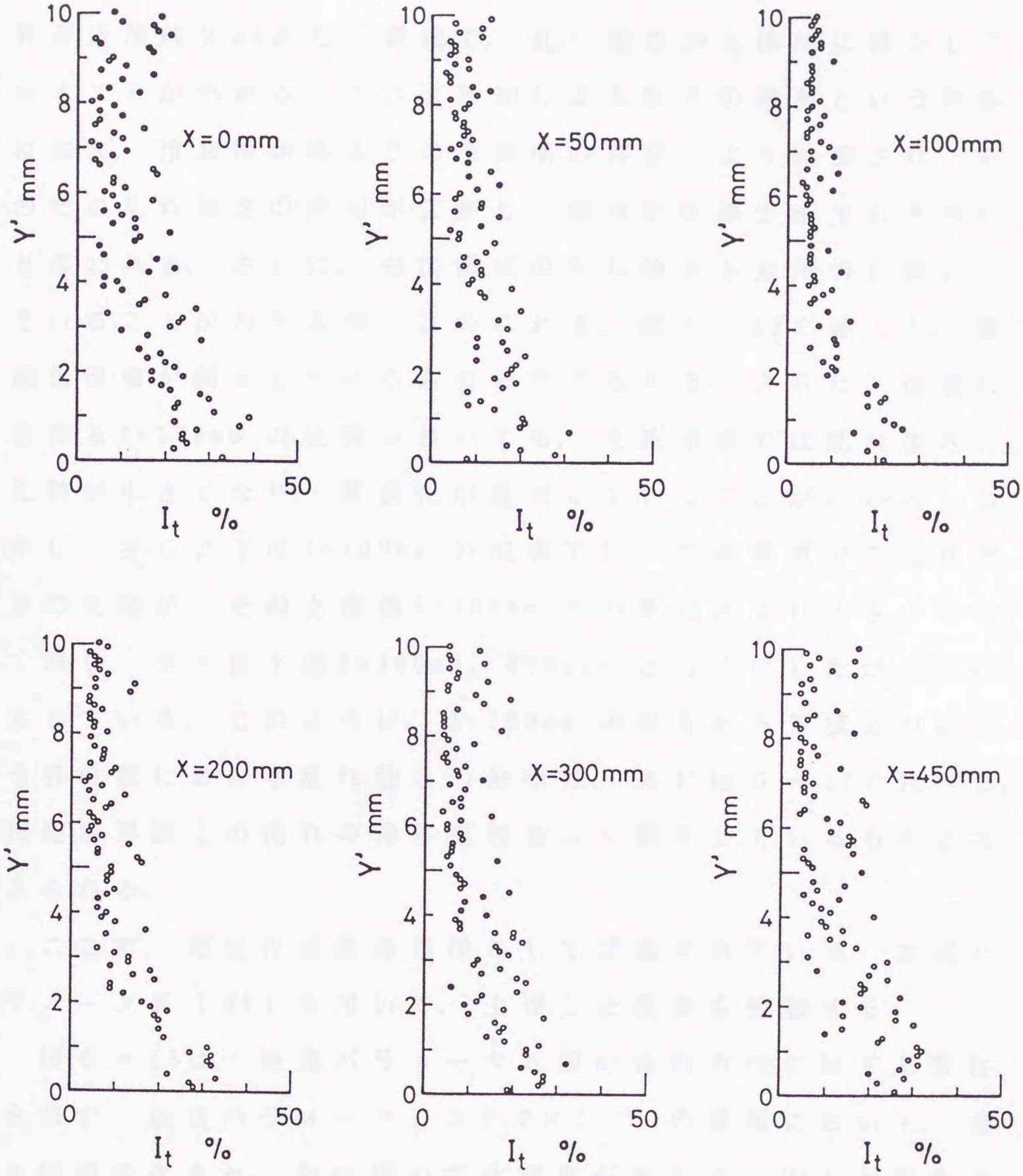



図 6 － 14　乱れ強さ分布

ており，この点に関しても，同様の乱れ強さ分布を示している．図より，X=0 mmから50mmへと到る過程において，凍結層界面近傍約2 mmまでの領域で，乱れ強さが全体的に減少していることがわかる．これは冷却による粘性の増加という効果に加え，冷却開始端よりの凍結層の存在により縮流され，そのため乱れ強さの分布が変形し，相対的な減少が生じたものと思われる．さらに，主流領域の乱れ強さも全体的に減少していることがわかるが，このことは，図6－12で述べた，層流化現象が関与しているものと考えられる．さらに下流側にあたるX=100mm の位置においても，主流領域では乱れ強さの変動が小さくなり，層流化が進行していることがわかる．しかし，さらに下流X=200mm の位置では，主流領域での乱れ強さの変動が，その上流側X=100mm での測定値より大きくなっており，さらに下流X=300mm，450mmへと行くにしたがって増大している．このように，X=200mm の位置から下流方向に沿う各位置における乱れ強さの分布は，先に図6－12で述べた，凍結層界面上の流れの遷移過程をよく説明しているものと考えられる．

ここで，層流化現象の指標として定義されている，加速パラメータK［96］を用いて，上述した現象を検討する．

図6－15は，加速パラメータK値の流れ方向に対する変化を示す．加速パラメータ$K > 3.0 \times 10^{-6}$ の領域において，流れは層流化され，熱伝達の劣化現象が生じる［96］と報告されている．本測定結果では，流路入口X=0 mmからX=100mm に到る過程において，凍結層界面上の流れは層流化され，また，X=200mm からX=450mm に到る過程では，層流化から乱流化へと再遷移する結果が得られている．加速パラメータKの値も，

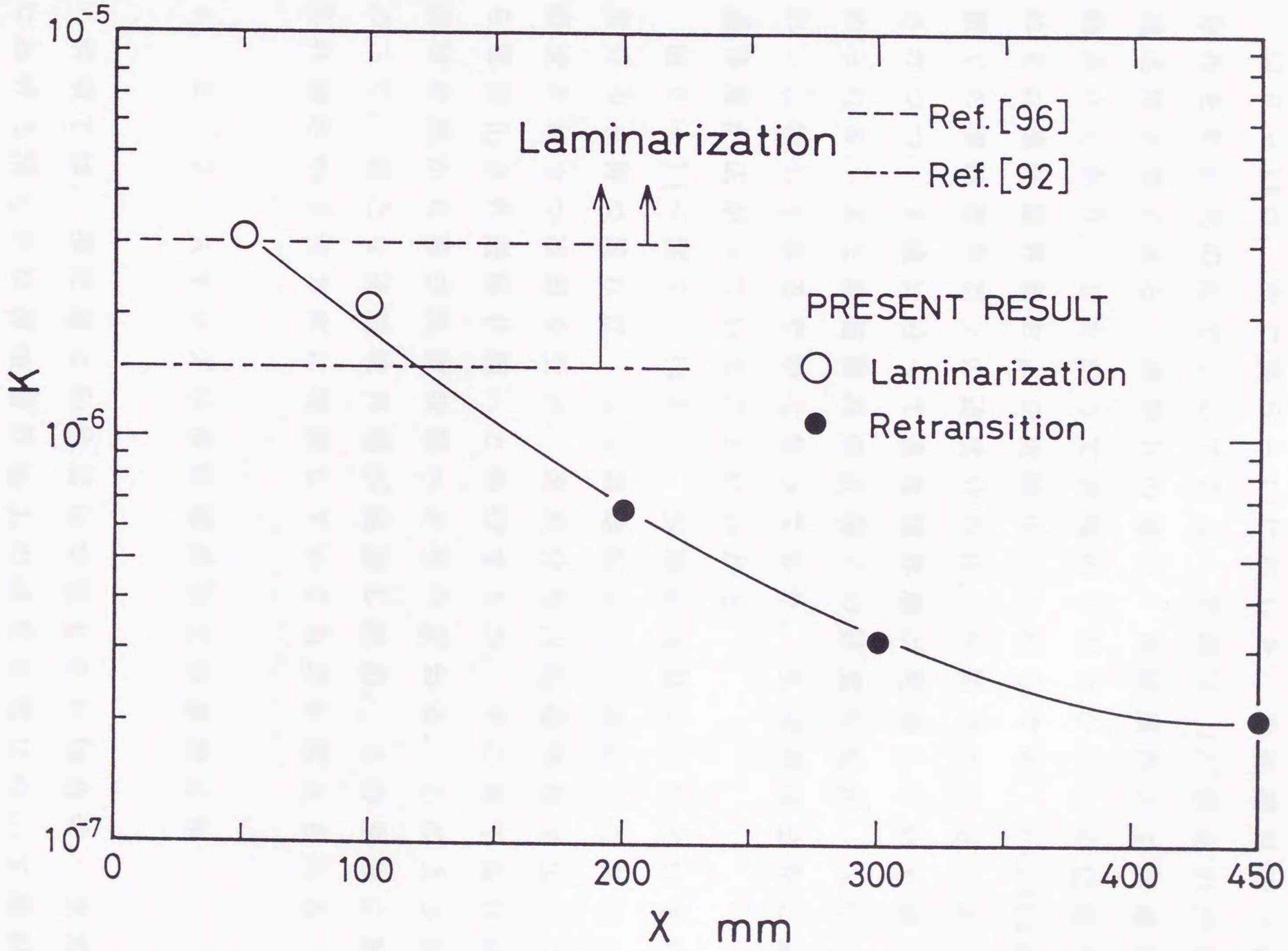



図 6 － 15　加速パラメータ分布

このような流動状態の変遷過程に対応しており，ほぼ妥当な値を示しているものと考えられる．

図６－16は，先に図６－11に示した，凍結層界面上の速度分布を無次元の形で示してある．実線は 1/7乗則の円管内乱流速度分布である．横軸ｂの値は，凍結層厚さを考慮した流路高さであり，したがって横軸の０および1.0 の位置は，それぞれ凍結層界面および流路中心に相当する．X=100mm の位置での凍結層界面上の速度分布は，凍結層の存在により縮流されつつ，下流に沿って速度境界層が発達していく様子が認められる．また凍結層界面近傍での速度勾配が，入口でのそれと比較してゆるやかとなっており，乱流速度分布における遷移層が広がっていることがわかる．

図６－11～図６－16より，試験部流路入口において乱流速度分布を持つ流れは，冷却開始端よりの凍結層の存在により，縮流されつつ冷却を受け，速度分布内の遷移層が広がりながら層流化され遷移状態へと移行するが，その後下流に沿って遷移状態から再び乱流状態へと移り変わる．このような状況の下で，新たな速度境界層が発達し始め，その過程において乱れ強さが下流方向に増加していくものと考えられる．

### ４．２．２　ステップ状凍結層界面上の速度分布

前項では，凍結層に形状変化が生じない場合の，定常状態における滑らかな凍結層界面上の速度分布について検討した．流路内に占める凍結層の厚さは全体に薄く，したがって，凍結層の存在による流水の加速が小さい場合であった．本項では，凍結層がステップ状へと形状変化した場合の，定常状態

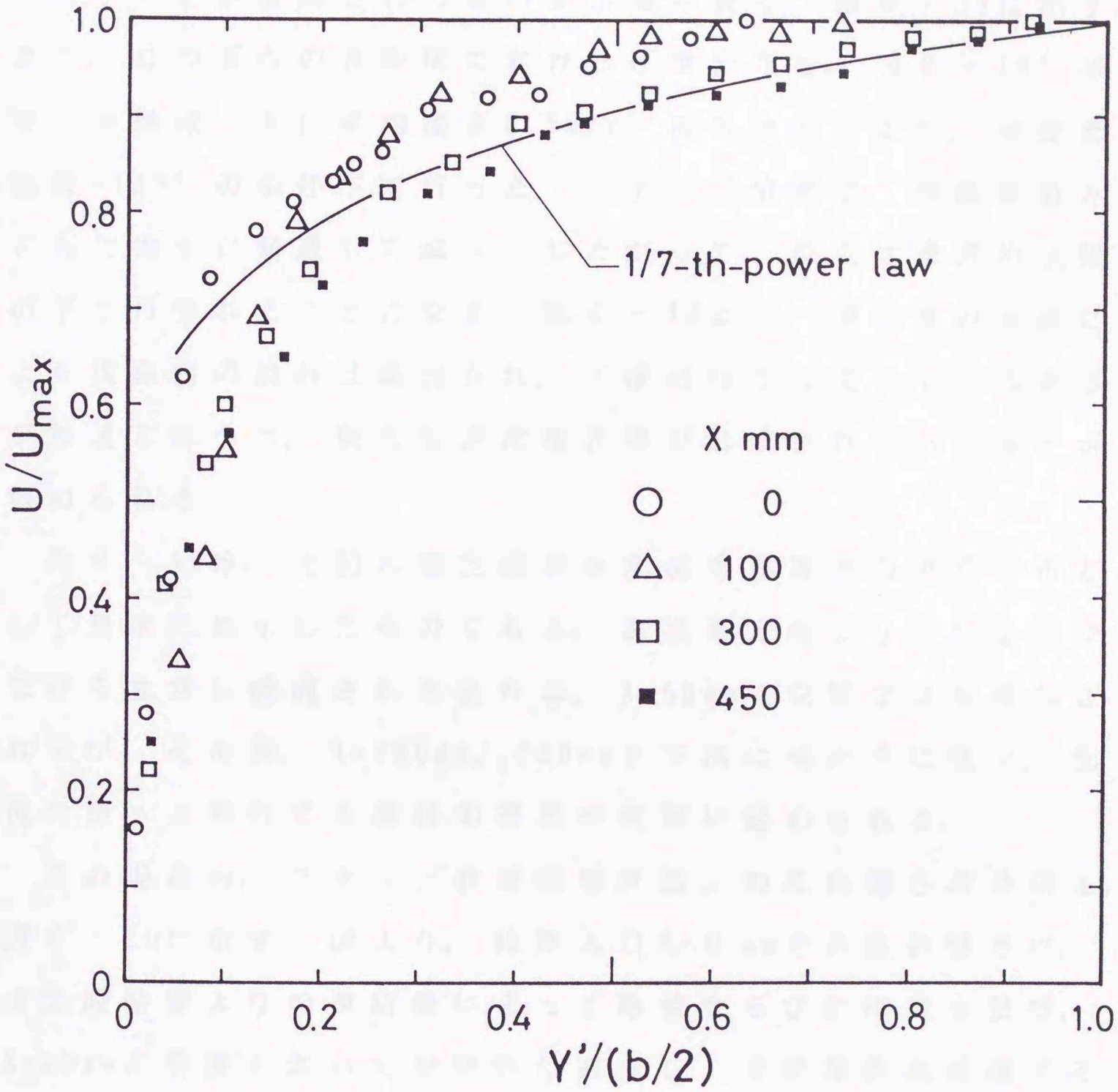



図 6 － 16　無 次 元 速 度 分 布

におけるステップ位置上流域の流動特性に関して検討する．流路内に占める凍結層は厚く，流水は大きく加速されるものと考えられる．

ステップが形成された後の凍結層写真を，図６－17に示す．また，この場合の各断面における速度分布を，図６－18に示す．実験は，入口平均流速0.5m/s，流入水温度２℃，冷却面温度-13℃の条件下で行った．ステップ位置は，時間経過とともに徐々に前進しており，したがって，測定は過渡的状態の下で行われたことになる．図６－18より，凍結層の発達により流路内の流れは縮流され，下流に行くに従って主流速度が加速されつつ，新たな速度境界層が形成されていく様子が認められる．

図６－19は，上記の測定結果を乱流境界層内の速度分布として無次元表示したものである．凍結層先端より冷却を受けながら急激に縮流された流れは，X=50mmの位置では層流化されるが，その後，X=150mm，250mmと下流に向かうに従い，乱流状態へと移行する遷移の過程が明瞭に認められる．

この場合の，ステップ状凍結層界面上の乱れ強さの分布を，図６－20に示す．図より，流路入口X=０mmでの乱れ強さは，冷却開始端よりの凍結層によって縮流ならびに冷却を受け，X=50mmの位置において全体的に減少し，凍結層界面近傍でその影響が顕著であることがわかる．しかしながら，さらに下流のX=150mm，250mmの位置では，乱れ強さは流路断面全体にわたり，増大していく傾向が認められる．このことは，先に図６－19に示したように，X=50mmの位置ですでに層流化された流れが，その後下流に沿って乱流状態へと至る遷移過程に対応しているものと考えられる．

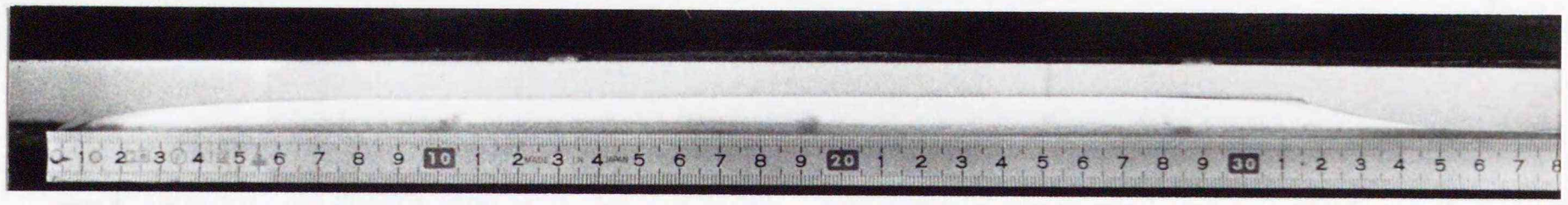


図 6 － 17　凍結層形状

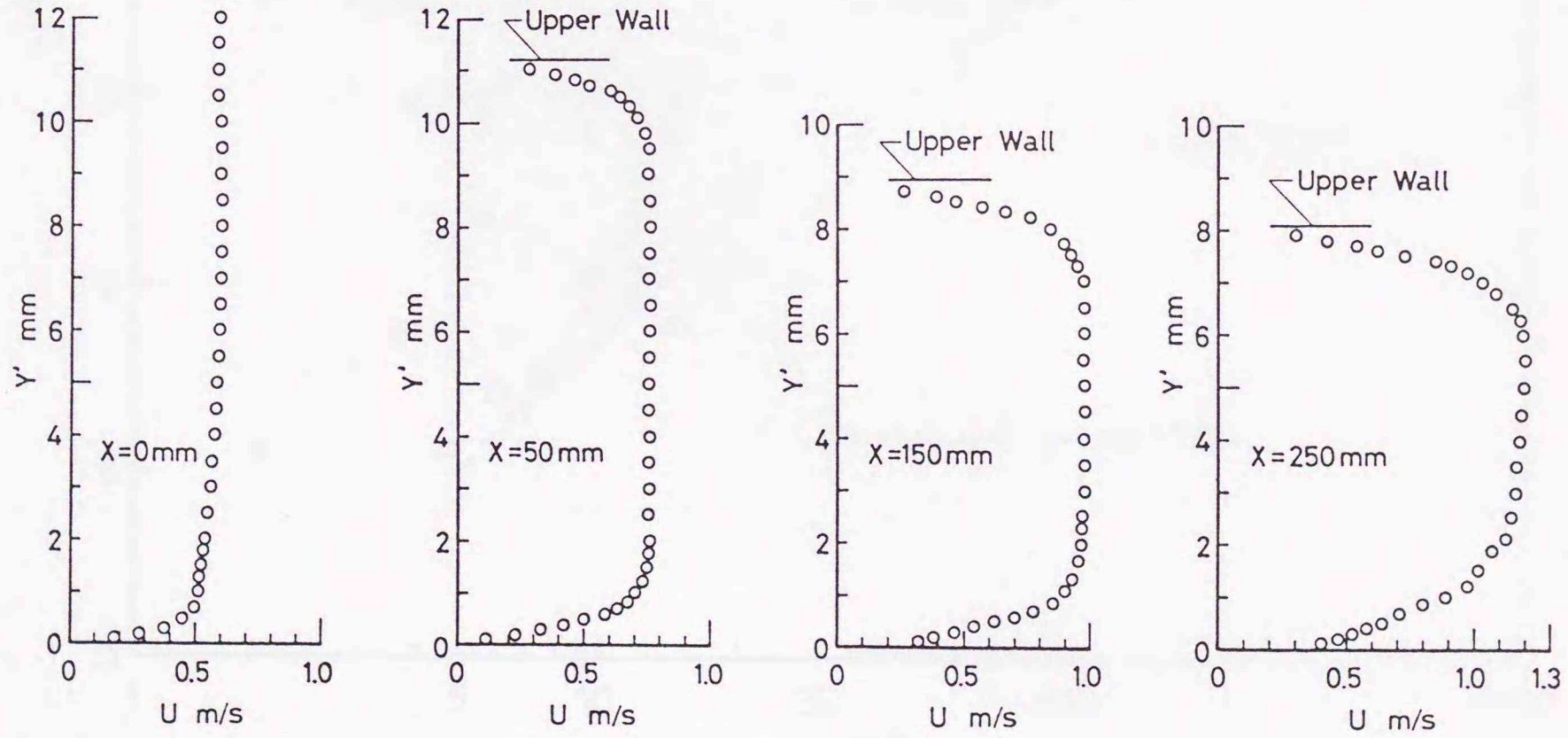



図 6 － 18　凍結層界面上の速度分布

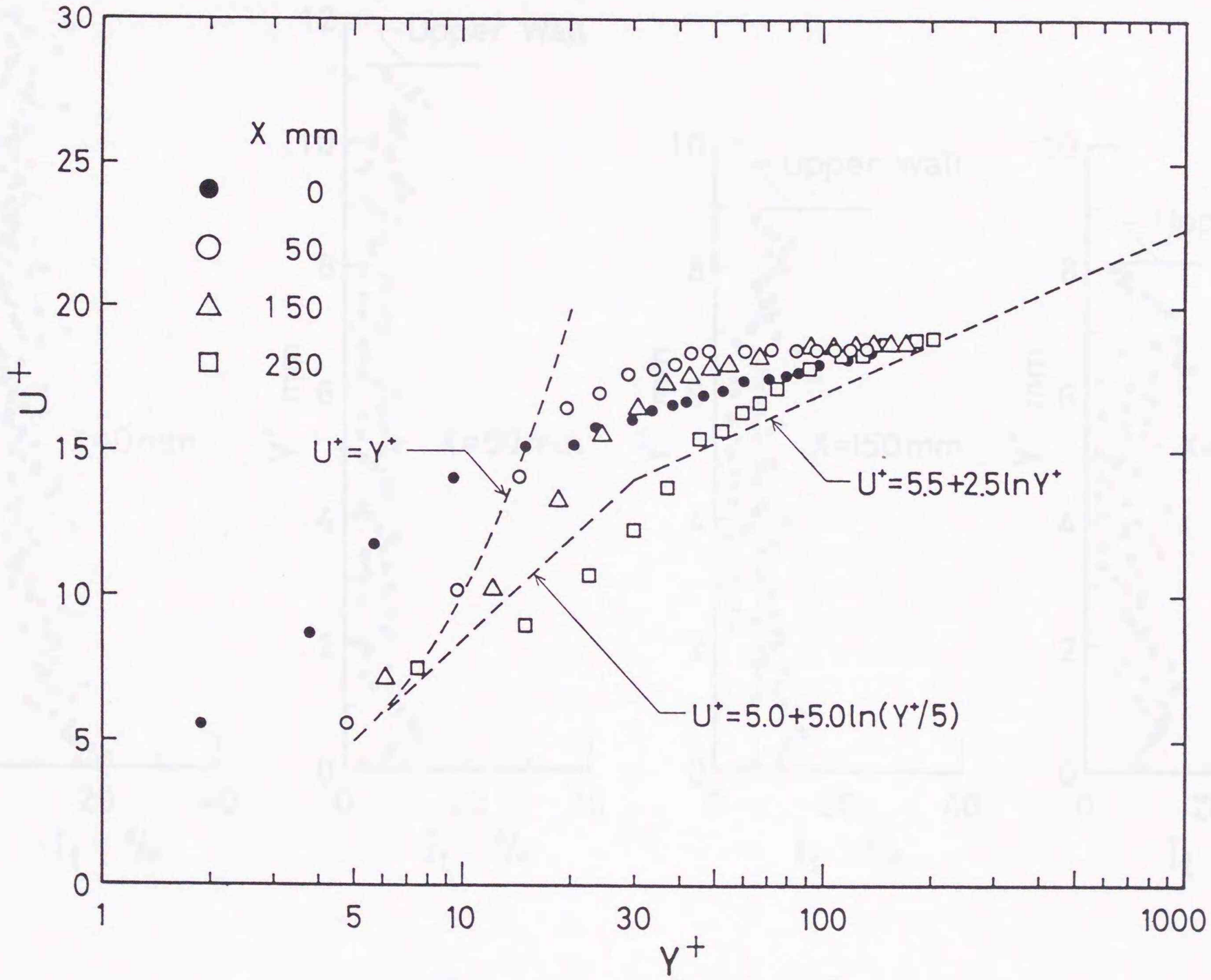



図 6 － 19　無 次 元 摩 擦 速 度 分 布

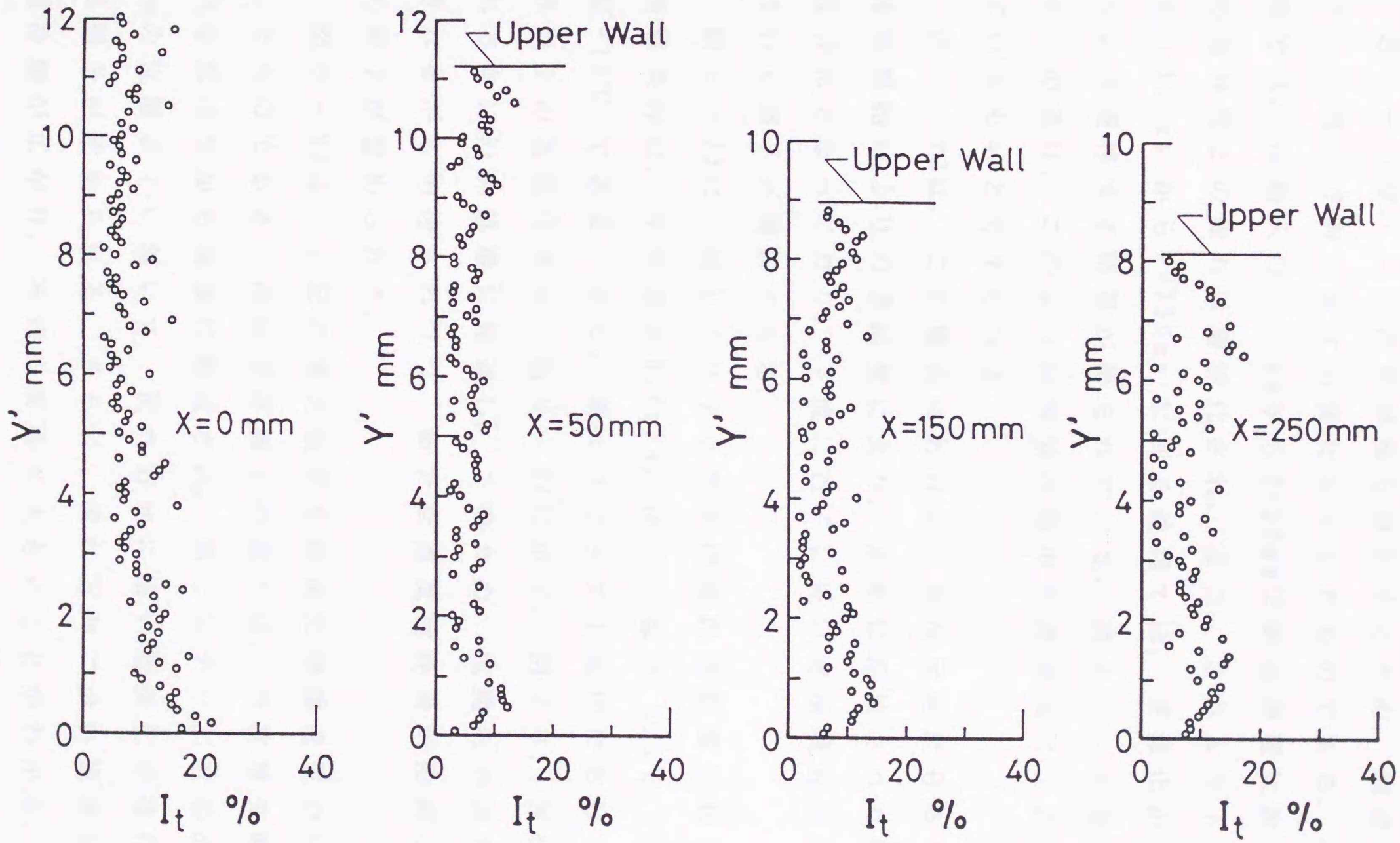



図 6 － 20　乱れ強さ分布

図６－21は，この流動挙動を検討するため，加速パラメータＫの流れ方向に対する変化を示したものである．本測定結果では，流路入口X=０mmからX=50mmに到る過程において，凍結層界面上の流れは層流化され，また，これより下流におけるX=150mm からX=250mm に到る過程では，層流化から乱流化へと再遷移する結果が得られている．図より，加速パラメータＫの値は，このような流動状態の変遷過程に，よく対応しているものと考えられる．

図６－22は，この場合における，無次元速度分布を示す．冷却開始端よりの凍結層により，急激に縮流された形状の速度分布となっており，下流に行くに従い速度境界層が発達していく様子が理解できる．

図６－23に，同じくステップ形成後の凍結層形状を示す．実験条件は，平均流速0.6m/s，流入水温度 0.5℃，冷却面温度-13℃ である．また，第１ステップ上流域における凍結層界面上の速度分布を，図６－24に示す．図より，凍結層は流れ方向に沿い急激に発達し，このため，流路内の流れは縮流されながら加速されつつ，新たな速度境界層が形成されていく様子が認められる．

図６－25は，上記の測定結果を無次元摩擦速度の形で表示したものである．凍結層界面上の流れは，凍結層先端より冷却を受けながら急激に縮流され，第１ステップ直前の X=190mmの位置までにおいて，流れ方向に沿い層流化が進行している様子が認められる．さらに，流れ方向に沿い速度分布内の遷移層が広がり，冷却の影響が大きいことがわかる．

図６－26は，流れ方向に沿う乱れ強さの分布を示す．各流路断面における乱れ強さは，流れ方向に沿い全体的に減少し

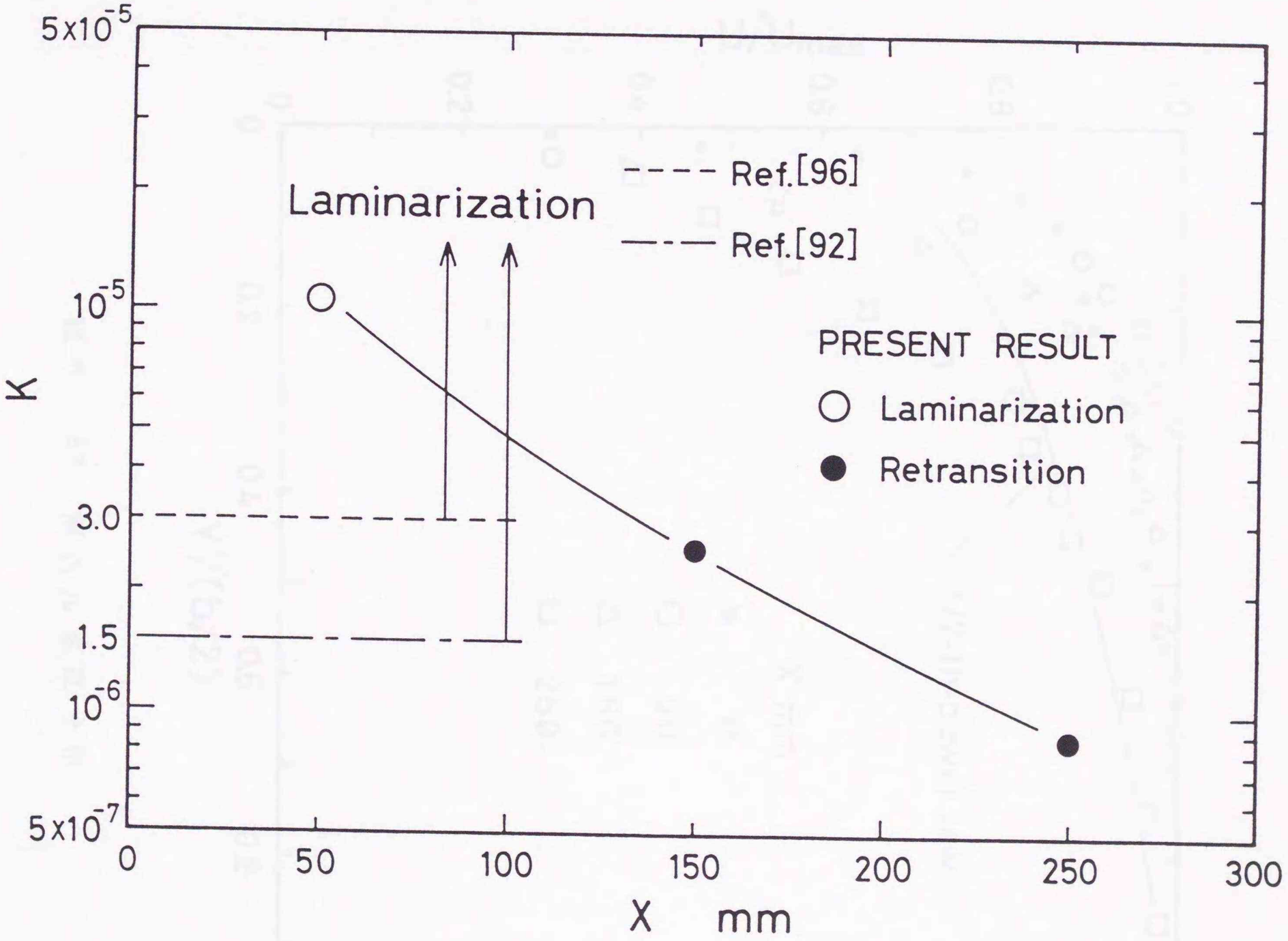



図 6 － 21　加速パラメータ分布

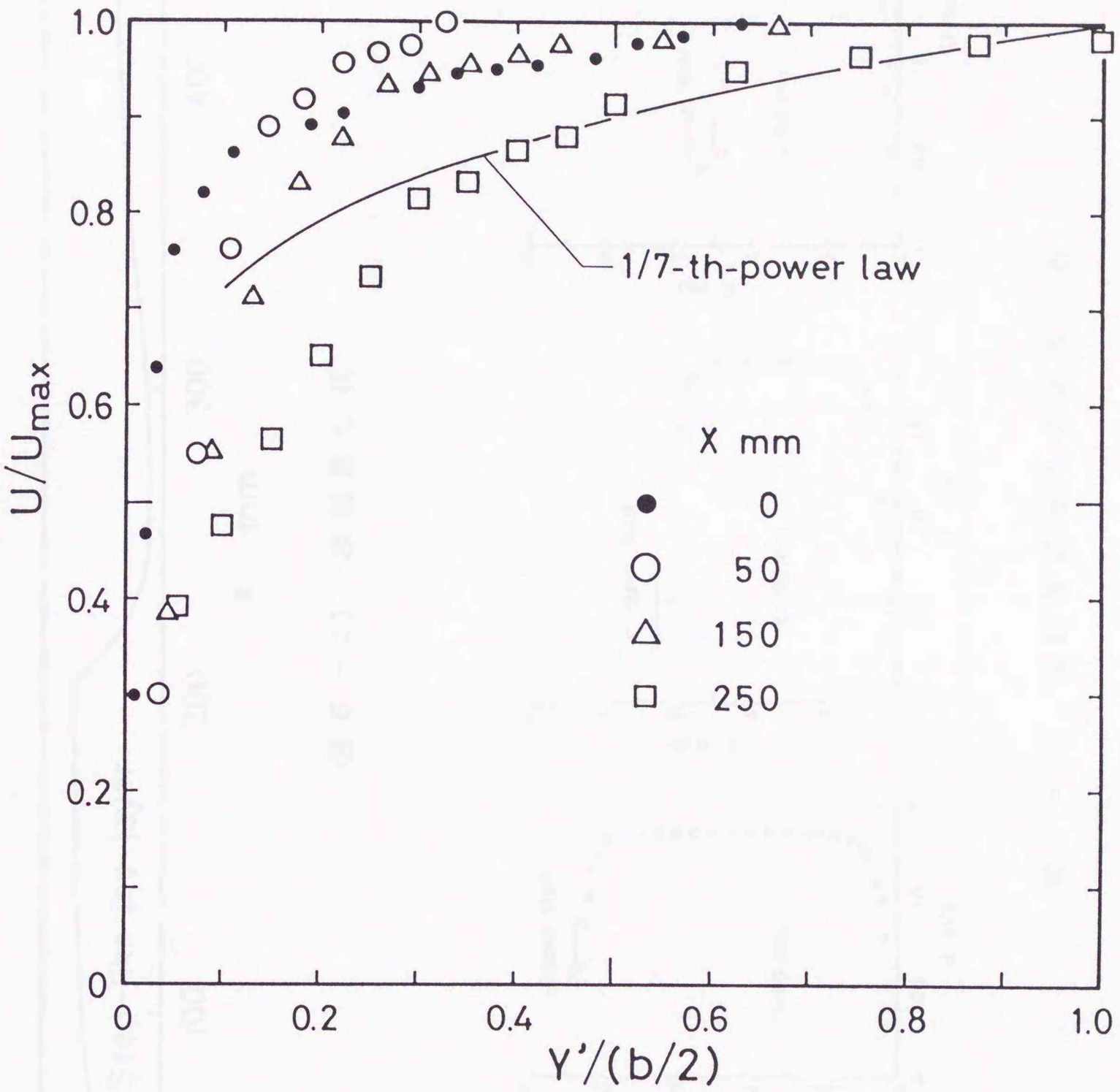



図 6 － 22　無 次 元 速 度 分 布

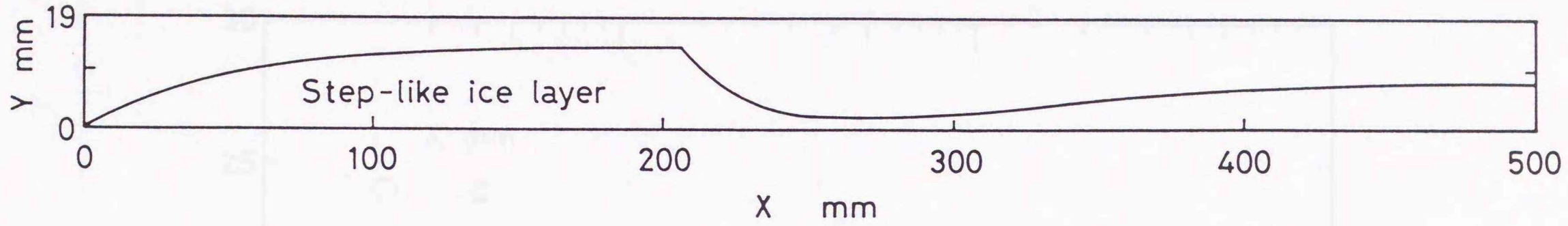



図 6 － 23　凍結層形状

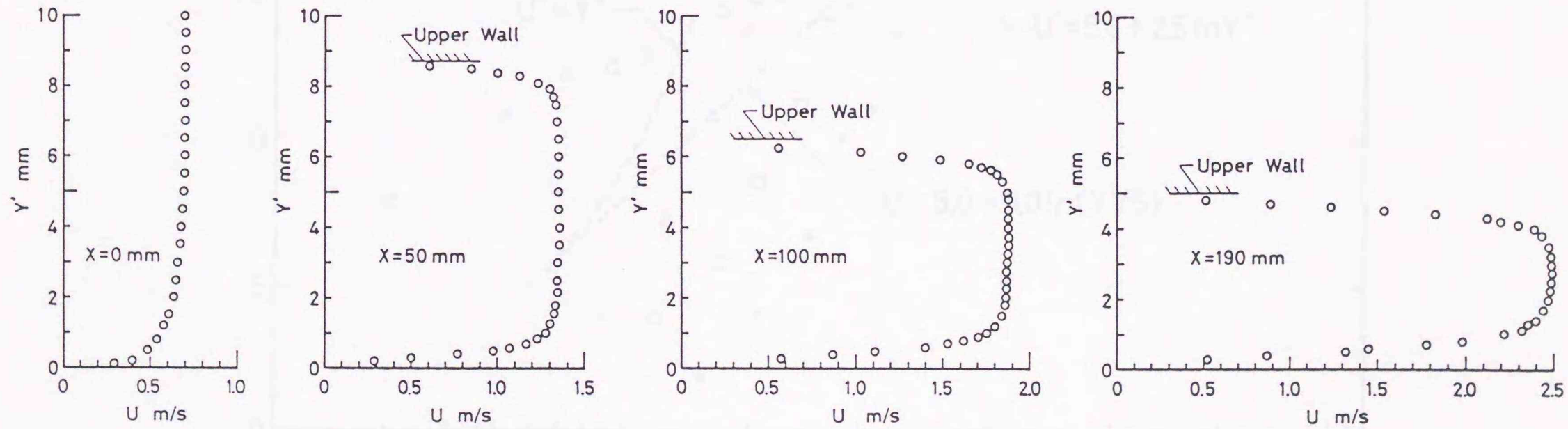



図 6 － 24　凍結層界面上の速度分布

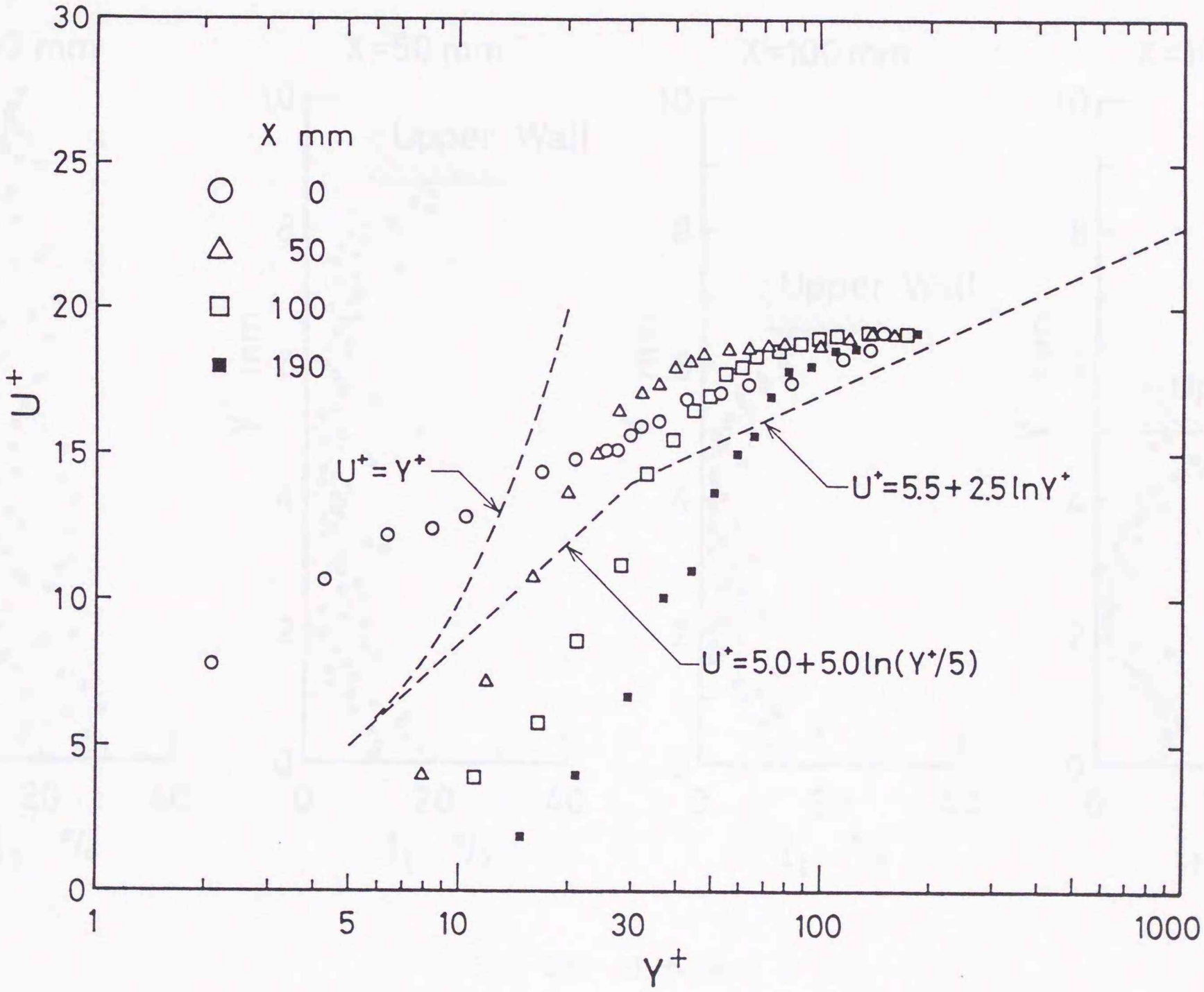



図 6 － 25　無 次 元 摩 擦 速 度 分 布

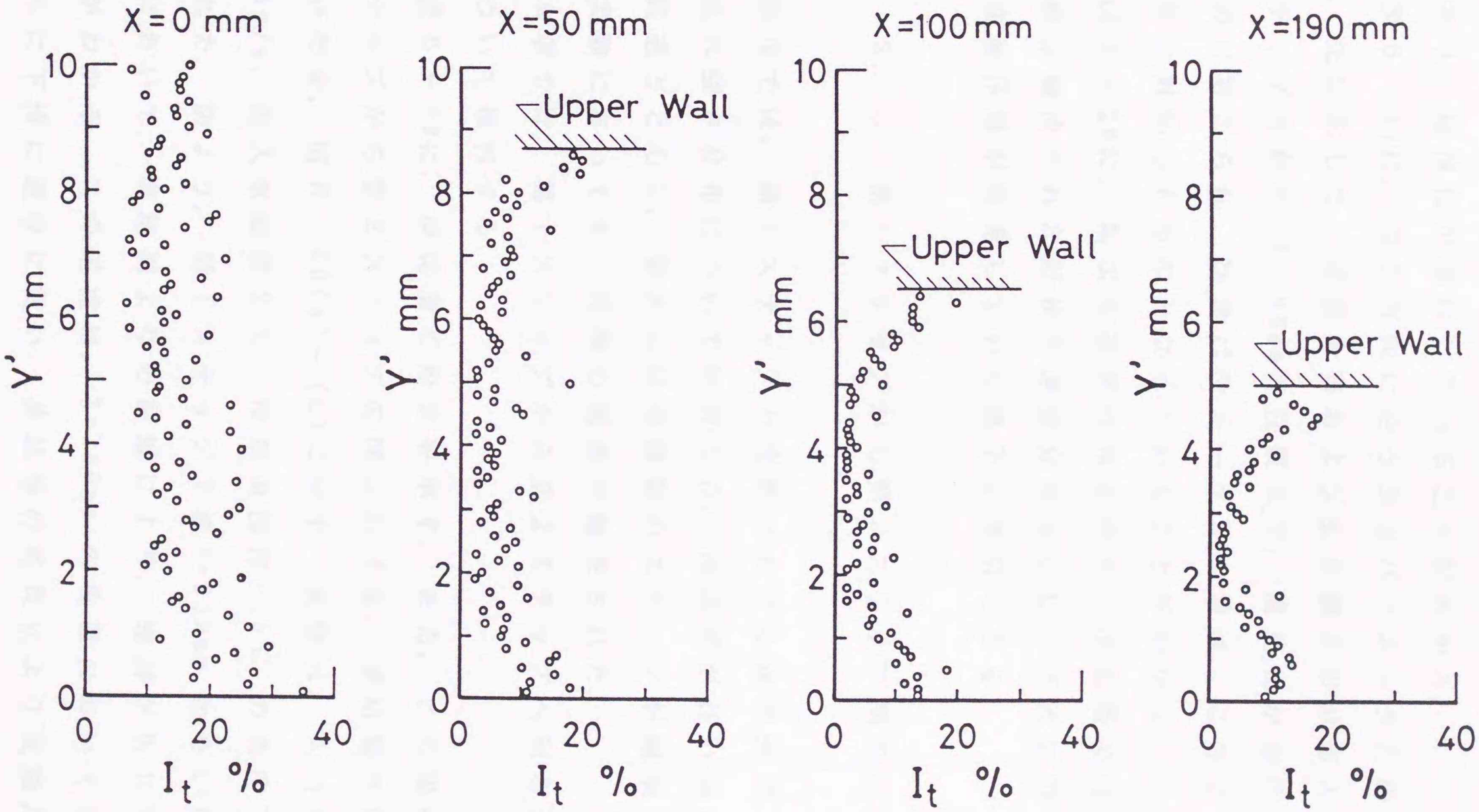



図 6 － 26　乱れ強さ分布

ており，層流化が進行していることがわかる．

図６－27に，流れ方向に沿う加速パラメータＫの変化を示す．先に示した，速度分布および乱れ強さの分布より，第１ステップ直前の X=190㎜の位置まで，層流化が進行しているものと考えられ，加速パラメータＫの値は，このような流動状態に対応したものとなっていることがわかる．

図６－28に，無次元速度分布を示す．凍結層の発達により，急激に縮流された形状の速度分布を示し，下流に行くに従い速度境界層が発達していく様子が理解できる．

## ４．２．３　第１ステップから第２ステップ間の速度分布

前項では，第１ステップ上流側における速度分布，ならびに乱れ強さ分布について検討した．冷却管が長い場合，時間の経過とともに，管内には複数個のステップが観察される．本実験においても，同様の現象が観察された．

本項では，第１ステップから第２ステップへ到る流動状態について検討する．

図６－29に，凍結層の形状を示す．また，この場合の第１ステップから第２ステップの間における，凍結層界面上の速度分布を，図６－30(a)～(c)に示す．実験は，入口平均流速 0.5m/s，流入水温度２℃，冷却面温度-15℃ の条件下にて行われた．図より，第１ステップ下流 X=230㎜ から X=260㎜ の間において，凍結面よりの剥離により，逆流が生じていることがわかる．この逆流は，X=260㎜ の位置において消滅し，さらに下流に進むに従い，凍結層の成長により流路が狭まり，流れは加速されて行く様子が理解できる．

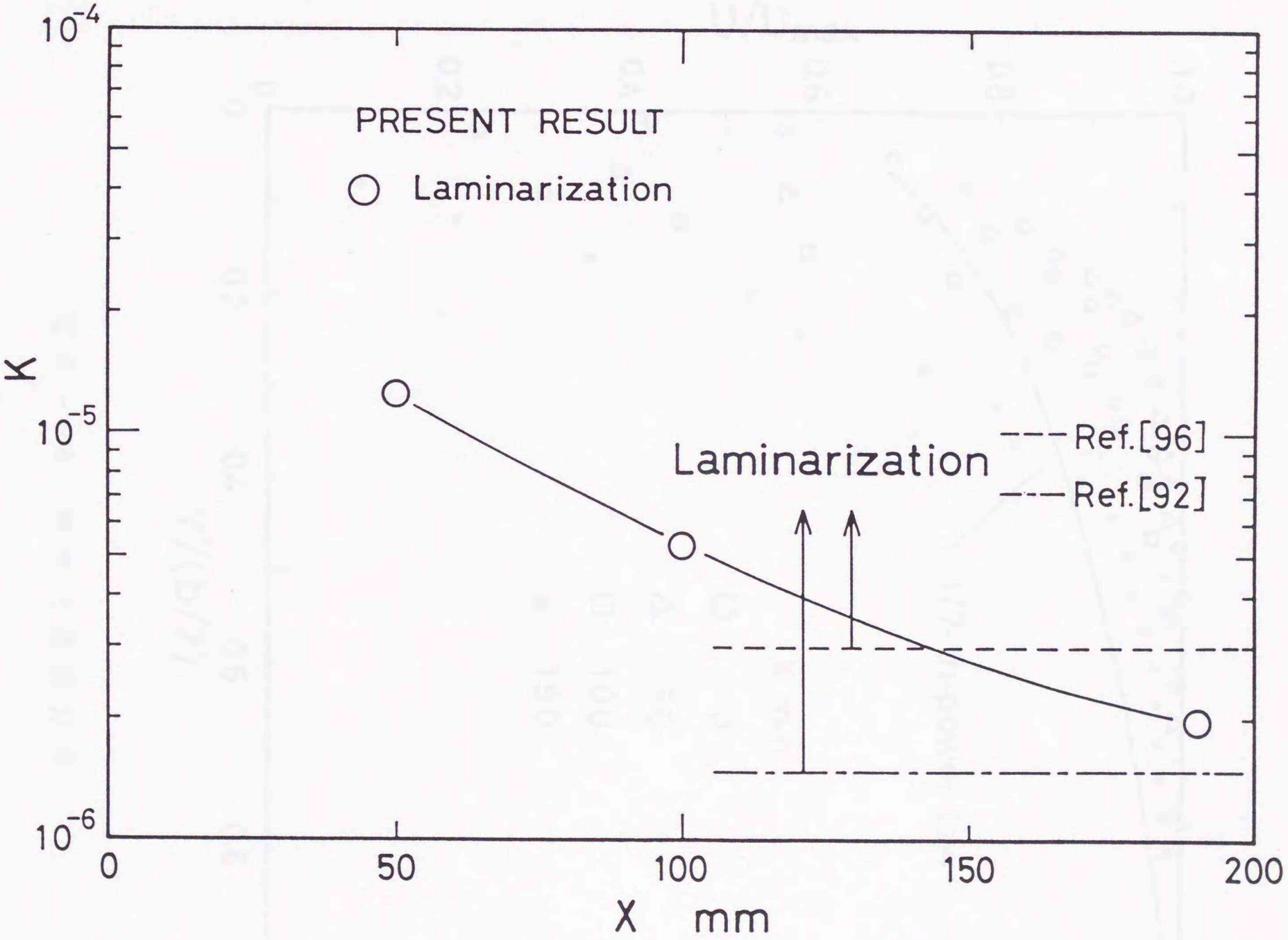



図 6 － 27　加速パラメータ分布

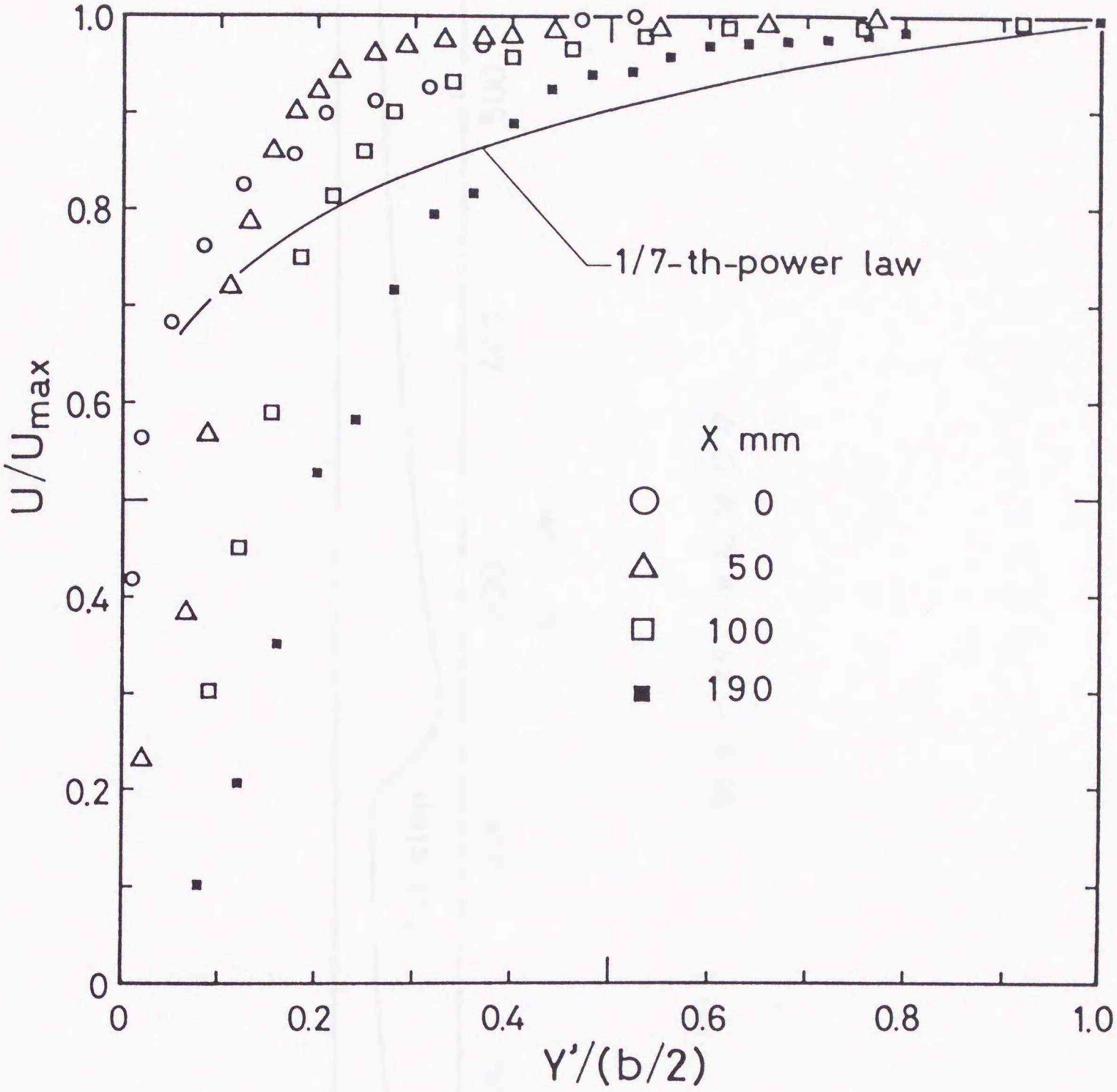



図 6 － 28　無 次 元 速 度 分 布

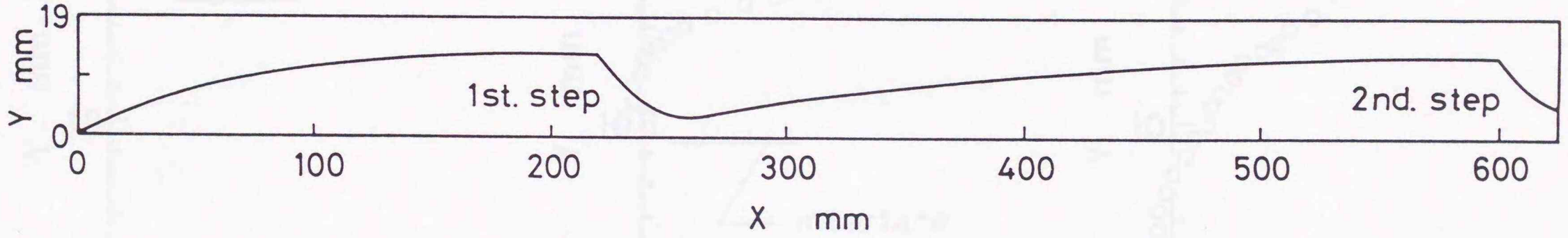



図 6 － 29　凍結層形状

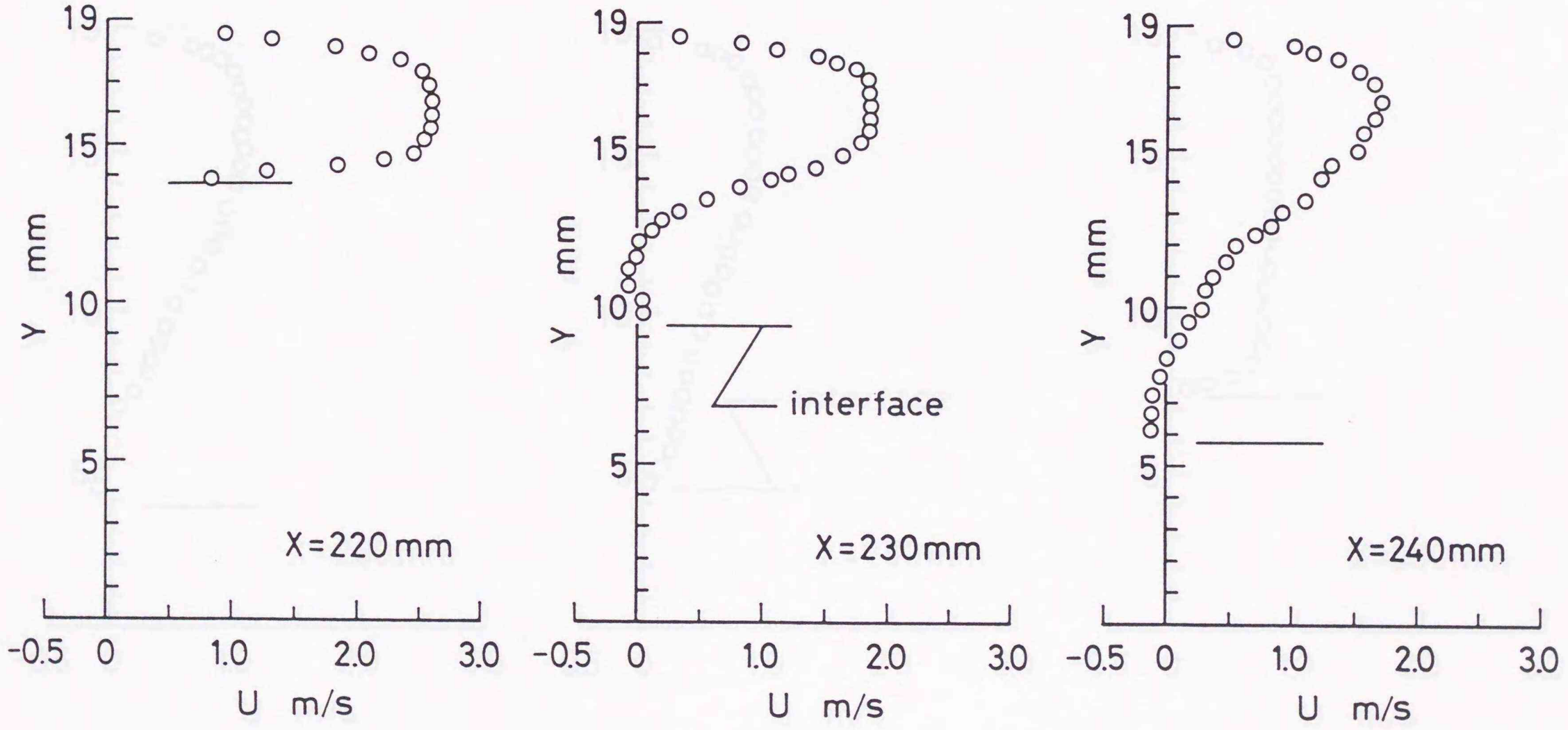



図 6 － 30(a)　凍結層界面上の速度分布

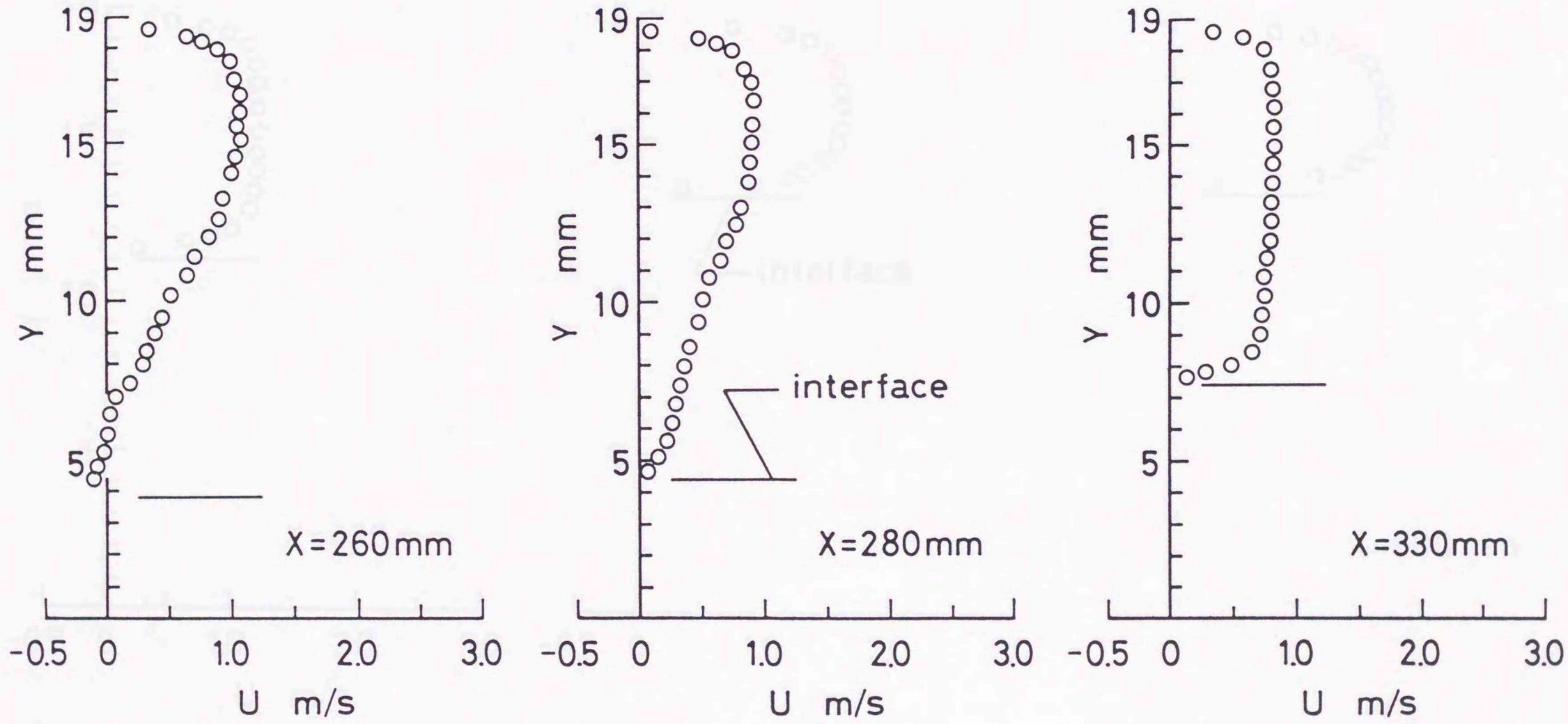



図 6 － 30(b)　凍結層界面上の速度分布

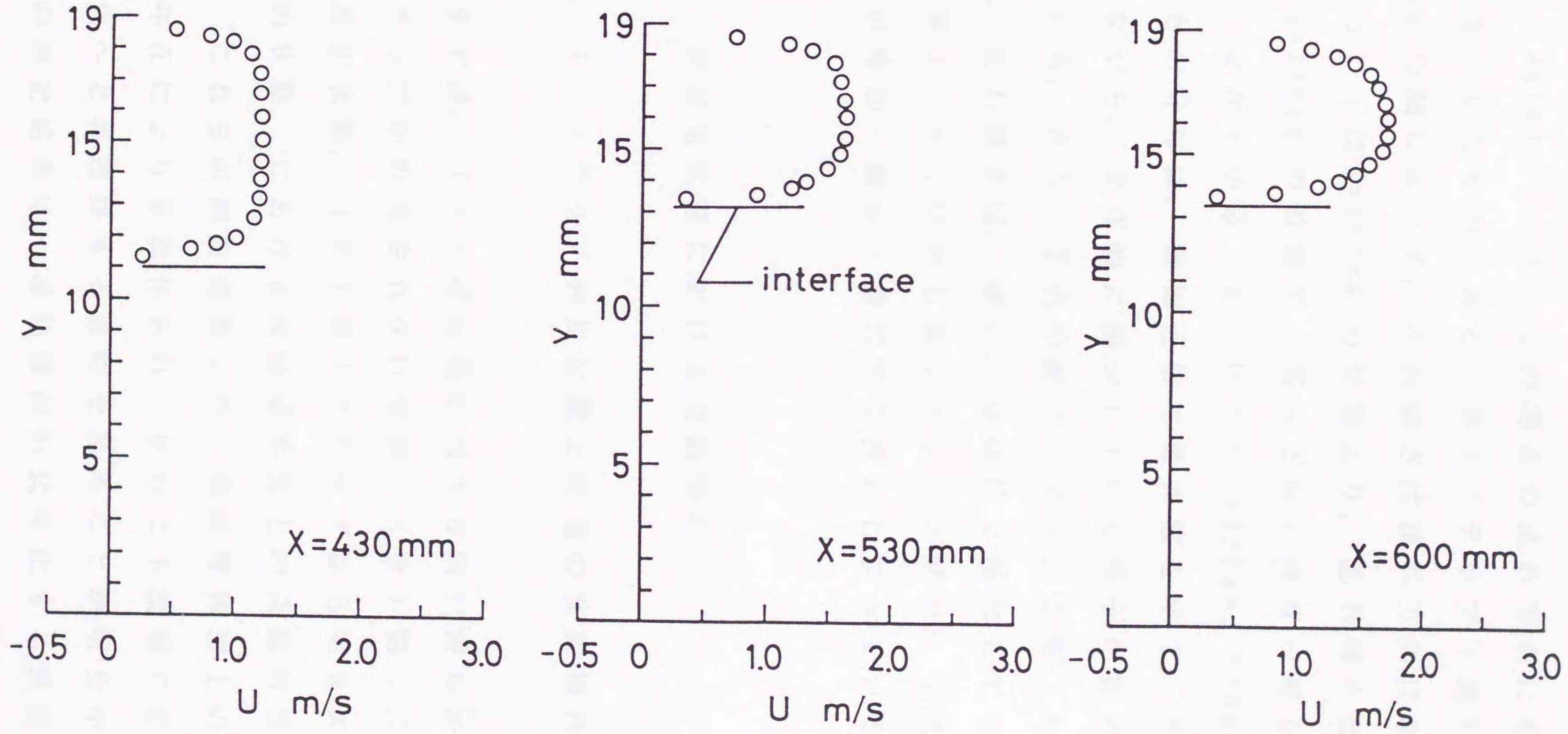



図 6 － 30(c)　凍結層界面上の速度分布

図６－31(a)～(c)は，この場合の流れ方向に沿う乱れ強さの分布を示したものである．第１ステップ下流X=230mmからX=260mmの間において，乱れ強さは流れ方向に増加しているが，さらに下流X=280mmの位置より，乱れ強さは全体的に減少し，X=330mmの位置で，高さ方向にほぼ一様な分布を示していることがわかる．さらに下流X=430mm，530mmの位置では，乱れ強さの分布は，壁面近傍で最大値を示す，通常の分布に移行しながら，全体的に減少していく様子が認められる．しかしながら，さらに下流の第２ステップ位置（X=600mm）において，乱れ強さは，逆に，全体的に増加している．このように，第１ステップから第２ステップ間は，下流方向に，乱れ強さが増加・減少・増加する流れとなっていることがわかる．

## ４．３　非定常状態における流動特性

### ４．３．１　ステップ初生位置上流側の流動推移

前項までは，（１）凍結層が流れ方向に滑らかな形状となり，ステップが形成されない状態，（２）第１ステップ上流側の過渡的状態，（３）第１ステップから第２ステップに到る過渡的状態，における凍結層界面上の流動特性について検討した．これらの測定結果より，凍結層界面上の流れは，凍結層の存在により層流化され，さらに下流域では，層流化から乱流化へと再遷移する過程を経ることが明らかになった．これらの測定結果は，凍結層が形状変化する原因について示唆を与えるものと考えられるが，凍結層が形状変化する初期

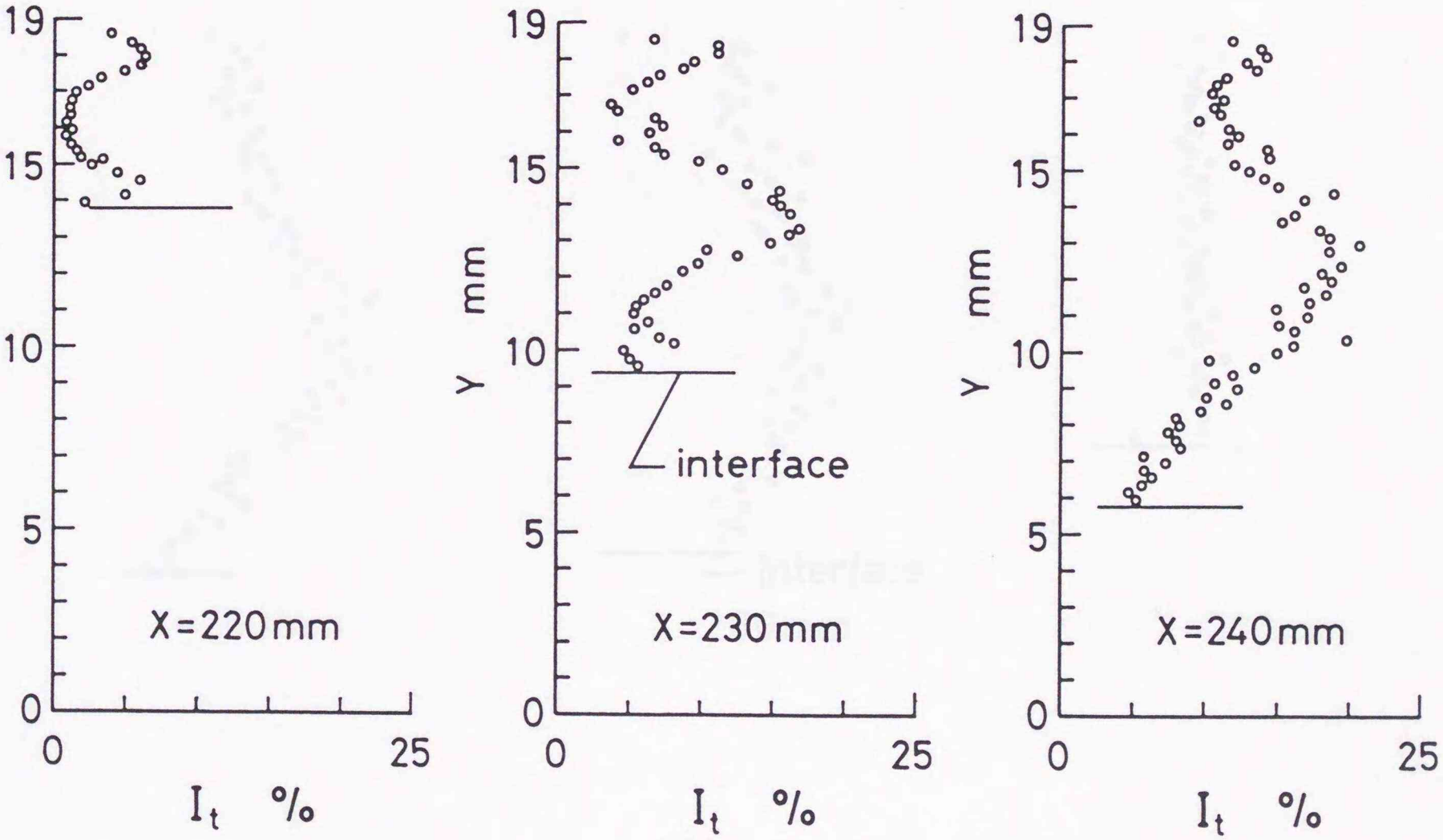



図 6 － 31(a)　乱れ強さ分布

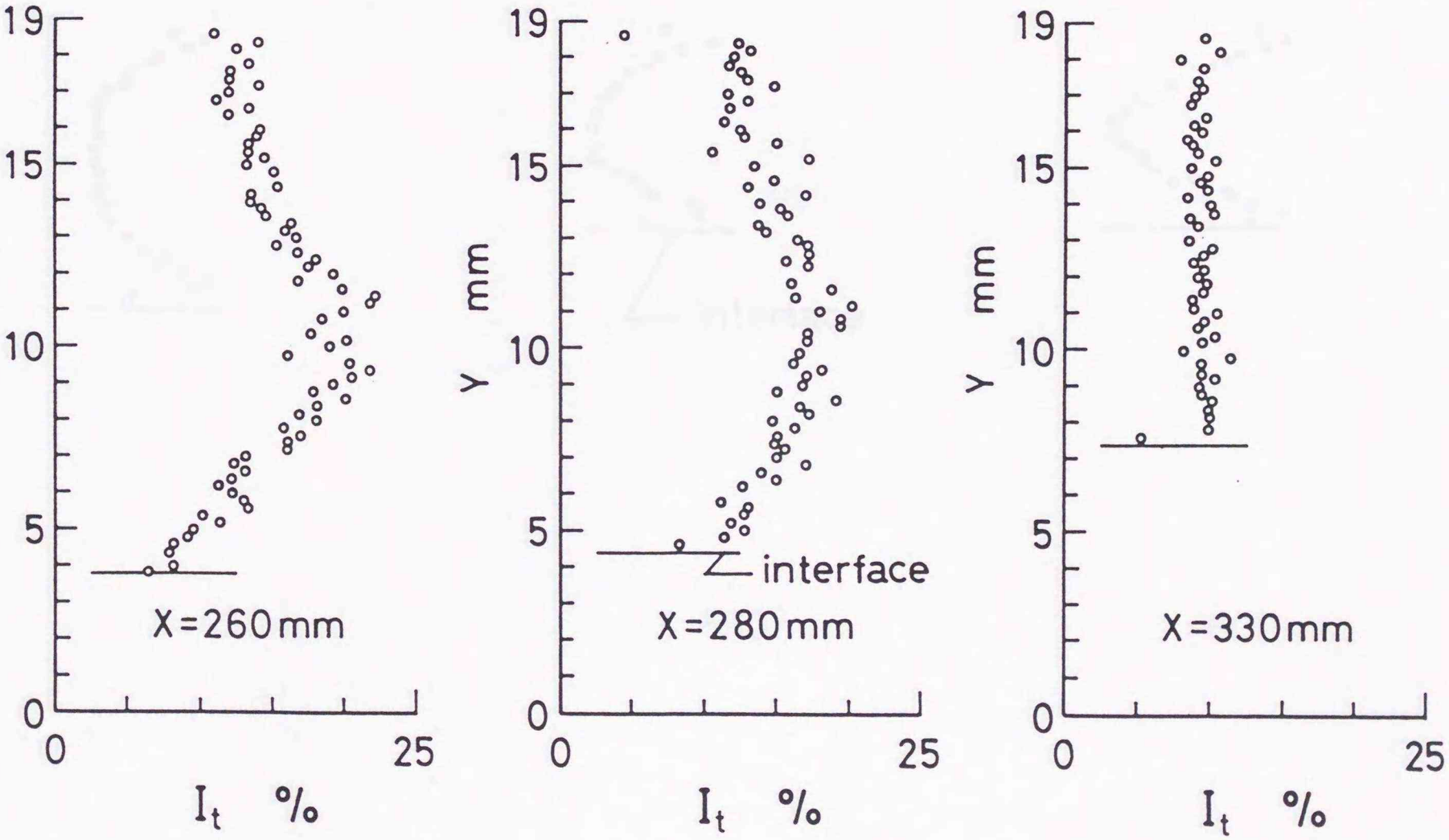



図 6 － 31(b)　乱れ強さ分布

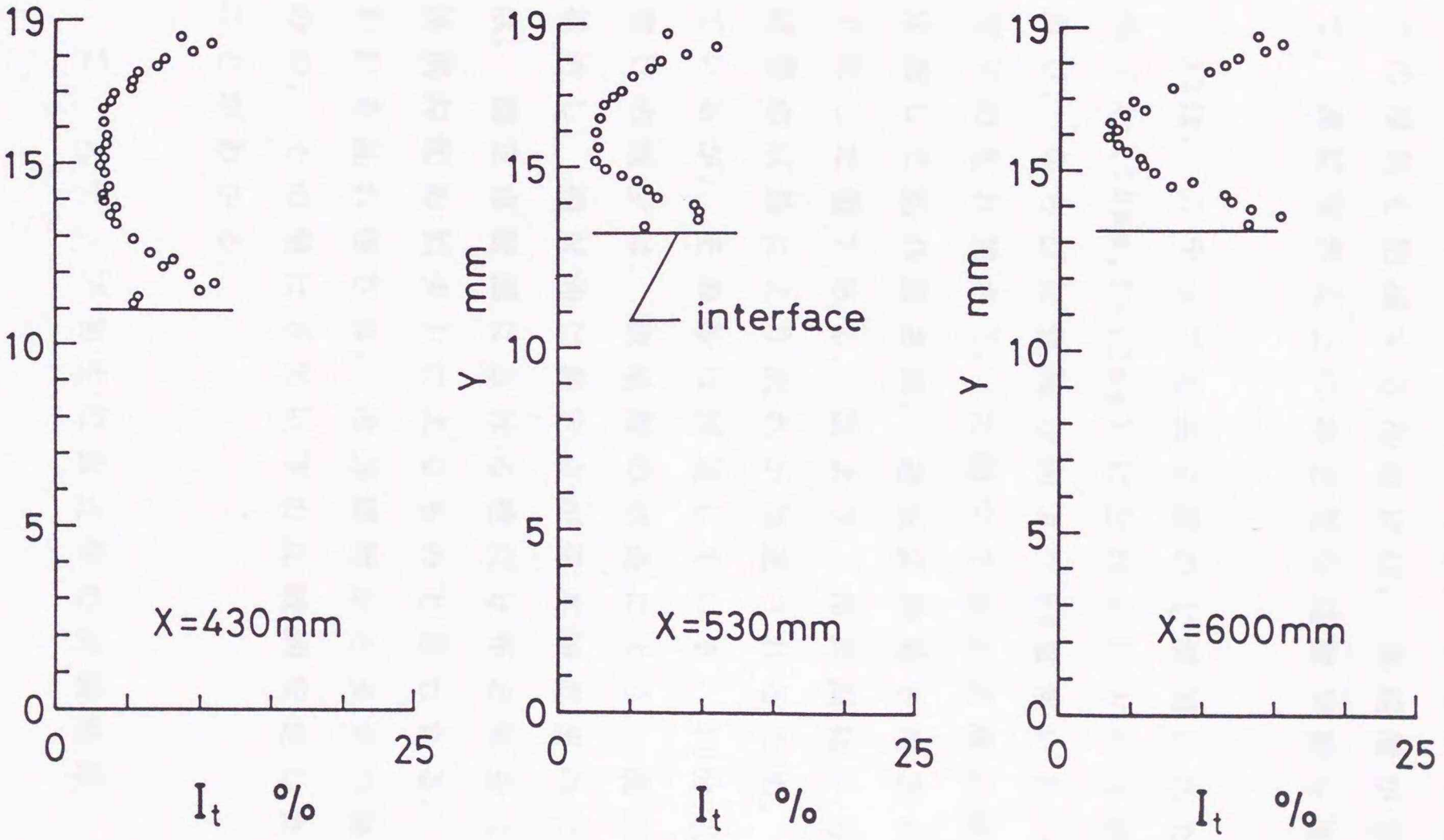



図 6 － 31(c)　乱れ強さ分布

過程の現象を測定したものでないため，形状変化に到る初期段階における直接的原因については，明らかでない．したがって，この現象を把握するためには，凍結層が成長する過程において，凍結層界面上の非定常な流動挙動を測定する必要がある．

図６－32は，ステップ初生位置の上流側にあたる，冷却開始端近傍（X=100mm,Y=12mm）におけるX-方向（管軸方向）の平均速度U，ならびに管軸方向より60度傾いた方向における平均速度Vの乱れ強さ$I_t'$に関する非定常測定結果を示す．ここで定義した乱れ強さは，速度変動値を測定点における平均速度で除した値である．図より，冷却開始から約30分までは，凍結層の成長により流れが加速されるため，平均速度は増加しているが，その後は減速している．30分以降における平均速度Uの減少は，凍結層の成長により，測定点に凍結層界面が接近し，相対的に測定点が速度境界層内に入るため，あるいは，測定点断面における速度分布の発達（速度境界層内での速度勾配の減少）によるものと思われる．一方，この位置における乱れ強さは，冷却開始から多少の変動は認められるものの，その値は８％以下の比較的安定した流れとなっていることがわかる．

## ４．３．２　ステップ初生位置近傍の流動推移

ステップ初生位置近傍における流動挙動は，凍結層の形状変化と密接に関係するものと考えられる．本項では，ステップ初生位置近傍における流動挙動の時間変化を測定し，その上流側における測定結果と比較検討する．

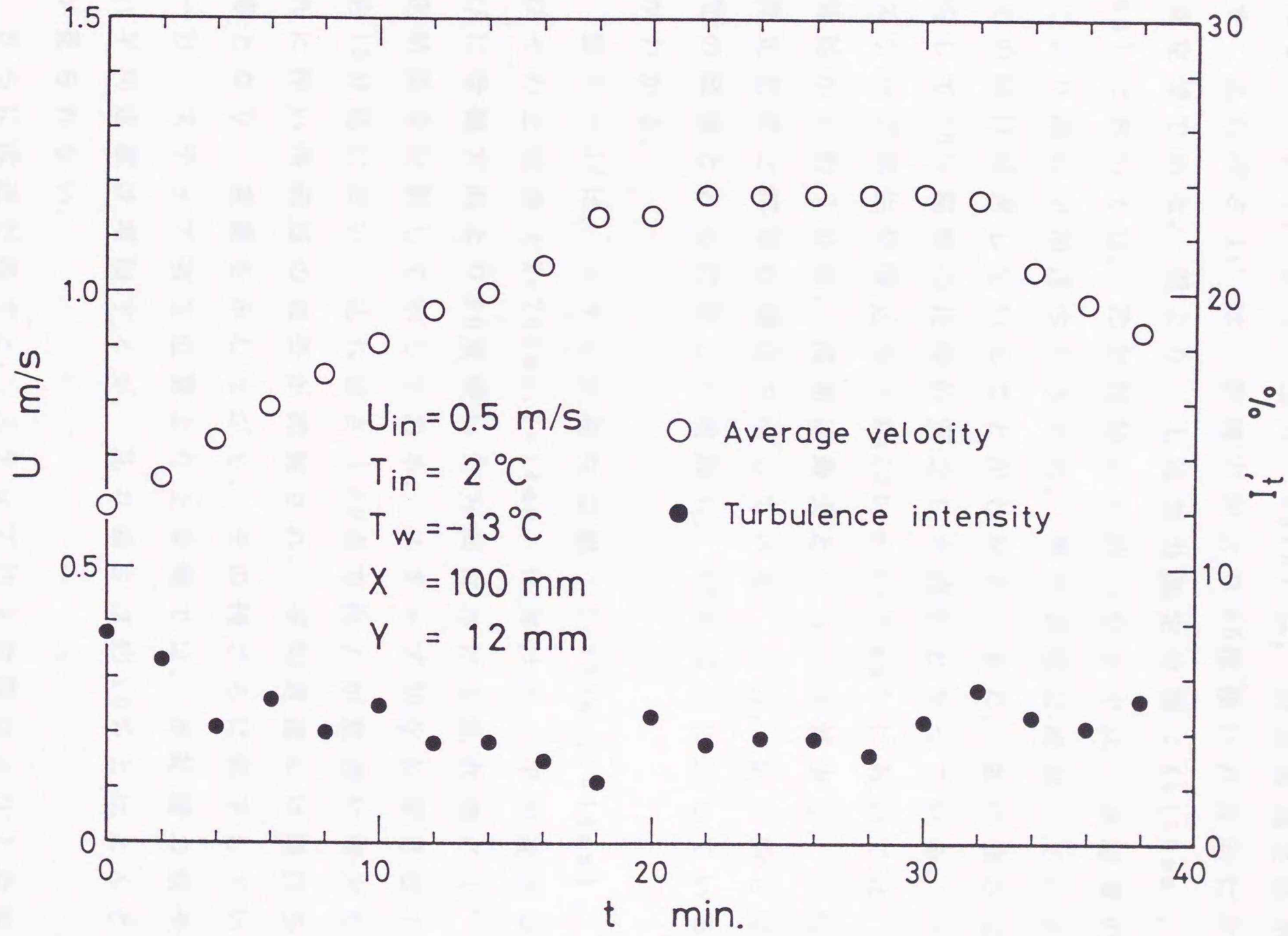



図 6 － 32　乱れ強さの非定常測定

図６－33(a)は，測定位置および凍結層の時間変化を示したものであり，また，図６－33(b)は，非定常測定結果を示す．乱れ強さ$I_t$'は，管軸方向より60度傾いた方向における測定値である．図より，上流側の測定位置（X=130mm，Y=9mm）においては，冷却開始から約10分までは，凍結層の成長により流れが加速されるため，平均速度は増加しているが，その後は減速していることがわかる．また，乱れ強さは，平均して10%程度の比較的安定した流れとなっている．一方，ステップ初生位置近傍（X=230mm,Y=９mm）においては，冷却開始から約７分後，流速は最大となった後減少し，上流側の測定結果と同様な傾向を示している．一方，乱れ強さは，時間の経過とともに著しく増加し，50%以上に達していることがわかる．

図６－34は，ステップ初生位置（X=300mm,Y=14mm），およびその上流側（X=200mm,Y=14mm）における，平均速度Uならびに管軸方向より60度傾いた方向における乱れ強さ$I_t$'の測定結果を比較して示してある．ステップ初生位置近傍では，約15分後において乱れ強さ（60度方向）が急激に増大し，これに伴い凍結層の成長が抑制され，平均速度Uは頭打ちの状態となり，変動を示しながら，その後さらに低下している．一方，ステップ初生位置より上流側では，凍結層の成長に伴い平均速度は増加するが，乱れ強さは約10%とほとんど変動が見られない．

さらに流速が増すと，ステップ初生位置はより上流側で観察される．図６－35は，入口平均速度が0.8m/sの場合における測定結果を示したものである．測定位置は，ステップ初生位置（X=210mm,Y=14mm）およびその上流側（X=110mm,Y=14mm）

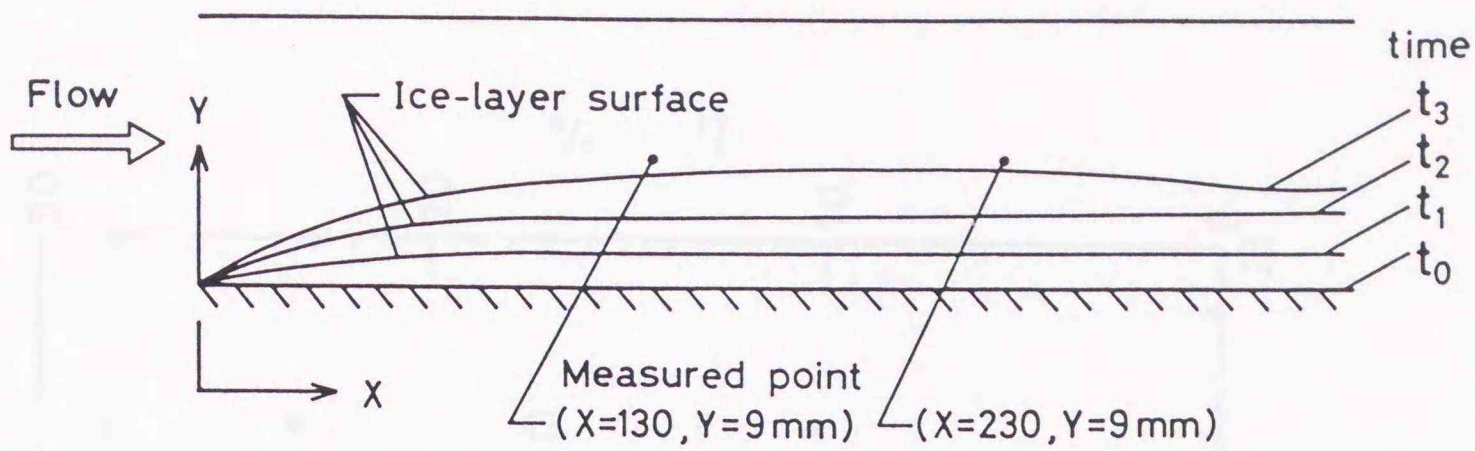



図 6 － 33(a)　測 定 位 置 と 凍 結 層 の 時 間 変 化

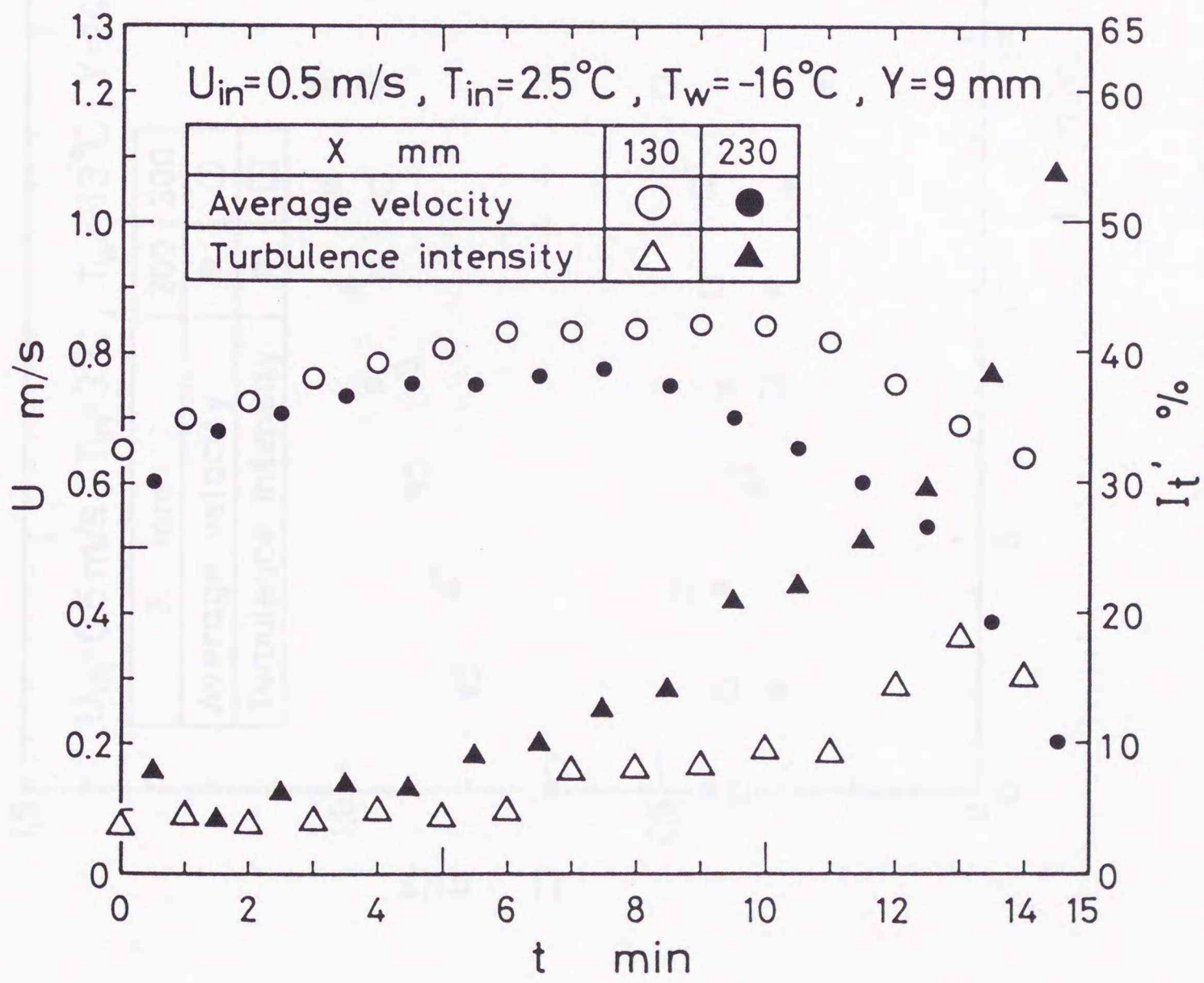



図 6 － 33(b)　乱 れ 強 さ の 非 定 常 測 定

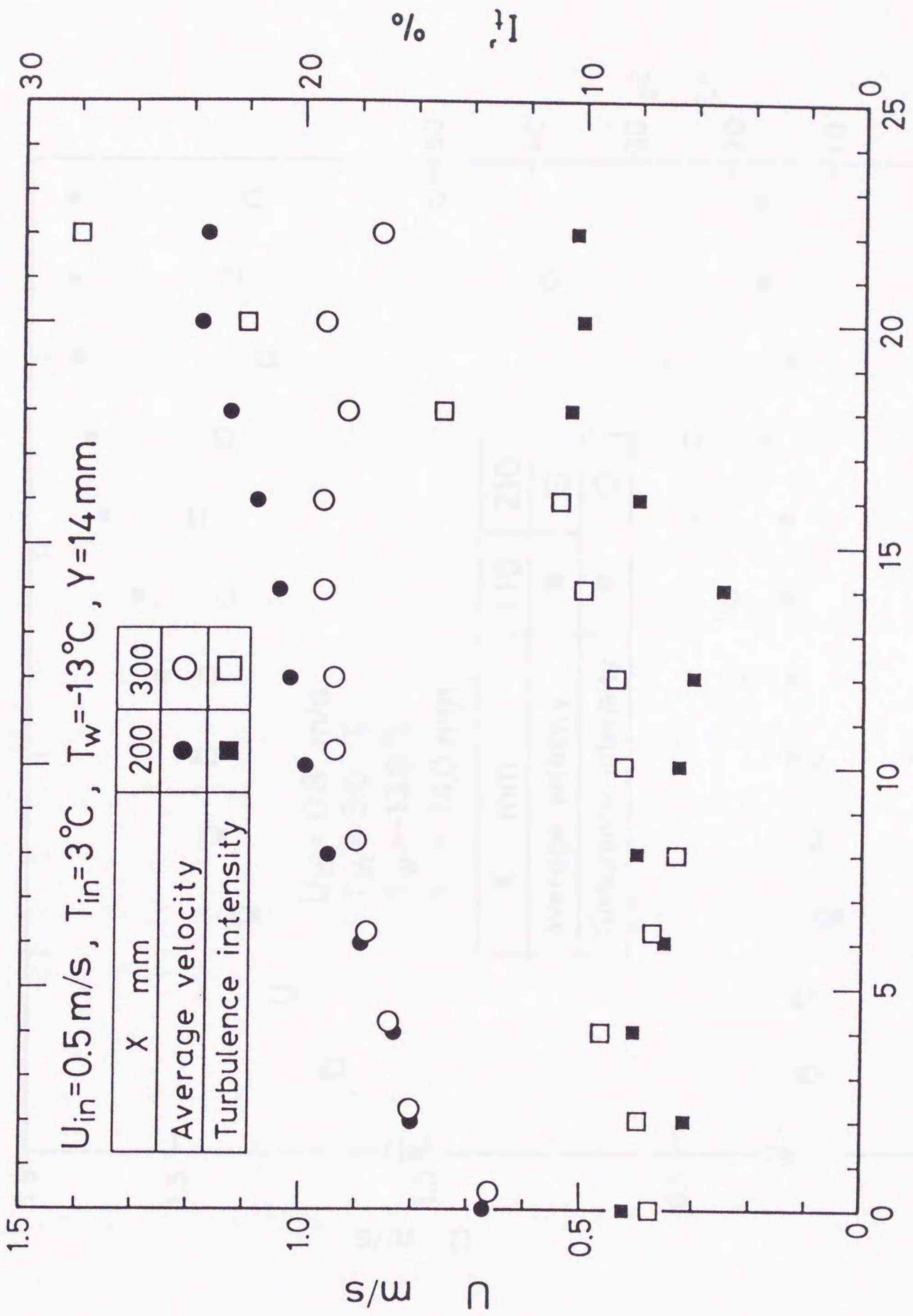



図 6 － 3 4　乱れ強さの非定常測定

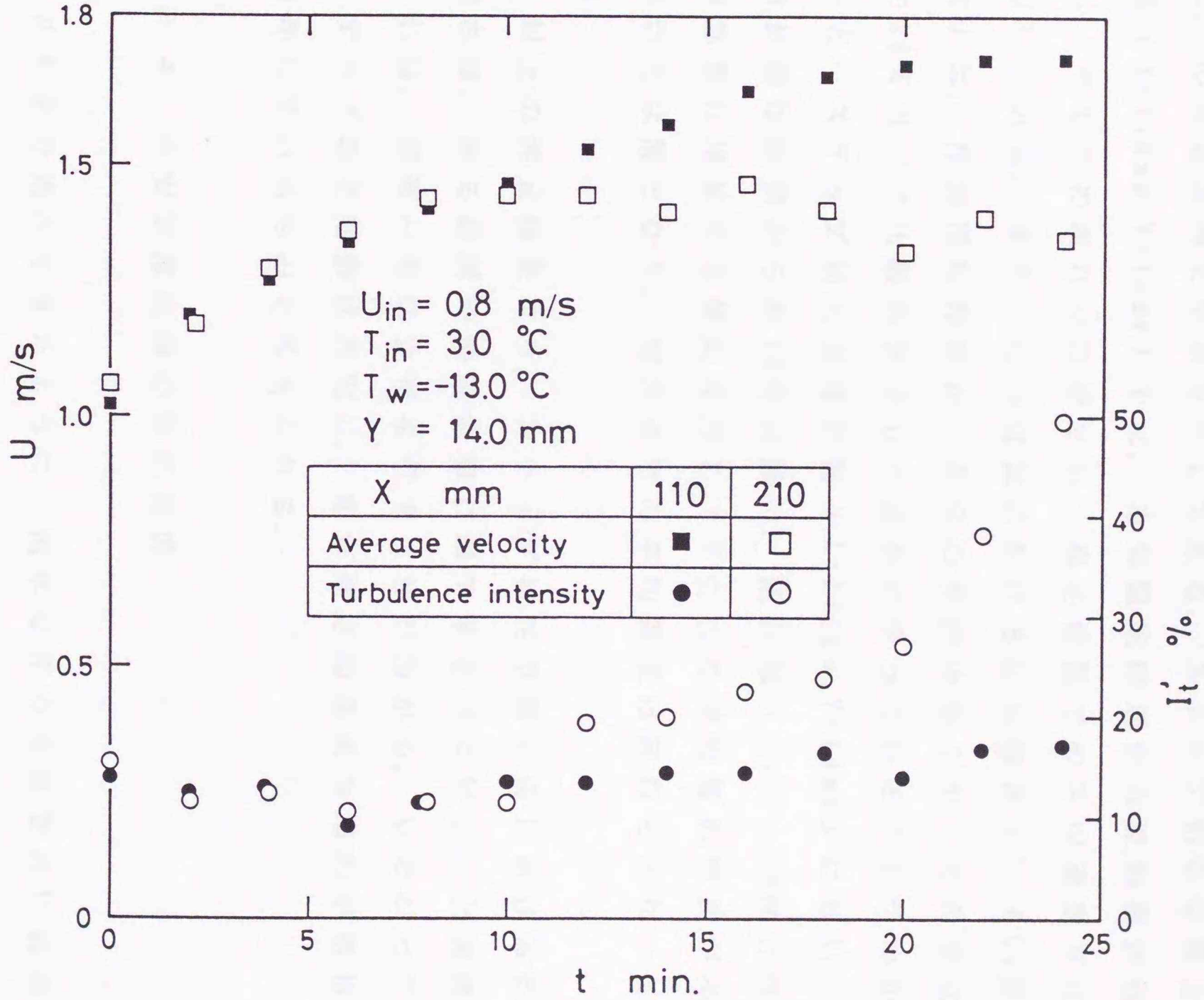



図 6 － 35　乱れ強さの非定常測定

であり，図には，それぞれの位置における管軸方向の平均速度Uならびに管軸方向より60度傾いた方向における乱れ強さ$I_t$'の非定常測定結果を示してある．ステップ初生位置上流側（X=110mm,Y=14mm）では，冷却開始時刻から凍結層が成長し，そのため流れが加速され，測定位置での平均速度Uは増加している．また，この位置における乱れ強さ$I_t$'（60度方向）は，冷却開始時刻から多少の変動はあるが，その値は，約20％以下で比較的安定した流れとなっていることがわかる．一方，ステップ初生近傍位置（X=210mm,Y=14mm）においては，冷却開始時刻から約10分以降に，乱れ強さ$I_t$'（60度方向）が急激に増加する傾向を示し，そのため凍結層の成長が抑制された状態となり，測定点での平均速度は頭打ちとなっている．

以上の測定結果より，ステップ初生位置近傍における乱れ強さは，ある時間経過後急激に増加するのに対し，上流側のそれは，ほぼ一定な分布を示すことがわかる．したがって，ステップの初期形成原因に，乱れ強さの急激な増加が密接に関与しているものと考えられる．

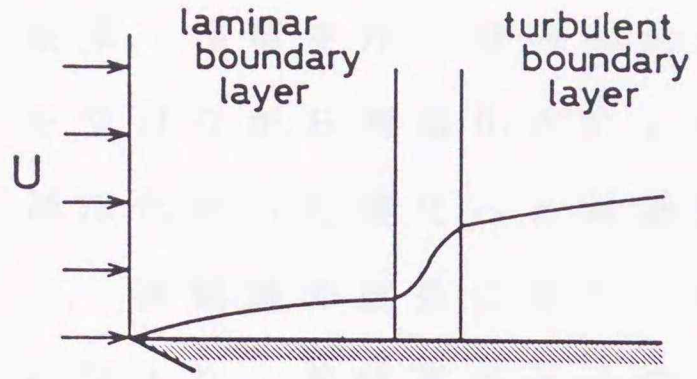
## 4．4　不安定凍結層の形成原因

これまで述べてきたように，流水を伴う冷却管内に成長する凍結層は，ある条件下において，管軸方向に沿い凹凸状へと形状変化しながら，非定常的に移動する．このような不安定な凍結層は，円管あるいは矩形ダクトのみならず，返しベンド内においても観察され，さらに冷却平板上にも同様な凍結層が成長する［14］ことが報告されている．凍結層がステ

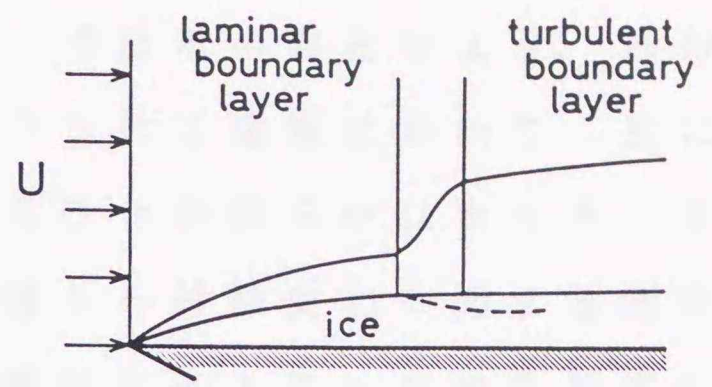
ップ状，あるいはスムース遷移型に形状変化する原因については，種々の議論がなされているが，現在まで明瞭な結論は得られていない．この背景には，冷却状況や流路形状・流路様式などの相違に基づき，凍結面上の流動状態が，必ずしも同一でないと言う状況が存在している．したがって，凍結層の形状変化については，それぞれの状況に応じて議論する必要があるものと考えられる．

図６－36は，凍結層界面上の流動挙動に関する模式図を示したものであり，それぞれ，(a) 一様流中におかれた平板上（凍結層が存在しない），(b) 一様流中におかれた平板上の凍結，(c) 円管あるいは矩形ダクト内の凍結，(d) 返しベンド凸面上の凍結，(e) 返しベンド凹面上の凍結，(f) 返しベンド凹凸両曲面上の凍結，の場合に該当する．(a) は，一様流中におかれた平板上における，通常の境界層遷移を模式化したものであり，平板先端より層流境界層が発達し，これが遷移して乱流境界層へと移行する様子を示している．(b) は，一様流中におかれた冷却平板上に凍結層が発達する状況を示している．この場合にも，凍結層先端より層流境界層が発達し，これが乱流へと遷移することにより，凍結層の局部的融解が生じ，形状変化が開始される［14］ものと考えられている．しかしながら，(a)，(b) いずれの場合も，流入する流体は一様流れであり，一方，(c)，(d)～(f)などの管内流れでは，管入口より流入する流体はある速度分布を有し，一様流れの場合と流動状態が異なる．したがって，この場合の凍結層が形状変化する原因について，一様流れと同一の見解を適用することはできないものと思われる．

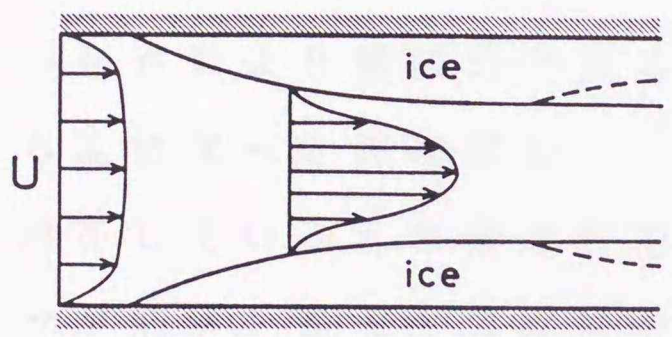
先に，凍結層界面上の速度，および乱れ強さの分布を測定



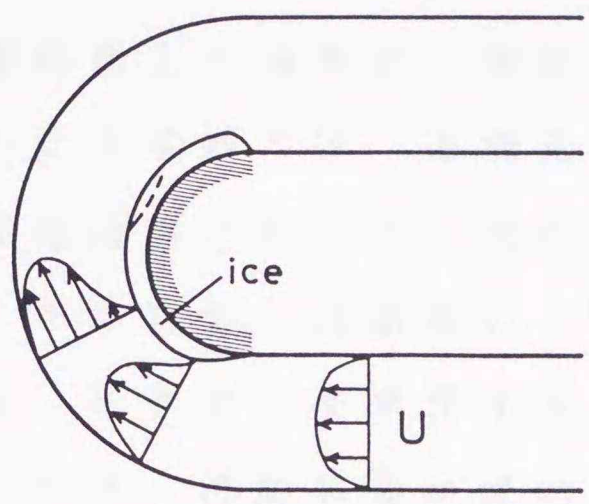

(a) flat plate



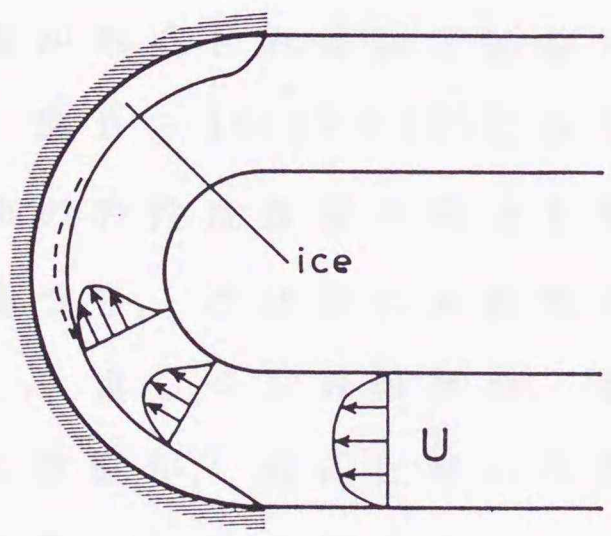

(b) flat plate with ice layer



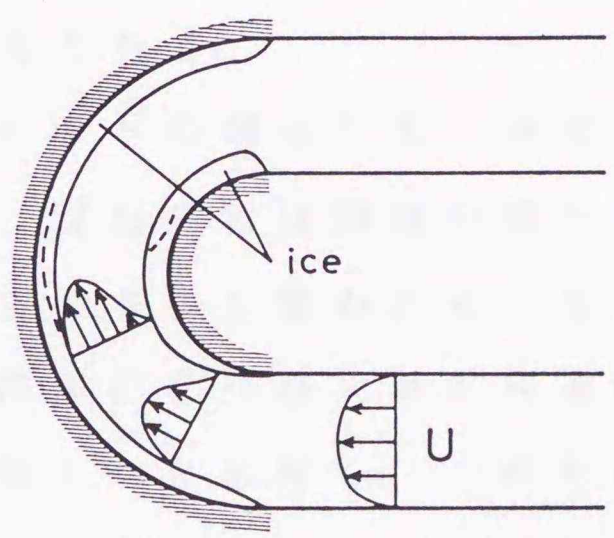

(c) straight duct or pipe with ice layer




(d) return bend with ice layer (convex)




(e) return bend with ice layer (concave)




(f) return bend with ice layer (both walls)

図 6 － 36　流動挙動模式図

し，流れ方向に対するこれらの変化について検討した．その結果，凍結を伴う管内の流れは，凍結層の存在により，冷却を受けながら層流化されるが，さらに下流域において，逆に層流化から乱流化へと再遷移することが明らかになった．また，凍結層の成長に伴う，乱れ強さの時間変化に関する測定結果より，凍結層が形状変化を開始するステップ初生位置の上流側近傍においてのみ，乱れ強さの急激な増加が認められた．これらの測定結果より，凍結層界面上の流れは，凍結層の存在により層流化されるが，さらに下流域では，層流化から乱流化へと再遷移し，この再遷移の過程において，流れに内在している乱れ強さが増加する．その結果，凍結層の一部分が融解，あるいは成長が抑制され，形状変化を誘発するものと考えられる．形状変化部においては，流動状態が変化するため，引き続き凍結層の形状変化が進行する．この様な過程を経ることにより，流水を伴う冷却管内には不安定な凍結層が形成されるのではないかと考えられる．

図６－36(d)～(f)に示した返しベンドの場合にも，速度分布の特性は直管の場合と異なるが，定性的には同様の原因に基づき，凍結層の形状変化を誘発するものと思われる．ただし，返しベンドの場合，遠心力の作用により最大軸方向速度の位置が，流れに沿い外側（凹面側）へと移動し，このため，凸面上に沿う凍結面上の流れは剥離し易い不安定なものとなる．一方，凹面側の凍結面上には，流れ方向に軸をもつ縦渦列が発生する．したがって，返しベンド内流れのこのような流動特性が，上述した層流化の過程，および層流化から乱流化への再遷移の過程に何らかの影響を及ぼしているものと考えられる．

## 第５節　本章のまとめ

本章では，管内流動水凍結の不安定現象を観察するとともに，その発生メカニズムを明らかにするため，レーザ・ドップラー流速計（ＬＤＶ）を用いて，凍結層界面上の流動挙動について実験的検討を行った．凍結層界面上の定常および過渡的状態での，速度および乱れ挙動の測定を行い，凍結層が存在する場合の流れ方向に沿う流動特性について検討するとともに，凍結層の成長に伴う，局所的な乱れ強さの非定常測定を行った．本測定において得られた結論を要約すると，以下のようになる．

（１）　冷却壁を有する管内の流れは，凍結層の存在により縮流および冷却を受け，層流化された後，下流に沿って層流化から乱流化へと再遷移する．

（２）　層流化から乱流化への再遷移の過程において，下流方向に乱れ強さが増加する．

（３）　凍結層の局部的融解が観察される初期段階において，非定常的な乱れ強さの急激な増加が，ステップ初生位置近傍の上流側で測定される．

（４）　非定常的な乱れ強さの急激な増加が，管内流動水凍結の不安定現象に密接に関与している．

# 第７章　凍結熱伝達に関する無次元整理

## 第１節　概　説

第３章，第４章，および第５章において，返しベンド内の凍結挙動ならびに熱伝達挙動を明らかにするため，凸面を冷却した場合，凹面を冷却した場合，さらに凹凸両曲面をともに冷却した場合の三つの冷却条件について実験的検討を行った．返しベンド凹凸両曲面の平均熱伝達率に対しては，等熱流束加熱条件における実験整理式［83，84］が提案されているが，凍結を伴う場合の返しベンド凹凸両曲面の平均熱伝達率に対するデータは報告されていない．凍結を伴う場合の熱伝達は，従来より報告されている相変化が存在しない場合のそれと大きく異なるため，従来の研究結果を，凍結を伴う場合に適用することはできない．したがって，凍結層が発生する場合の返しベンドにおける平均熱伝達率に対しては，新たな整理式を検討する必要性がある．

本章では，返しベンド内における凍結現象を支配する物理量より，次元解析を行い，指数法を用いて無次元量を導入し，凍結熱伝達率に関する実験整理式を提案する．また，得られた実験整理式により，返しベンドの凍結閉塞条件を算定し，さらに，返しベンドを蓄冷熱機器として用いた場合の蓄冷熱量に関しても検討を行う．

## 第２節　平均熱伝達の無次元整理

### ２．１　次元解析

次元解析を行うため，返しベンド内の凍結現象を把握・検討し，関係する物理量を抽出する．本凍結現象を支配している因子として，次の物理量が考えられる．

熱伝達率ｈ，流速ｕ，流体の熱伝導率λ，流体の密度ρ，流体の粘性係数μ，流体の定圧比熱$C_P$，流路高さＣ，曲率半径Ｒ，流体に働く遠心力$f_c$，潜熱Ｌ，冷却温度差$\Delta T_w$，流体温度差$\Delta T_f$

ここで，$f_c=\rho u^2/R$，$\Delta T_w=T_f-T_w$，$\Delta T_f=T_{in}-T_f$，

$T_f=0$ ℃（凍結層界面温度）

次元式として，質量［ｍ］，長さ［ℓ］，時間［ｔ］，温度［Ｔ］を基本単位とするｍℓｔＴ系を用い，関係物理量を次元とともに表すと以下のようになる．

$$h\ \left[\frac{m}{t^2T}\right],\quad u\ \left[\frac{\ell}{t}\right],\quad \lambda\ \left[\frac{m\ell}{t^3T}\right],\quad \rho\ \left[\frac{m}{\ell^3}\right],\quad \mu\ \left[\frac{m}{\ell t}\right],\quad C_p\ \left[\frac{\ell^2}{t^2T}\right]$$

$$c\ [\ell],\quad R\ [\ell],\quad f_c\ \left[\frac{m}{\ell^2t^2}\right],\quad L\ \left[\frac{\ell^2}{t^2}\right],\quad \Delta T_f\ [T],\quad \Delta T_w\ [T]$$

現象に関与する物理量は12個であり，これらの物理量をあらわすのに必要な基本次元の数は４個である．したがって，バッキンガムのπ定理より，実験データを整理するのに必要な無次元群Πは８個導かれる．これらの無次元群を決定するために，関係物理量の指数をそれぞれ$\pi_1$～$\pi_{12}$と置いて，無次元群Πを次のようにあらわす．

$$\Pi = h^{\pi_1}\ u^{\pi_2}\ \lambda^{\pi_3}\ \rho^{\pi_4}\ \mu^{\pi_5}\ C_p^{\pi_6}\ C^{\pi_7}\ R^{\pi_8}\ f_c^{\pi_9}\ L^{\pi_{10}}\ \Delta T_f^{\pi_{11}}\ \Delta T_w^{\pi_{12}} \tag{7-1}$$

上式に次元式を代入すると

$$\Pi = \left[\frac{m}{t^3 T}\right]^{\pi_1} \left[\frac{\ell}{t}\right]^{\pi_2} \left[\frac{m\ell}{t^3 T}\right]^{\pi_3} \left[\frac{m}{\ell^3}\right]^{\pi_4} \left[\frac{m}{\ell t}\right]^{\pi_5} \left[\frac{\ell^2}{t^2 T}\right]^{\pi_6}$$

$$[\ell]^{\pi_7}\ [\ell]^{\pi_8} \left[\frac{m}{\ell^2 t^2}\right]^{\pi_9} \left[\frac{\ell^2}{t^2}\right]^{\pi_{10}}\ [T]^{\pi_{11}}\ [T]^{\pi_{12}} \tag{7-2}$$

上式が無次元になるためには，各基本単位の指数が０にならなければならない．したがって，各基本単位でまとめて，その指数を０と置くと

$$m \ : \ \pi_1 + \pi_3 + \pi_4 + \pi_5 + \pi_9 = 0$$

$$\ell \ : \ \pi_2 + \pi_3 - 3\pi_4 - \pi_5 + 2\pi_6 + \pi_7 + \pi_8 - 2\pi_9 + 2\pi_{10} = 0$$

$$t \ : \ -3\pi_1 - \pi_2 - 3\pi_3 - \pi_5 - 2\pi_6 - 2\pi_9 - 2\pi_{10} = 0$$

$$T \ : \ -\pi_1 - \pi_3 - \pi_6 + \pi_{11} + \pi_{12} = 0$$

12個の未知の指数$\pi_1 \sim \pi_{12}$に対して，方程式の数は4個である．したがって，8個の指数は任意に選択できるが，他の指数とは独立でなければならない．この条件を満たすためには，残った指数による方程式が0となる必要がある．

以下，指数法を用いて，現象を支配する無次元数を順次求める．

先ず，熱伝達率hに注目し，その指数を$\pi_1 = 1$とおき，さらに代数演算を簡単にするため，$\pi_2 = \pi_4 = \pi_5 = \pi_6 = \pi_8 = \pi_{11} = \pi_{12} = 0$とおくと，残りの指数に対する方程式は

$$1 + \pi_3 + \pi_9 = 0$$
$$\pi_3 + \pi_7 - 2\pi_9 + 2\pi_{10} = 0$$
$$-3 - 3\pi_3 - 2\pi_9 - 2\pi_{10} = 0$$
$$-1 - \pi_3 = 0$$

となる．この連立方程式を解くと，$\pi_3 = -1$，$\pi_7 = 1$，$\pi_9 = 0$，$\pi_{10} = 0$が得られる．したがって，第1の無次元群として

$$h \ , \ \lambda^{-1} \ , \ C$$

すなわち

$$\frac{hC}{\lambda}$$

なる無次元数を得る．ここで，上記の無次元数を次のように定義する．

$$Nu = \frac{h(2C)}{\lambda}$$

次に，同様の手法を用いて，$\pi_7=1$ とおき，さらに，$\pi_1=\pi_6=\pi_8=\pi_9=\pi_{10}=\pi_{11}=\pi_{12}=0$ とおくと，残りの指数に対する方程式は

$$\pi_3+\pi_4+\pi_5=0$$

$$\pi_2+\pi_3-3\pi_4-\pi_5+1=0$$

$$-\pi_2-3\pi_3-\pi_5=0$$

$$-\pi_3=0$$

となる．この連立方程式を解くと，$\pi_2=1$，$\pi_3=0$，$\pi_4=1$，$\pi_5=-1$ が得られる．したがって，第２の無次元群として

$$u\ ,\ \rho\ ,\ \mu^{-1}\ ,\ C$$

すなわち

$$\frac{u\rho C}{\mu}=\frac{uC}{\nu}$$

なる無次元数を得る．ここで，上記の無次元数を次のように定義する．

$$Re=\frac{u(2C)}{\nu}$$

次に，同様の手法により，$\pi_7=1$，$\pi_8=-1$ とおき，さらに，$\pi_1=\pi_6=\pi_9=\pi_{10}=\pi_{11}=\pi_{12}=0$ とおくと，残りの指数に対する方程式は

$$\pi_3+\pi_4+\pi_5=0$$

$$\pi_2+\pi_3-3\pi_4-\pi_5+1-1=0$$

$$-\pi_2-3\pi_3-\pi_5=0$$

$$-\pi_3 = 0$$

となる．この連立方程式を解くと，$\pi_2=0$，$\pi_3=0$，$\pi_4=0$，$\pi_5=0$ が得られる．したがって，第３の無次元群として

$$C\ ,\ R^{-1}$$

すなわち

$$\frac{C}{R}$$

なる無次元数を得る．

次に，$\pi_9=1/2$ とおいて，さらに，$\pi_1=\pi_2=\pi_3=\pi_8=\pi_{10}=\pi_{11}=\pi_{12}=0$ とおくと，残りの指数に対する方程式は

$$\pi_4 + \pi_5 + 1/2 = 0$$
$$-\pi_4 - \pi_5 + 2\pi_6 + \pi_7 - 1 = 0$$
$$-\pi_5 - 2\pi_6 - 1 = 0$$
$$-\pi_6 = 0$$

となる．この連立方程式を解くと，$\pi_4=1/2$，$\pi_5=-1$，$\pi_6=0$，$\pi_7=3/2$ が得られる．したがって，第４の無次元群として

$$\rho^{1/2}\ ,\ \mu^{-1}\ ,\ C^{3/2}\ ,\ f_c{}^{1/2}$$

すなわち

$$\frac{\rho^{1/2}C^{3/2}f_c{}^{1/2}}{\mu} = \frac{\rho^{1/2}C^{3/2}\rho^{1/2}u}{\mu R^{1/2}} = \frac{\rho C^{3/2}u}{\mu R^{1/2}} = \frac{uC}{\nu}\sqrt{\frac{C}{R}}$$

なる無次元数を得る．ここで，上記の無次元数を次のように定義する．

$$De = \frac{u(2C)}{\nu}\sqrt{\frac{C}{R}}$$

次に，$\pi_5 = 1$ とおき，さらに，$\pi_1 = \pi_2 = \pi_7 = \pi_8 = \pi_9 = \pi_{11} = \pi_{12} = 0$ とおくと，残りの指数に対する方程式は

$$\pi_3 + \pi_4 + 1 = 0$$

$$\pi_3 - 3\pi_4 - 1 + 2\pi_6 + 2\pi_{10} = 0$$

$$-3\pi_3 - 1 - 2\pi_6 - 2\pi_{10} = 0$$

$$-\pi_3 - \pi_6 = 0$$

となる．この連立方程式を解くと，$\pi_3 = -1$，$\pi_4 = 0$，$\pi_6 = 1$，$\pi_{10} = 0$ が得られる．したがって，第５の無次元群として

$$\lambda^{-1}\ ,\ \mu\ ,\ C_p$$

すなわち

$$\frac{C_p\mu}{\lambda}$$

なる無次元数を得る．ここで，上記の無次元数を次のように定義する．

$$P_r = \frac{C_p\mu}{\lambda}$$

次に，$\pi_3 = -1$，$\pi_7 = 1$ とおいて，さらに，$\pi_1 = \pi_8 = \pi_9 = \pi_{10} = \pi_{11} = \pi_{12} = 0$ とおくと，残りの指数に対する方程式は

$$-1 + \pi_4 + \pi_5 = 0$$

$$\pi_2 - 1 - 3\pi_4 - \pi_5 + 2\pi_6 + 1 = 0$$

$$-\pi_2 + 3 - \pi_6 - 2\pi_6 = 0$$

$$1 - \pi_6 = 0$$

となる．この連立方程式を解くと，$\pi_2 = 1$，$\pi_4 = 1$，$\pi_5 = 0$，$\pi_6 = 1$ が得られる．したがって，第６の無次元群として

$$u\ ,\ \lambda^{-1}\ ,\ \rho\ ,\ C_p\ ,\ C$$

すなわち

$$\frac{u\rho C_p C}{\lambda} = \frac{u\rho C_p C\mu}{\lambda\mu} = \frac{u\rho C}{\mu}\ \frac{C_p\mu}{\lambda} = \frac{uC}{\nu}\ \frac{C_p\mu}{\lambda}$$

なる無次元数を得る．ここで，上記の無次元数を次のように定義する．

$$Pe = \frac{u(2C)}{\nu}\ \frac{C_p\mu}{\lambda}$$

次に，$\pi_6 = 1$ とおき，さらに，$\pi_2 = \pi_3 = \pi_4 = \pi_5 = \pi_7 = \pi_8 = \pi_{12} = 0$ とおくと，残りの指数に対する方程式は

$$\pi_1 + \pi_9 = 0$$

$$2 - 2\pi_9 + 2\pi_{10} = 0$$

$$-3\pi_1 - 2 - 2\pi_9 - 2\pi_{10} = 0$$

$$-\pi_1 - 1 + \pi_{11} = 0$$

となる．この連立方程式を解くと，$\pi_1 = 0$，$\pi_9 = 0$，$\pi_{10} = -1$，$\pi_{11} = 1$ が得られる．したがって，第７の無次元群として

$$C_p\ ,\ L^{-1}\ ,\ \Delta T_f$$

すなわち

$$\frac{C_p \Delta T_f}{L}$$

なる無次元数を得る．ここで，上記の無次元数を次のように定義する．

$$Y_a = \frac{C_p \Delta T_f}{L}$$

次に，$\pi_{12} = 1$ とおき，さらに，$\pi_2 = \pi_3 = \pi_4 = \pi_5 = \pi_6 = \pi_7 = \pi_8 = 0$ とおくと，残りの指数に対する方程式は

$$\pi_1 + \pi_9 = 0$$
$$-2\pi_9 + 2\pi_{10} = 0$$
$$-3\pi_1 - 2\pi_9 - 2\pi_{10} = 0$$
$$-\pi_1 + \pi_{11} + 1 = 0$$

となる．この連立方程式を解くと，$\pi_1 = 0$，$\pi_9 = 0$，$\pi_{10} = 0$，$\pi_{11} = -1$ が得られる．したがって，第８の無次元群として

$$\Delta T_f^{-1}, \Delta T_w$$

すなわち

$$\frac{\Delta T_w}{\Delta T_f}$$

なる無次元数を得る．ここで，上記の無次元数を次のように定義する．

$$\theta_c = \frac{\Delta T_w}{\Delta T_f}$$

以上の次元解析により，返しベンド内の凍結現象を支配する８個の無次元数が導かれた．したがって，これら無次元数における関数関係は，次のようになる．

$$Nu = f(Re\ ,\ c/R\ ,\ De\ ,\ Pr,\ Pe\ ,\ Ya\ ,\ \theta_c) \qquad (7\text{-}3)$$

## ２．２　凸面冷却の平均熱伝達

前節において，返しベンド内における凍結現象を支配する物理量より，次元解析を行い，現象に関与する無次元数を求めた．しかしながら，次元解析により得られた無次元数はその数が多く，実験データを整理する際に煩雑となり，また，異なる条件において適用するためには実用的でないと考えられる．本凍結現象に影響を及ぼす因子については，前章までにおいて種々検討した結果，流速，冷却温度比，および曲率半径が重要な因子であることが明らかになった．これらの結果と次元解析による結果を総合的に検討し，返しベンド内の凍結熱伝達率を簡便に整理することを試みる．

次元解析より得られた無次元数の中で，レイノルズ数Reと曲率比c／Rの効果は，その定義よりディーン数Deにより表現される．また，ペクレ数Peは，レイノルズ数Reとプラントル数Prの積を示す無次元数であり，従って，ペクレ数Peの効果は，ディーン数Deとプラントル数Prにより表現できると考えられる．さらに，本実験では相変化流体として水の一種類を対象としており，流体のもつ潜熱の相違

が凍結熱伝達に及ぼす効果，すなわちヤコブ数Ya の影響については定かでない．

以上の理由より，レイノルズ数Re，曲率比c/R，ペクレ数Pe，およびヤコブ数Ya の4つの無次元数を省略することにより，返しベンド内の凍結熱伝達率は，次の関数で簡便的に整理できるのではないかと考えられる．

$$Nu = f(De, \theta_c, Pr) \qquad (7-4)$$

先に述べたように，流速，冷却温度比，および曲率半径は，返しベンド内の凍結熱伝達に大きな影響を及ぼす因子であることが実験により確認されたが，これらの効果は，(7-4) 式に示した3つの無次元数De，$\theta_c$，Pr により十分に表現されるものと考えられる．

本実験において用いた相変化流体は，水の一種類であり，また，流水は0.3～4.5℃の狭い温度範囲で変化させているため，実験データより熱伝達に及ぼすプラントル数Prの影響を決定することはできない．しかしながら，従来よりの研究によれば，通常のプラントル数Prの領域では，壁温一定の場合における管内乱流熱伝達率は，プラントル数Prの 0.4 乗に比例する［110］と考えられている．本研究においてもこの値を採用し，凍結を伴う場合における，返しベンド内の平均熱伝達率に対する実験整理式を検討する．

図7－1は，平均熱伝達率に及ぼすディーン数De の影響について検討したものである．第3章第4節4.2.2項 で述べたように，返しベンド凸面を冷却した場合の平均熱伝達率は，

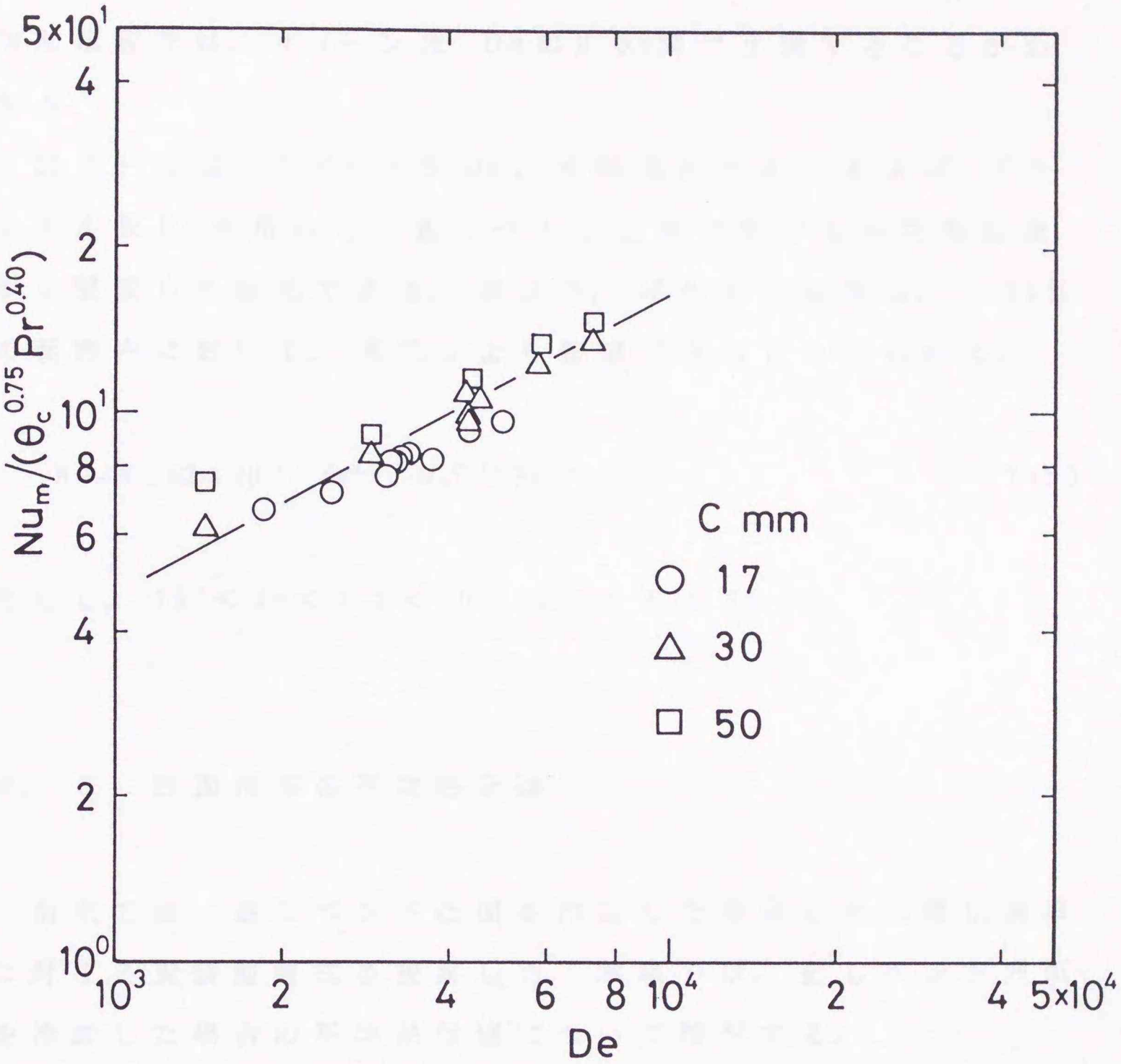



図 7 － 1　$Nu_m/(\theta_c^{0.75}Pr^{0.40})$ － De の関係

冷却温度比$\theta_c$の0.75乗に比例するため，縦軸には，平均ヌセルト数$Nu_m$を，冷却温度比$\theta_c$の0.75乗およびプラントル数Prの0.4乗で除した値をとり示してある．図より，平均熱伝達率は，ディーン数Deの0.55乗に比例することがわかる．

図７－２は，ディーン数De，冷却温度比$\theta_c$，およびプラントル数Prを用いて，返しベンド凸面における平均熱伝達率を整理した結果である．図より，平均熱伝達率は，±20％の範囲内において，次式により整理できることがわかる．

$$Nu_m = 1.02 \times 10^{-1} \cdot De^{0.55}\ \theta_c^{0.75}\ Pr^{0.40} \qquad (7-5)$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$1.7 \leqq \theta_c \leqq 60$

## ２．３　凹面冷却の平均熱伝達

前項では，返しベンド凸面を冷却した場合の平均熱伝達率に対する実験整理式を提案した．本項では，返しベンド凹面を冷却した場合の平均熱伝達について検討する．

図７－３は，平均熱伝達率に及ぼすディーン数Deの影響を示す．第４章第４節4.3.2項で述べたように，返しベンド凹面を冷却した場合の平均熱伝達率は，冷却温度比$\theta_c$の0.60乗に比例するため，縦軸には，平均ヌセルト数$Nu_m$を，冷却温度比$\theta_c$の0.60乗およびプラントル数Prの0.4乗で除した値をとり示してある．図より，平均熱伝達率は，ディーン数Deの0.60乗に比例することがわかる．

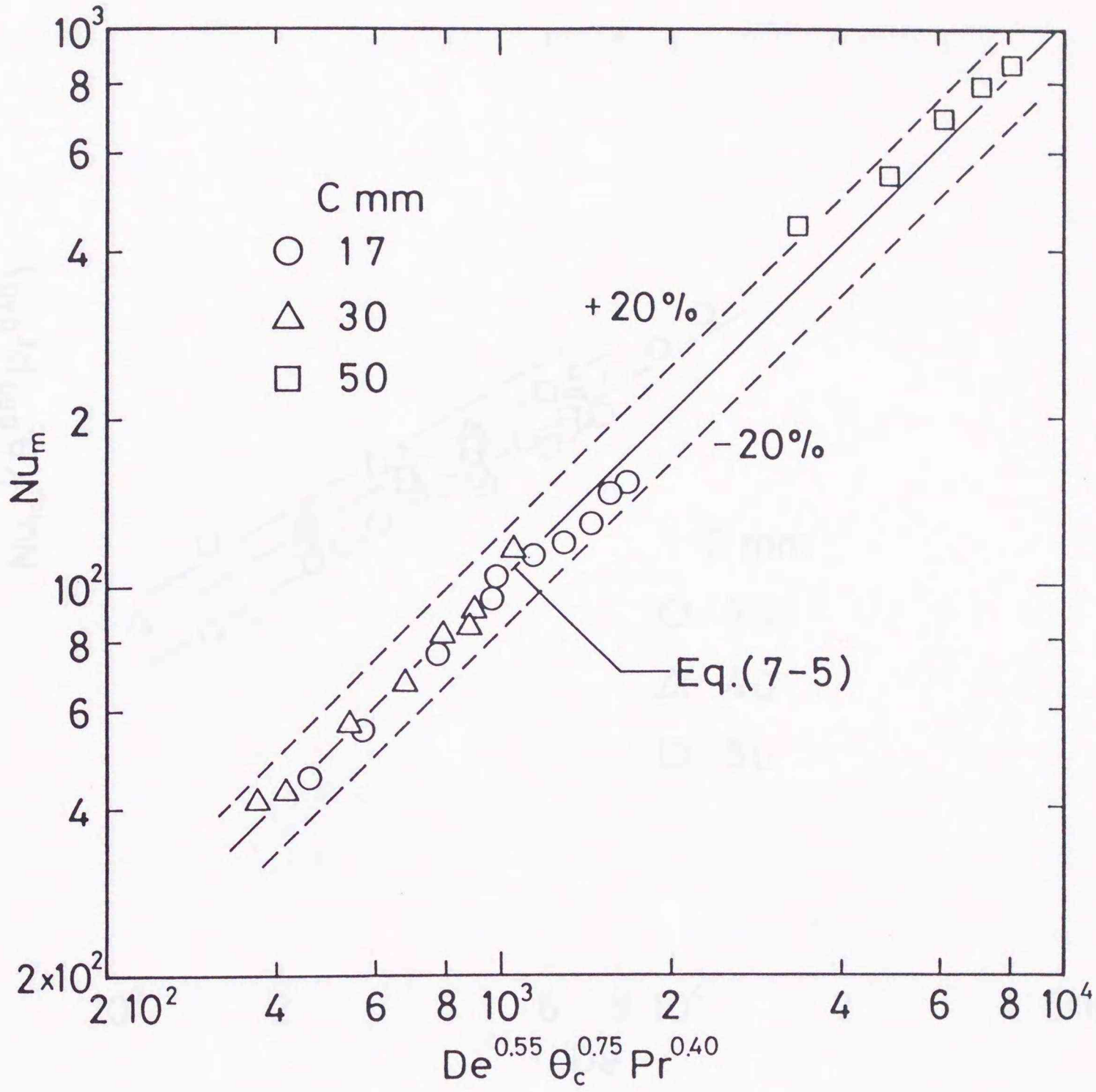



図７－２　Nu$_m$に関する整理（凸面冷却）

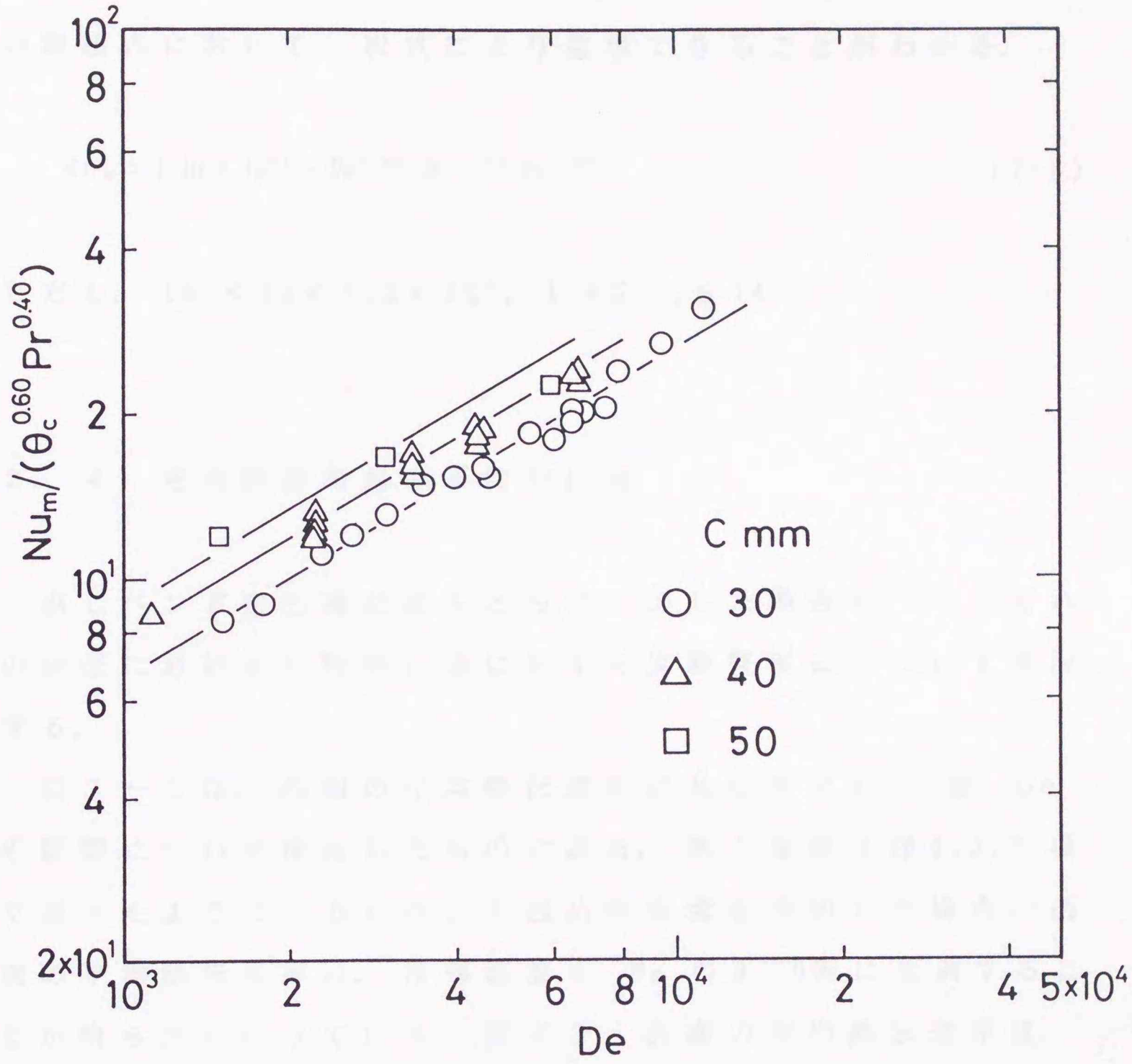



図 7 － 3　$Nu_m/(\theta_c^{0.60}Pr^{0.40})$ － De の関係

図７－４は，ディーン数Ｄｅ，冷却温度比$\theta_c$，およびプラントル数Ｐｒを用いて，返しベンド凹面における平均熱伝達率を整理した結果である．図より，平均熱伝達率は，±２０％の範囲内において，次式により整理できることがわかる．

$$Nu_m = 1.10 \times 10^{-1} \cdot De^{0.60}\ \theta_c^{0.60}\ Pr^{0.40} \qquad (7-6)$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$1.4 \leqq \theta_c \leqq 14$

## ２．４　凹凸両面冷却の平均熱伝達

返しベンド凹凸両曲面をともに冷却した場合の，それぞれの曲面における平均熱伝達に対する実験整理式について検討する．

図７－５は，凸面の平均熱伝達率に及ぼすディーン数　Ｄｅの影響について検討したものである．第５章第４節4.5.2 項で述べたように，返しベンド凹凸両曲面を冷却した場合の凸面の平均熱伝達率は，冷却温度比　$\theta_c$ の0.70乗に比例することが明らかになっている．図より，凸面の平均熱伝達率は，ディーン数　Ｄｅの0.55乗に比例することがわかる．

図７－６は，ディーン数Ｄｅ，冷却温度比$\theta_c$，およびプラントル数Ｐｒを用いて，返しベンド凸面における平均熱伝達率を整理した結果である．図より，凸面の平均熱伝達率は，±２０％の範囲内において，次式により整理できることがわかる．

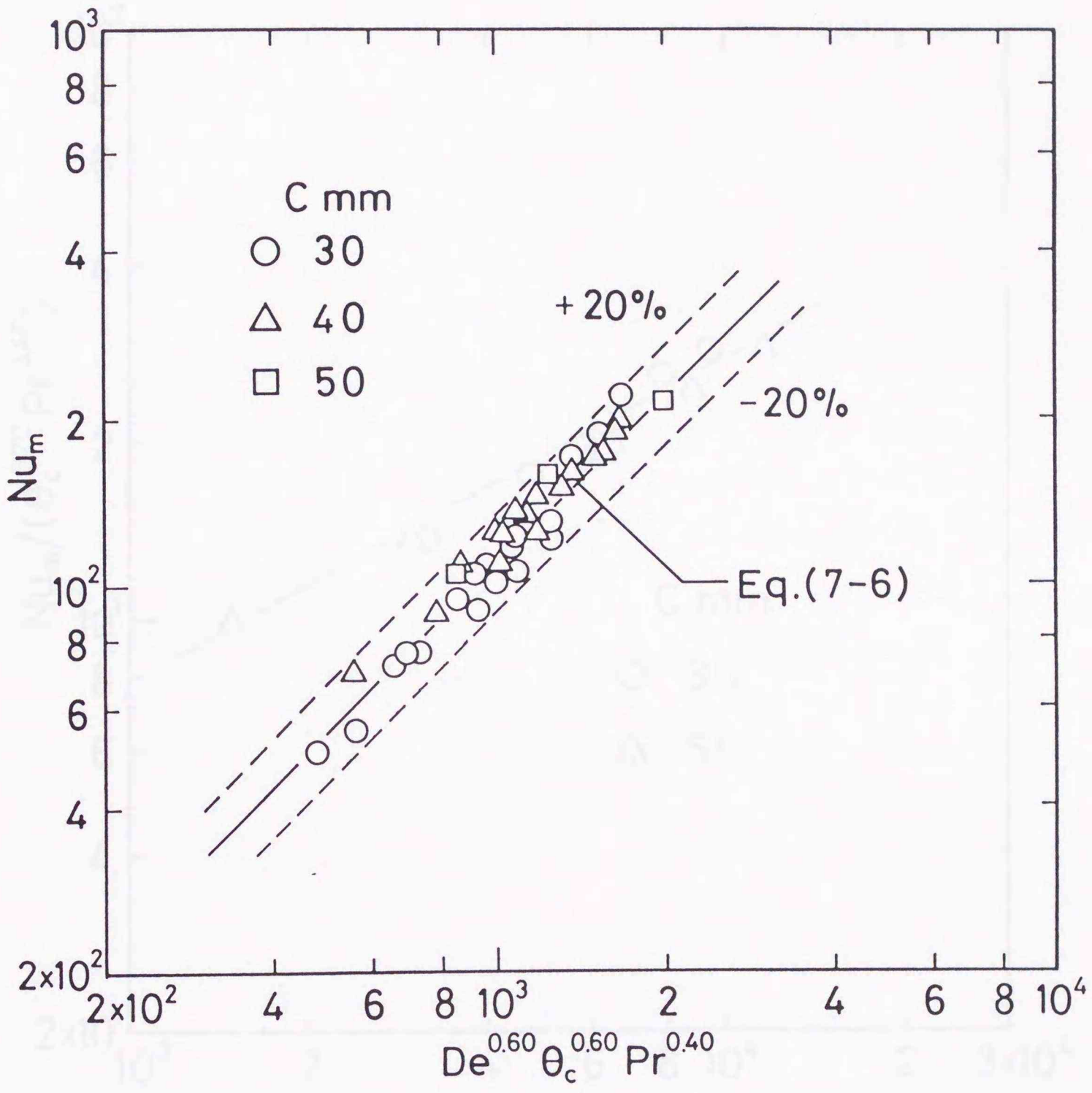



図７－４　Nu$_m$に関する整理（凹面冷却）

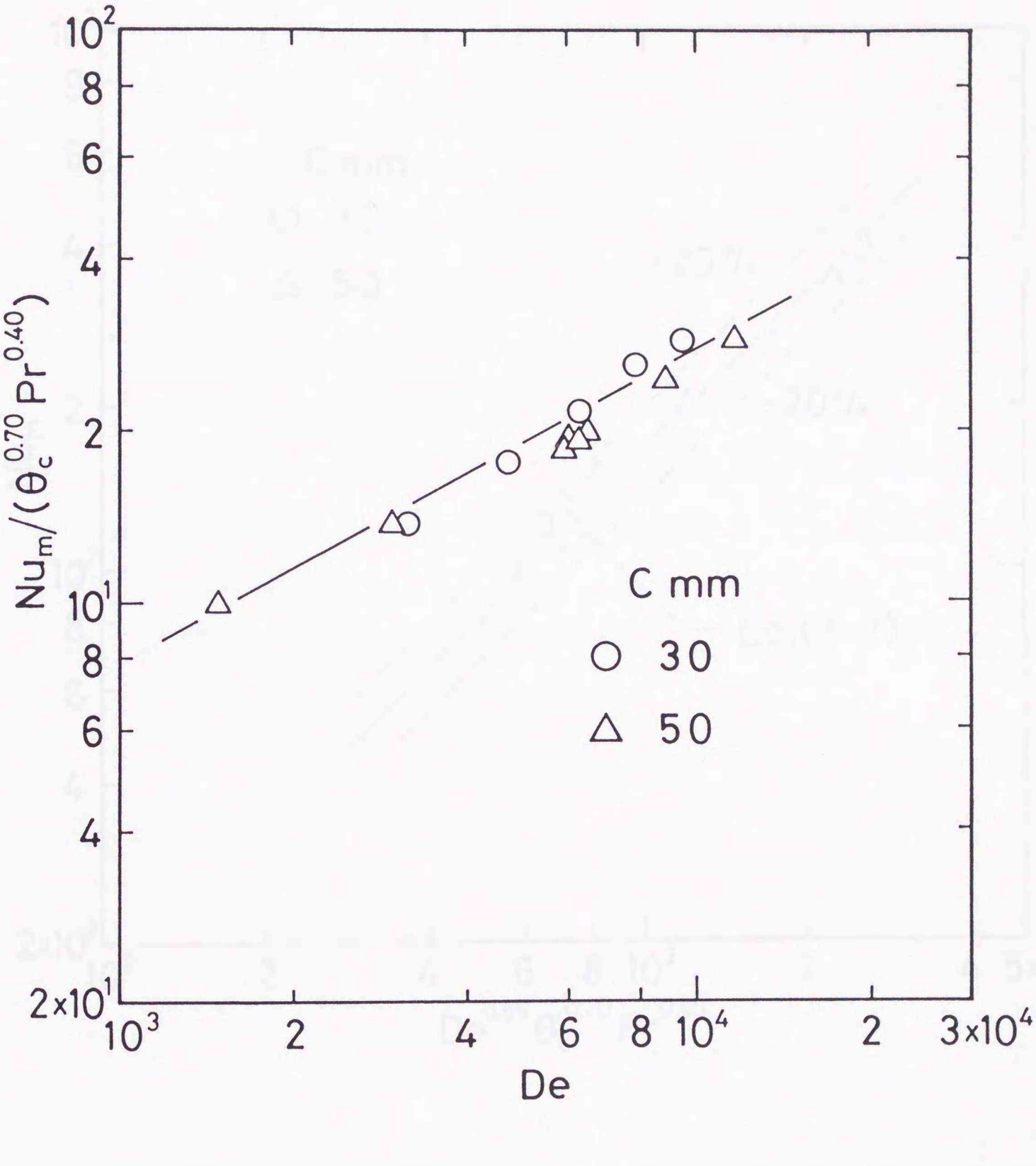



図 7 － 5　$Nu_m/(\theta_c^{0.70}Pr^{0.40})$ － De の関係

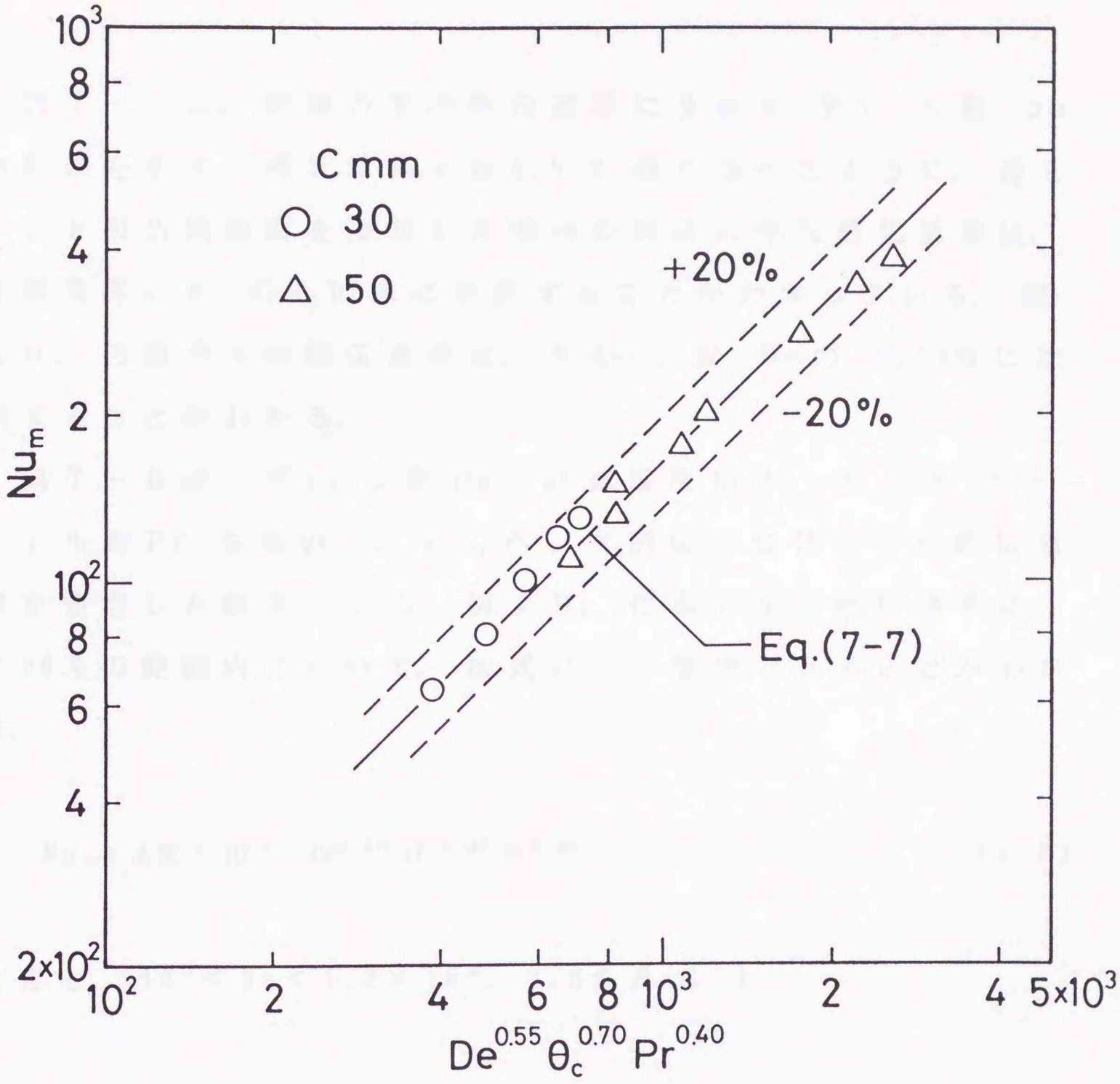



図７－６　凸面における$Nu_m$に関する整理（凹凸両面冷却）

$$Nu_m = 1.65 \times 10^{-1} \cdot De^{0.55}\ \theta_c^{0.70}\ Pr^{0.40} \qquad (7-7)$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

図７－７は，凹面の平均熱伝達率に及ぼすディーン数 Deの効果を示す．第５章第４節4.5.2 項で述べたように，返しベンド凹凸両曲面を冷却した場合の凹面の平均熱伝達率は，冷却温度比 $\theta_c$ の0.60乗に比例することがわかっている．図より，凹面の平均熱伝達率は，ディーン数 Deの 0.50乗に比例することがわかる．

図７－８は，ディーン数De，冷却温度比 $\theta_c$，およびプラントル数Pr を用いて，返しベンド凹面における平均熱伝達率を整理した結果である．図より，凹面の平均熱伝達率は，±20％の範囲内において，次式により整理できることがわかる．

$$Nu_m = 3.80 \times 10^{-1} \cdot De^{0.50}\ \theta_c^{0.60}\ Pr^{0.40} \qquad (7-8)$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

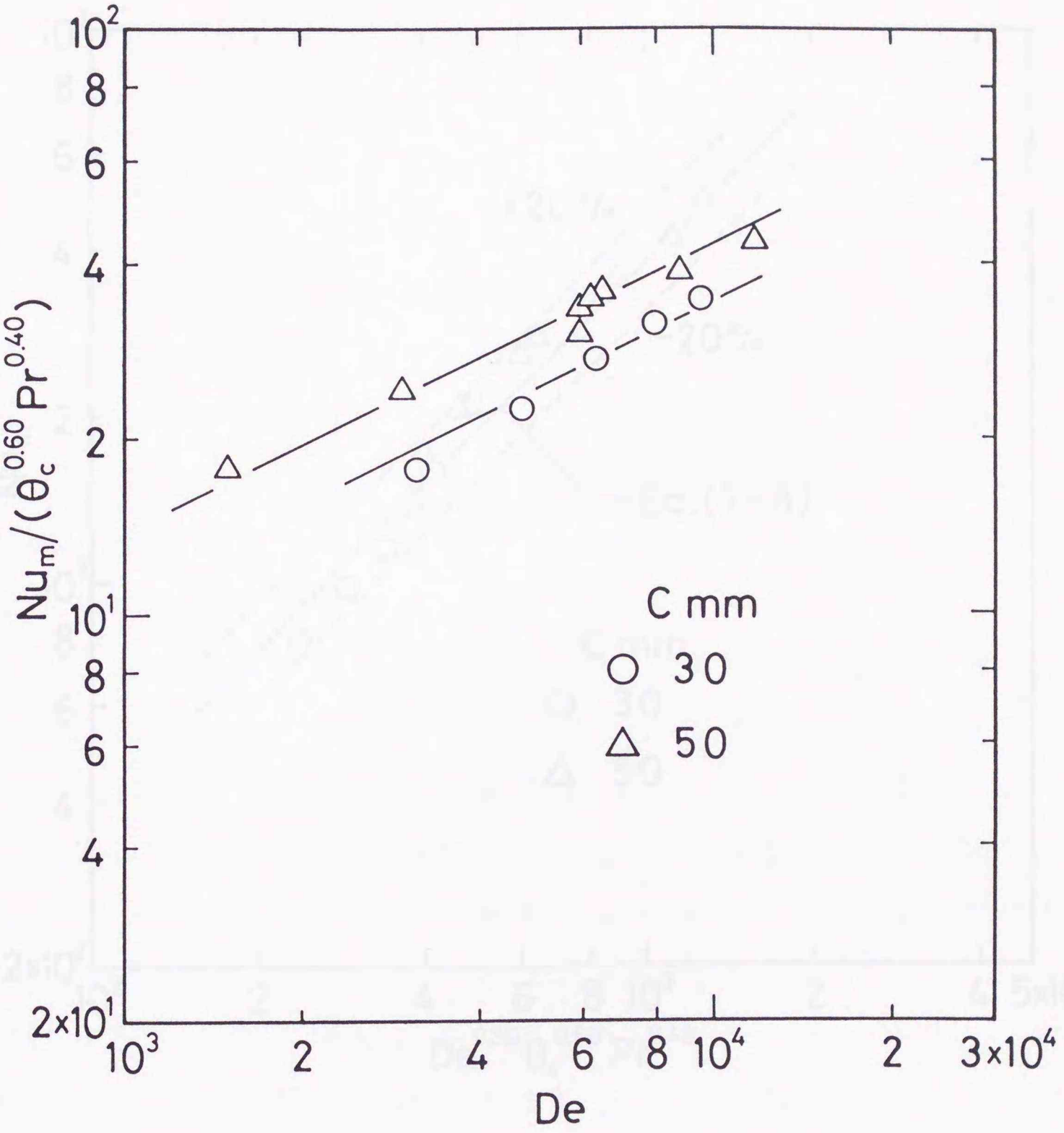



図 7 － 7　$Nu_m/(\theta_c^{0.60}Pr^{0.40})$ － De の関係

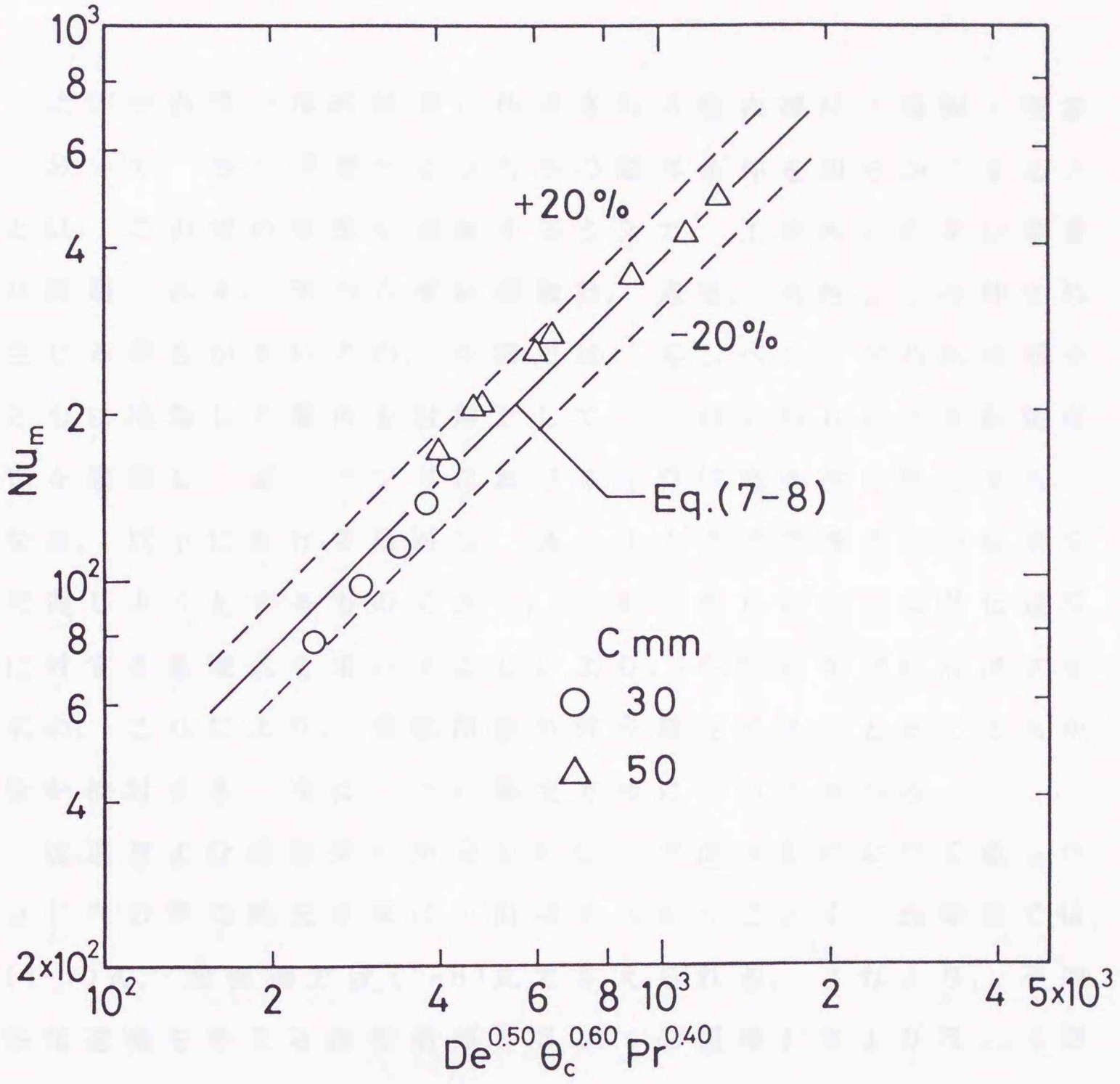



図７－８　凹面における$Nu_m$に関する整理（凹凸両面冷却）

## 第３節　凝固を伴う伝熱問題への適用

### ３．１　管内凍結閉塞

流体輸送管の凍結破壊に代表される管内凍結（凝固）現象において，管が閉塞するか否かの限界条件を明らかにすることは，この種の事故を回避するうえで，工学的に非常に重要な課題である．管内の凍結現象は，通常，周囲より冷却され生じる場合が多いため，本節では，返しベンド凹凸両曲面をともに冷却した場合を対象として，前節で得られた実験整理式を適用し，返しベンドにおける凍結閉塞条件を算定する．なお，以下における検討は，あくまで凍結閉塞条件の概要を把握しようとするものであり，前節で得られた平均熱伝達率に対する整理式を用いることにより，平均的な凍結層厚さを求め，これにより，凍結閉塞条件を算定することができるか否か検討する．次に，その算定方法について述べる．

流速および冷却条件が定まれば，両面冷却における返しベンド内の平均熱伝達率は，前項で求めたごとく，凸面側では(7-7)式，凹面側では(7-8)式で与えられる．これより，平均熱伝達率を与える凍結層厚さ$S_{cv}$（凸面側）および$S_{cc}$（凹面側）は，凍結層内温度分布を一次元準定常と考えると，それぞれ次式より求められる．

$$h_{cv} = \lambda_i \frac{(\theta_w-\theta_f)}{(\theta_f-\theta_{in})} \frac{1}{(R_{cv}+S_{cv})\ ln\left(\dfrac{R_{cv}+S_{cv}}{R_{cv}}\right)} \qquad (7-9)$$

$$h_{cc} = -\lambda_i \frac{(\theta_w-\theta_f)}{(\theta_f-\theta_{in})} \frac{1}{(R_{cc}-S_{cc})\ ln\left(\frac{R_{cc}-S_{cc}}{R_{cc}}\right)} \qquad (7-10)$$

凍結閉塞時には，(7-9)，(7-10)式より求めた凍結層厚さの合計は，流路高さCに等しいと考えられるので

$$S_{cv}+S_{cc} = C \qquad (7-11)$$

を満たす必要がある．

したがって，流体温度および冷却壁温度による冷却条件を決定した後，上述した手順に従って，(7-11)式を満足するように流速を求め，これを凍結閉塞限界値として採用する．

図７－９は，このようにして求めた凍結閉塞限界における，流速と冷却温度比の関係を示したものである．冷却温度比が増加するに従い，凍結閉塞限界における流速は増加していることがわかる．また，流路高さが小さいほど，凍結閉塞限界における流速は増加し，閉塞させないためには，より流速を増加させる必要がある．

次に，これらの結果の妥当性について検討する．図７－10および図７－11は，流路高さがそれぞれ30㎜，および50㎜の場合について，凍結閉塞限界における，冷却温度比と管レイノルズ数との関係を示す．図には，参考のため稲葉らによる直円管［26］，ならびに180°曲り円管［98，101］における凍結閉塞限界を，それぞれ破線，および一点鎖線で示してある．凍結閉塞に関する本算定値は，180°曲り円管の場合と定性的には比較的よい一致を示しており，本算定値は妥当性の

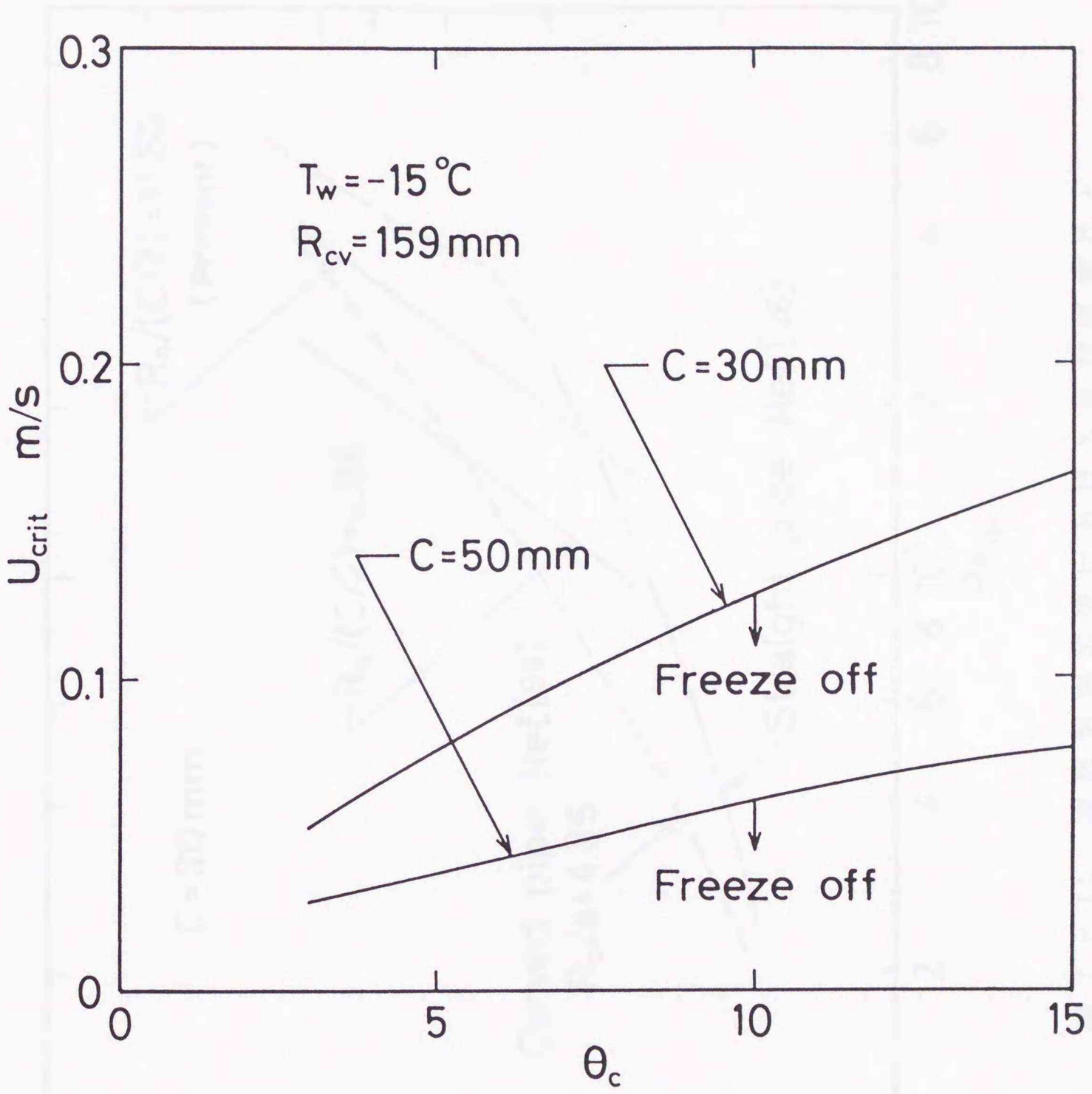



図７－９　凍結閉塞限界における流速と冷却温度比の関係

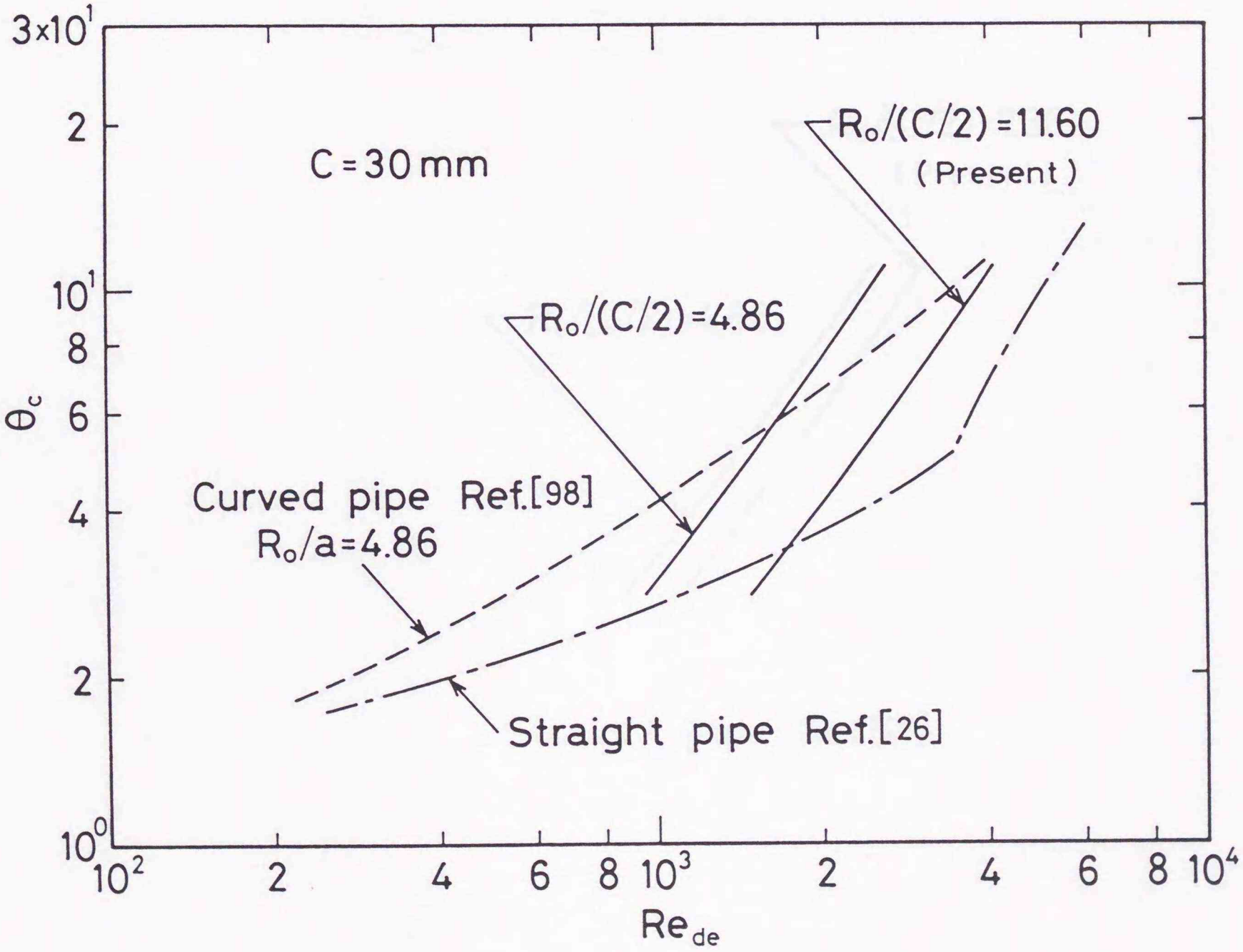



図７－10　凍結閉塞限界における冷却温度比と
管レイノルズ数の関係（C=30mm）

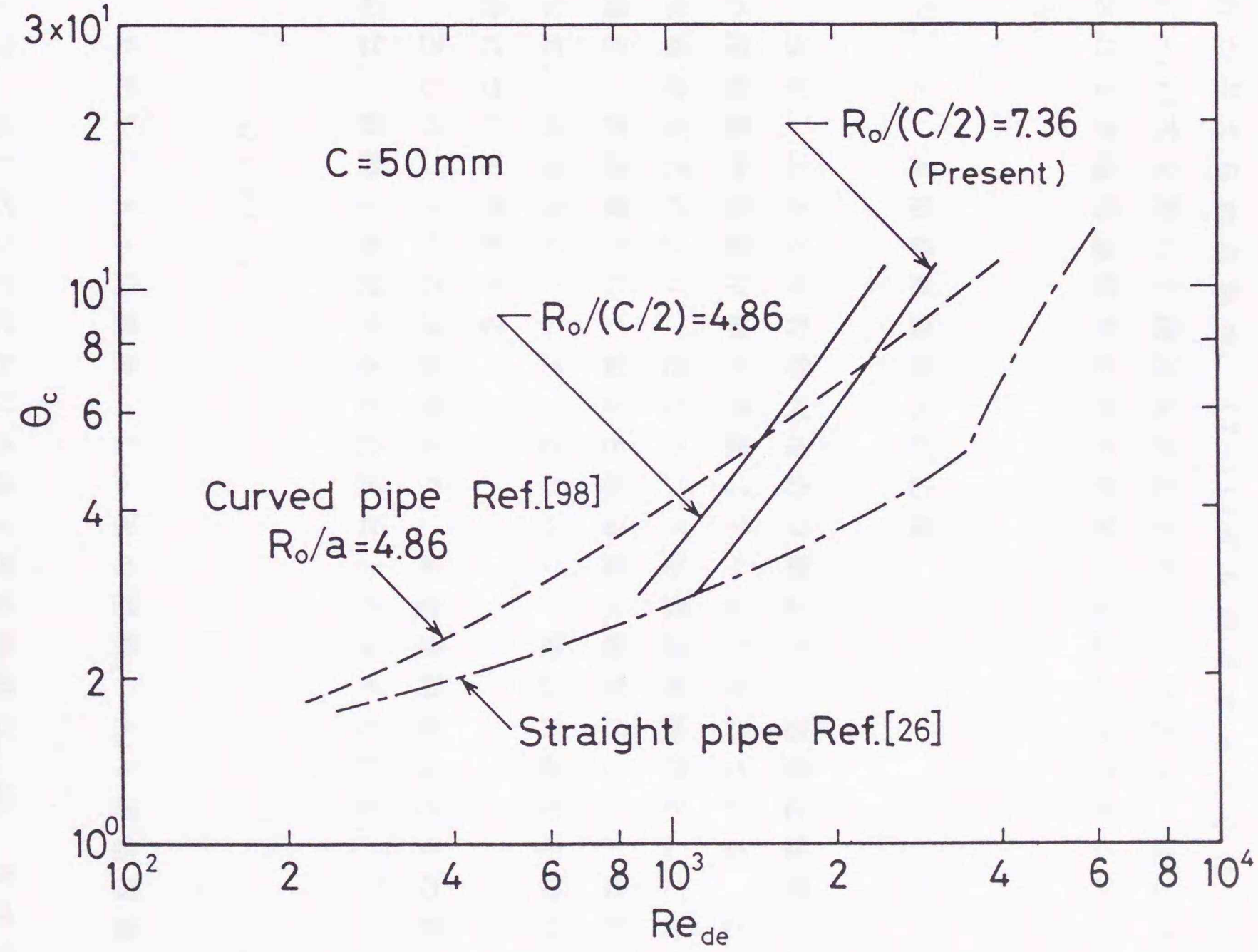



図７－11　凍結閉塞限界における冷却温度比と
管レイノルズ数の関係（C=50mm）

あるものと考えられる.

以上の結果より，流体温度および冷却壁温度による冷却条件が与えられる場合，(7-11)式を満足するように，(7-7)～(7-10)式を用いて流速を決定することにより，返しベンドにおける凍結閉塞限界条件を算定することができることがわかる.

## 3．2　潜熱蓄熱装置への応用

近年，エネルギ有効利用の立場より，相変化物質に着目した潜熱蓄熱装置が種々考案[７～９]されている．ここでは，氷蓄冷方式により，返しベンドを蓄冷熱機器として利用する場合，凍結層として蓄えられる蓄冷熱量について検討する．なお，冷却方式として，返しベンド凹凸両曲面を冷却した場合について考察する.

返しベンド内の凍結量より，単位流路幅当たりの蓄冷熱量Qは，顕熱を無視すると次式により与えられる.

$$Q = \gamma L A_s \qquad (7-12)$$

ただし，$\gamma$：比重量，L：氷の潜熱，$A_s$：凍結層断面積

一方，返しベンドにおける最大蓄冷熱量$Q_{max}$は，次式で与えられる.

$$Q_{max} = \gamma L \cdot \pi (R_{cc}^2 - R_{cv}^2)/2 \qquad (7-13)$$

(7-12), および (7-13)式より, 無次元蓄冷熱量Q'は

$$Q' = \frac{Q}{Q_{max}} = \frac{2A_s}{\pi(R_{cc}^2 - R_{cv}^2)} \qquad (7-14)$$

となる.

本章第2節において述べたように, 凍結を伴う場合の返しベンド内の平均熱伝達率は, ディーン数De, 冷却温度比$\theta_c$, およびプラントル数Prにより整理できることがわかっている. ここでは, 氷による蓄冷熱量を検討するため, 物性値であるプラントル数Prを除外し, 無次元蓄冷熱量 Q'を, ディーン数De と冷却温度比$\theta_c$を用いて整理することを試みる.

図7-12に, 無次元蓄冷熱量Q' に及ぼす冷却温度比$\theta_c$の効果を示す. 図より, 無次元蓄冷熱量 Q'は, 冷却温度比$\theta_c$の 0.45乗に比例することがわかる.

図7-13は, 無次元蓄冷熱量Q'に及ぼすディーン数Deの効果を示したものである. 図より, 無次元蓄冷熱量 Q'は, ディーン数Deの-0.35乗に比例することがわかる.

以上の関係に基づいて, 無次元蓄冷熱量Q'を整理した結果を, 図7-14に示す. 図より, 無次元蓄冷熱量Q'は, ±20%の範囲内において, 次式により整理できることがわかる.

$$Q' = 4.10 \times De^{-0.35}\ \theta_c^{0.45} \qquad (7-15)$$

ただし, $10^3 < De < 1.2 \times 10^4$, $2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

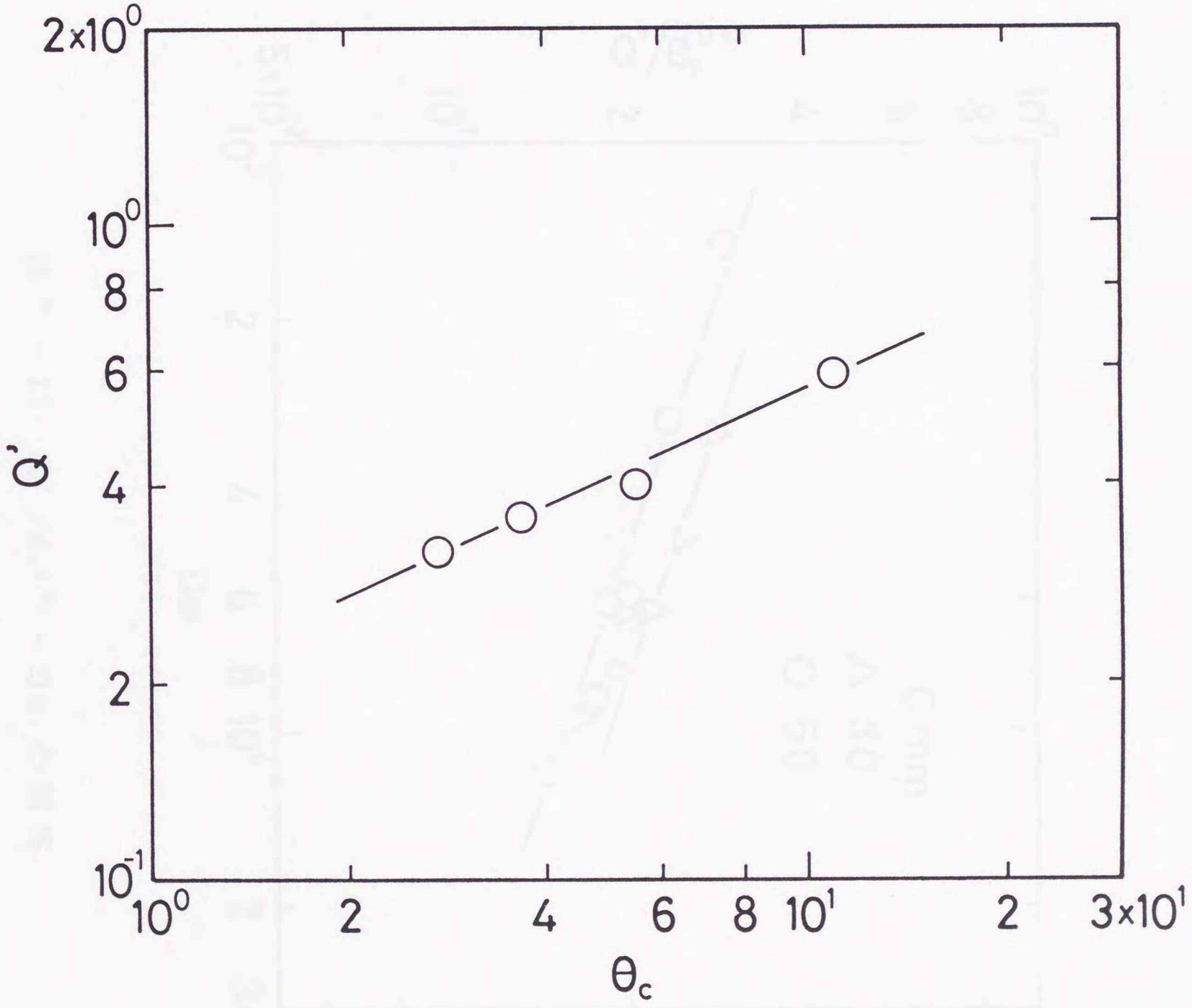



図 7 － 12　無次元蓄冷量に及ぼす冷却温度比の効果

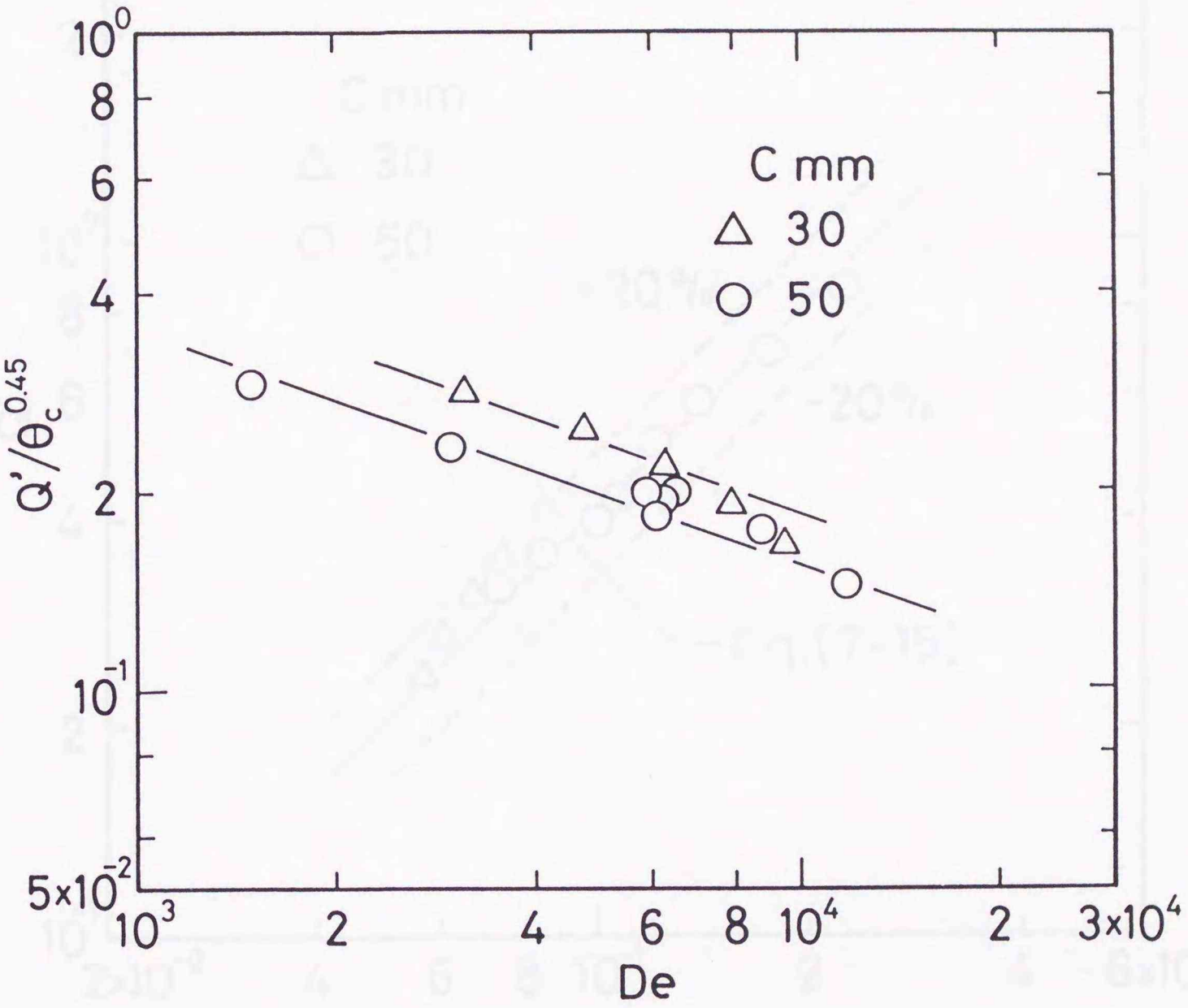



図 7 － 13　$Q'/\theta_c^{0.45}$ － De の関係

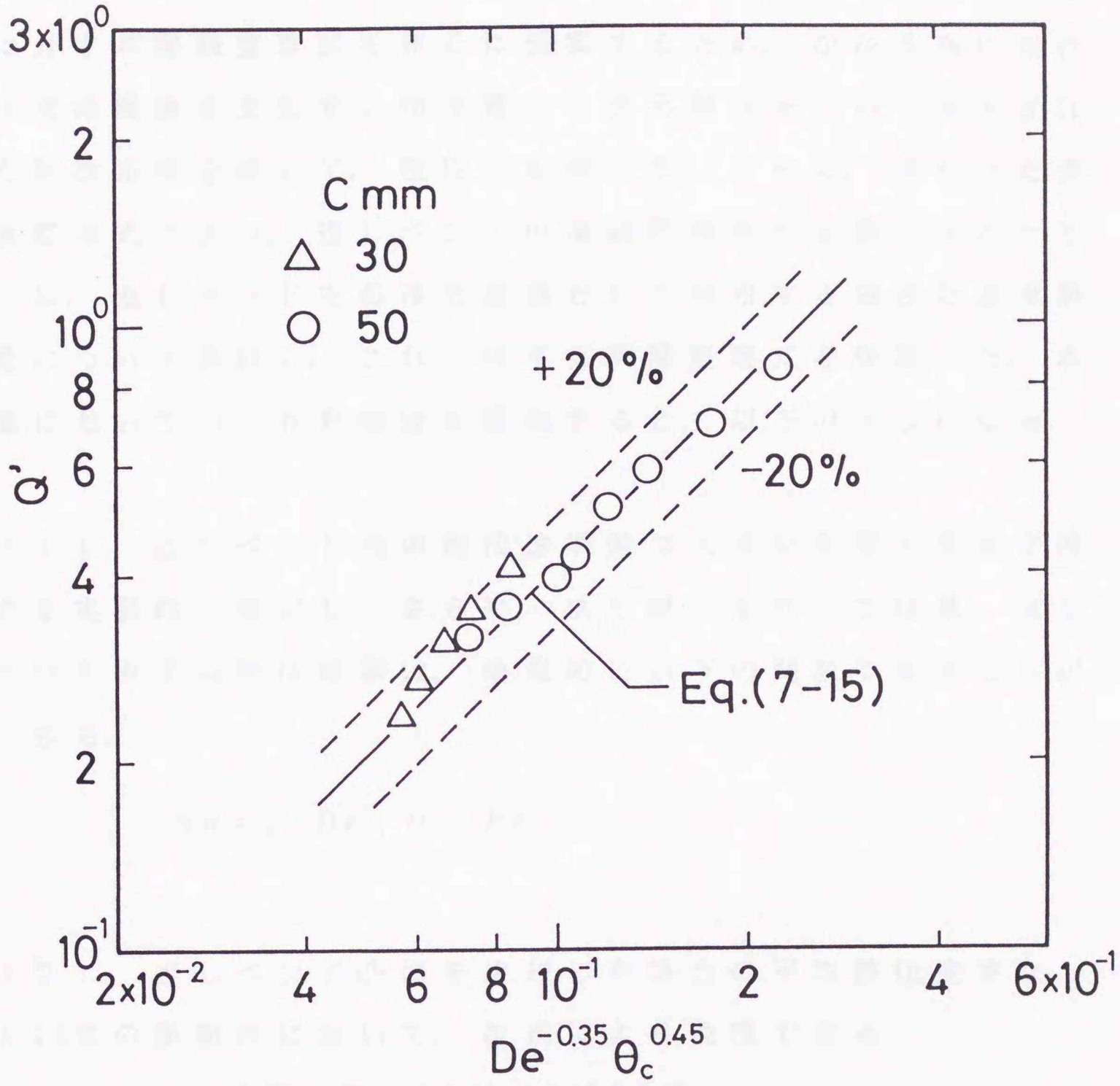



図 7 － 14　無次元蓄冷量Q'に関する整理

## 第４節　本章のまとめ

本章では，凍結を伴う場合の，返しベンド内平均熱伝達率に対する実験整理式を新たに提案するため，かかる系における凍結現象を支配する物理量より次元解析を行い，導入された無次元量を用いて，整理式を導いた．さらに，得られた実験整理式により，返しベンドの凍結閉塞条件を算定するとともに，返しベンドを蓄冷熱機器として利用する場合の蓄冷熱量について検討し，これに対する実験整理式を提案した．本章において得られた結論を要約すると，以下のようになる．

（１）　返しベンド内の熱伝達挙動に大きな影響を及ぼす因子を実験的に検討し，さらに，次元解析を行った結果，返しベンドの平均熱伝達率は，簡便的に以下の関数で表すことができる．

$$Nu = f(De, \theta_c, Pr)$$

（２）　返しベンド凸面を冷却した場合の平均熱伝達率は，±２０％の範囲内において，次式により整理できる．

$$Nu_m = 1.02 \times 10^{-1} \cdot De^{0.55}\ \theta_c^{0.75}\ Pr^{0.40}$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$1.7 \leqq \theta_c \leqq 60$

（３）　返しベンド凹面を冷却した場合の平均熱伝達率は，±２０％の範囲内において，次式により整理できる．

$$Nu_m = 1.10 \times 10^{-1} \cdot De^{0.60}\ \theta_c^{0.60}\ Pr^{0.40}$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$1.4 \leqq \theta_c \leqq 14$

（４）　返しベンド凹凸両曲面をともに冷却した場合の各曲面における平均熱伝達率は，±20％の範囲内において，それぞれ次式により整理できる．

凸面

$$Nu_m = 1.65 \times 10^{-1} \cdot De^{0.55}\ \theta_c^{0.70}\ Pr^{0.40}$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

凹面

$$Nu_m = 3.80 \times 10^{-1} \cdot De^{0.50}\ \theta_c^{0.60}\ Pr^{0.40}$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

（５）　返しベンドの凍結閉塞条件は，平均熱伝達率に対する実験整理式により算定することができる．

（６）　返しベンドにおける無次元蓄冷熱量は，±20％の範囲内において，次式により整理できる．

$$Q^* = 4.10 \times De^{-0.35}\ \theta_c^{0.45}$$

ただし，$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，$2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

# 第８章　結　論

前章までに述べたように，本論文においては，矩形断面を有する返しベンド内の凍結挙動および凍結熱伝達挙動について実験的検討を行った．返しベンドの冷却には，凸面冷却，凹面冷却，ならびに凹凸両曲面冷却の三つの場合についてそれぞれ検討し，凍結挙動を観察するとともに，凍結熱伝達挙動に及ぼす，流速，冷却温度比，流路高さ，および曲率半径などの効果について明らかにした．また，管内流動水の不安定凍結現象の発生原因を明らかにするため，レーザ・ドップラ流速計により，凍結層界面上の流動挙動を測定した．さらに，返しベンドにおける凍結実験により得られた結果を評価するため，次元解析の結果と合わせて検討し，凍結を伴う場合の返しベンド内平均熱伝達率に関する実験整理式を提案した．また，これらの整理式を用いて，返しベンドにおける凍結閉塞条件を算定するとともに，返しベンドを蓄冷機器として利用する場合の蓄冷熱量について検討し，蓄冷熱量に対する実験整理式を提案した．

以下，本論文において明らかにしたこれらの結果について要約して述べる．

第１章においては，序論として，曲り管内の凍結現象に関しての研究の意義を述べた．

第２章においては，管内の凍結現象，曲り管内流れの研究，および管内層流化現象に関する従来の研究について述べるとともに，これらの研究における問題点を指摘し，本研究の

目的および立場を明らかにした.

第３章においては，矩形断面を有する返しベンド内の凍結挙動を明らかにするため，凸面のみ冷却を行い，凍結挙動を観察するとともに，凍結熱伝達率，ステップ形成位置，および最大凍結層厚さに影響を及ぼす各因子の効果について実験的検討を行った.

以下，第３章において得られた結果を要約して述べる.

（１） 流速あるいは冷却温度比が大きい場合には，返しベンド凸面上に，凍結層厚さが流路途中において急激に減少する，“ステップ”状の凍結層が形成される.

（２） 流路高さが17mmと小さい場合の返しベンドでは，冷却凸面上に成長する凍結層は，“ステップ”状となり易く，また，実験条件によっては，ステップが複数個観察される.

（３） 流速および冷却温度比は，返しベンド凸面における凍結挙動に大きな影響を及ぼす.

（４） 定常状態におけるステップ形成位置は，流速および冷却温度比の増加とともに，返しベンド上流側で観察される.

（５） 流速，冷却温度比，および流路高さが増加するに従い，凸面における平均熱伝達率は増加する.

第４章においては，返しベンド凹面のみ冷却を行い，凍結挙動の観察を行うとともに，凍結挙動に影響を及ぼす各因子の効果について実験的に検討した. さらに，凍結を伴う場合の冷却凹面における熱伝達挙動に対して，流速，冷却温度比，流路高さ，および曲率半径が及ぼす影響について検討した.

以下，第４章において得られた結果の要旨をまとめて述べ

る.

（１）　返しベンド凹面上には，“スムース”遷移型の流れ方向に滑らかに凹凸状となる凍結層が形成される.

（２）　冷却温度比が大きく，流速が比較的遅い場合には，凹面上の凍結層は，縦渦列の影響を顕著に受け，その面性状は，流路幅方向に凹凸状となる.

（３）　流速および冷却温度比は，返しベンド凹面における凍結挙動に大きな影響を及ぼす.

（４）　流速，冷却温度比，および流路高さが増加するに従い，凹面における平均熱伝達率は増加する.

（５）　曲率半径が減少するに従い，凹面における平均熱伝達率は増加する.

第５章においては，返しベンド凹凸両曲面を，ともに冷却した場合において，凍結挙動の観察を行うとともに，凍結挙動に及ぼす流速の効果について実験的に検討した．さらに，凍結を伴う場合の凹凸両曲面における熱伝達挙動に対し，流速，冷却温度比，および流路高さの各因子が及ぼす影響について検討した.

以下，第５章において得られた結果の要旨をまとめて述べる.

（１）　返しベンド内の凍結挙動は，凹面側と凸面側でそれぞれ大きく異なる.

（２）　返しベンド凸面上には，流れ方向に対する凍結層厚さの変化が急激な“ステップ”状の凍結層が形成される.

（３）　返しベンド凹面上には，流れ方向に対する凍結層厚さの変化が滑らかな“スムース”遷移型の凍結層が形成され

る.

（４）　凸面におけるステップ形成位置は，冷却温度比が小さい場合，流速の変化に対して，一様な挙動を示さない.

（５）　冷却温度比が増加するに従い，凹凸両曲面の平均熱伝達率は増加するが，その変化割合は，凸面側で大きく，凹面側で小さい.

（６）　流路高さが増加するに従い，凹凸両曲面の平均熱伝達率は増加する傾向を示すが，平均熱伝達率に及ぼす流路高さの効果は，凸面側で小さい.

第６章においては，管内流動水の不安定凍結現象を観察するとともに，その発生メカニズムを明らかにするため，レーザ・ドップラ流速計を用いて，凍結層界面上の流動挙動について検討した．管内凍結層界面上の定常および過渡的状態での，流速および乱れ強さの測定を行い，流動特性について検討するとともに，凍結層の成長に伴う，局所的な流速および乱れ強さの非定常測定を行った.

以下，第６章において得られた結果を要約して述べる.

（１）　冷却壁を有する管内の流れは，凍結層が存在することにより，縮流および冷却を受け層流化されるが，さらに下流側においては，層流化から乱流化へと再遷移する.

（２）　層流化から乱流化への再遷移の過程において，下流方向に乱れ強さが増加する.

（３）　凍結層の局部的な融解が観察される初期段階において，非定常的な乱れ強さの急激な増加が，ステップ初生位置近傍の上流側で測定される.

（４）　非定常的な乱れ強さの急激な増加が，流水を伴う管

内の不安定凍結現象に密接に関与している.

第7章においては, 凍結を伴う場合の返しベンド内平均熱伝達率に関する実験整理式を提案した. 返しベンド内の凍結現象を支配する物理量に基づいて次元解析を行い, 導入された無次元数により, 整理式を導いた. さらに, 得られた平均熱伝達率に対する実験整理式を用いて, 返しベンドにおける凍結閉塞条件を算定するとともに, 返しベンドを蓄冷熱機器として利用する場合の蓄冷熱量について検討し, これに対する実験整理式を提案した.

以下, 第7章において得られた結果の要旨を述べる.

(1) 返しベンド内の熱伝達挙動に大きな影響を及ぼす因子を実験的に検討し, さらに, 次元解析を行った結果, 返しベンドの平均熱伝達率は, 以下の関数で表すことができる.

$$Nu = f(De, \theta_c, Pr)$$

(2) 返しベンド凸面を冷却した場合の平均熱伝達率は, ±20%の範囲内において, 次式により整理できる.

$$Nu_m = 1.02 \times 10^{-1} \cdot De^{0.55}\ \theta_c^{0.75}\ Pr^{0.40}$$

ただし, $10^3 < De < 1.2 \times 10^4$, $1.7 \leqq \theta_c \leqq 60$

(3) 返しベンド凹面を冷却した場合の平均熱伝達率は, ±20%の範囲内において, 次式により整理できる.

$$Nu_m = 1.10 \times 10^{-1} \cdot De^{0.50}\ \theta_c^{0.50}\ Pr^{0.40}$$

ただし, $10^3 < De < 1.2 \times 10^4$, $1.4 \leqq \theta_c \leqq 14$

(4) 返しベンド凹凸両曲面をともに冷却した場合の各曲面における平均熱伝達率は, ±20%の範囲内において, それぞれ次式により整理できる.

凸面

$$Nu_m = 1.65 \times 10^{-1} \cdot De^{0.55}\ \theta_c^{0.70}\ Pr^{0.40}$$

ただし，　$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，　$2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

凹面

$$Nu_m = 3.80 \times 10^{-1} \cdot De^{0.50}\ \theta_c^{0.60}\ Pr^{0.40}$$

ただし，　$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，　$2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

（５）　返しベンドの凍結閉塞条件は，得られた実験整理式により算定することができる．

（６）　返しベンドにおける蓄冷熱量は，±20％の範囲内において，次式により整理できる．

$$Q' = 4.10 \times De^{-0.35}\ \theta_c^{0.45}$$

ただし，　$10^3 < De < 1.2 \times 10^4$，　$2.8 \leqq \theta_c \leqq 11$

以上要約して述べたように，本論文では，工学を始め様々な分野に深く関与する，管内凍結問題に関して，これまで不明であった，返しベンド内の凍結挙動および凍結熱伝達挙動に関して実験的検討を行った．

本論文の第３章，第４章，および第５章において得られた結果は，従来の報告例がない，返しベンド内の凍結挙動を明らかにしたものである．また，凍結を伴う場合の熱伝達特性は，相変化が無い場合の単相流のそれと大きく異なり，従来より報告されている整理式が適用できないことを明らかにした．これらの知見は，今後研究が進展すると思われる，凝固を伴う強制対流下の伝熱問題を解明するうえで，重要な指針を与えるものと考えられる．

また，第６章における，管内流動水の不安定凍結現象に関して行った測定結果は，凍結層が存在する場合の管内流動挙

動をはじめて定量的に明らかにしたものである．これらの結果は，凍結層の形状変化に関する今までの定性的な議論をさらに進展させ，その原因について踏み込んだものでり，管内凍結問題に関する今後の展開に対し，重要な知見を与えるものと思われる．

さらに，第７章における，凍結を伴う場合の返しベンド内平均熱伝達率に関する実験整理式は，様々な工業分野で用いられている熱交換器曲り部の熱伝達特性に対する情報を与えるものであり，これらの設計を行うに際し，工業的に有用な基礎資料を提供するものと思われる．

近年，エネルギ有効利用の立場から，夜間電力を利用した蓄冷熱装置の研究が盛んに行われている．本研究における返しベンドを用いた場合の蓄冷熱量に関する検討は，この種の氷蓄冷熱機器の研究開発に対しも，基礎的情報を提供するものと考えられる．

# 参考文献


1. 川下研介, “熱伝導論”, オーム社, (昭41), 420.
2. Takeuchi, M., and Cheng, K.C., ” Transient Natural Convection in Horizontal Cylinders with Constant Cooling Rate”, Wärme- und Stoffübertragung, Vol.9, (1976), 215-225.
3. Gilpin, R.R., ” The Effects of Dendritic Ice Formation in Water Pipes”, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.20, (1977), 639-699.
4. Seki, N., Fukusako, S., and Nakaoka, M., ”Experimental Study on Natural Convection Heat Transfer With Density Inversion of Water Between Two Horizontal Concentric Cylinders”, ASME. J. Heat Transfer, Vol.97 (1975), 556-561.
5. 稲葉英男・福迫尚一郎, “低温環境下における伝熱問題（６）, 水道管の凍結破壊　その１”, 機械の研究 41巻 6号, （平元）, 89-94.
6. 稲葉英男・福迫尚一郎, “低温環境下における伝熱問題（７）, 水道管の凍結破壊　その２”, 機械の研究 41巻 7号, （平元）, 67-73.
7. 坪倉久, “氷蓄熱に対する電力会社の取組み”, 空気調和・衛生工学, 第64巻第６号, （平２）, 427-432.
8. 射場本忠彦, “氷蓄熱システムの分類”, 空気調和・衛生工学, 第64巻第６号, （平２）, 433-441.
9. 宮坂明男, “米国における氷蓄熱システムの動向”, 冷凍, Vol.62, No.714, （昭62）, 351-361.

10. Gilpin, R.R., "The Effect of Cooling Rate on the Formation of Dendritic Ice in a Pipe With No Main Flow", ASME. J. Heat Transfer, Vol.99 (1977), 419-424.

11. 鳴海明, 柏木孝夫, 酒徳裕二, "水平同心円筒内での過冷却を伴う水の冷却・凍結過程に関する研究", 日本機械学会論文集（Ｂ編）56巻 527号, （平２）, 2077-2084.

12. 斎藤彬夫, 宇高義郎, 玉木淳, 松沢和幸, 梶川伸一, "過冷却をともなう凝固過程の研究（過冷却解消温度におよぼす伝熱面の影響の測定と統計的処理", 日本機械学会論文集（Ｂ編）54巻 502号, （昭63）, 1439-1446.

13. Hirata, T., Gilpin, R.R., and Cheng, K.C., and Gates, E.M., "The Steady State Ice Layer Profile on a Constant Temperature Plate in a Forced Convection Flow, I. The Laminar Regime", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.22,(1979),1425-1433.

14. Hirata, T., Gilpin, R.R., and Cheng, K.C., "The Steady State Ice Layer Profile on a Constant Temperature Plate in a Forced Convection Flow, II. The Transition and Turbulent Regimes", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.22,(1979),1435-1443.

15. 平田哲夫, "低温環境下における伝熱問題（２）, 外部流れの凍結問題", 機械の研究 41巻 2号,（平元）, 67-71.

16. 智田喜久二, “層流直円管部を冷却される管路系の凝固閉そく限界”, 日本機械学会論文集（B編）51巻469号, (昭60), 2940-2945.

17. Epstein, M., Grolmes, M.A., and Henry, R.E., "Transient Freezing of a Flowing Ceramic Fuel in a Steel Channel", Nuclear Science and Engineering, Vol.61 (1976), 310-323.

18. Epstein, M., Yim, A., and Cheung, F.B., "Freezing - Controlled Penetration of a Saturated Liquid Into a Cold Tube", ASME. J. Heat Transfer, Vol.99 (1977), 233-238.

19. El-Genk, M.S. and Moore, R.L., " Transient Debris Freezing and Potential Wall Melting During a Severe Reactivity Initiated Accident Experiment", Nuclear Technology Vol.53, (1981), 354-373.

20. Gilpin, R.R., "Ice Formation in a Pipe Containing Flows in the Transition and Turbulent Regimes", ASME. J. Heat Transfer, Vol.103, (1981), 363-368.

21. 日本機械学会編, “機械工学便覧 動力プラント”, (昭61), B6-161.

22. 平田哲夫・石原学, “円管内流れの凍結閉そくに関する研究”, 日本機械学会論文集（B編）51巻 464号, (昭60), 1243-1250.

23. 平田哲夫, “円管内流れにおけるリップル状凍結層の発生限界”, 日本機械学会論文集（B編）52巻 474号,

（昭61），894-897.

24. 平田哲夫・松沢博，“円管内流れの凍結挙動に関する研究”，日本機械学会論文集（B編）53巻 486号，（昭62），553-559.

25. 平田哲夫，“低温環境下における伝熱問題（3），管内流の凍結と閉そく”，機械の研究 41巻 3号，（平元），86-90.

26. 稲葉英男・福田武幸・斉藤図・戸倉郁夫，“円筒内流動水の凍結挙動に関する研究”，日本冷凍協会論文集，Vol.4，No.2，（1987），71-79.

27. 智田喜久二・杉山 晃・田島 守，“凝固を伴う直円管流の熱伝達実験（冷却強さが Tw*≦10の場合）”，日本機械学会論文集（B編）58巻 545号，（平4），193-198.

28. 関 信弘・福迫尚一郎・田中順一郎・伊藤仁人・平賀俊哉，“冷却平行平板間を流れる水の非定常凍結”，日本機械学会論文集（B編）49巻 446号，（昭58），2172-2180.

29. Seki, N., Fukusako, S., and Younan, G.W., "Ice-Formation Phenomena for Water Flow Between Two Cooled Parallel Plates", ASME. J. Heat Transfer, Vol.106, (1984), 498-505.

30. Seki, N., Fukusako, S., and Younan, G.W., " A Transition Phenomenon of Ice Formation in Water Flow between Tow Horizontal Parallel Plates", Wärme- und Stoffübertragung, Vol.18, (1984), 117-128.

31. Weigand, B., and Beer, H., "The Morphology of Ice Structure in a Parallel Plate Channel", Proceedings of 3rd International Symposium on Cold Regions Heat Transfer, (1991), 167-176.

32. Weigand, B., and Beer, H., "Solidification of Flowing Liquid in an Asymmetric Cooled Parallel -Plate Channel", Int. Communication Heat Mass Transfer, Vol.19, (1992), 17-27.

33. Cheng, K.C., and Wong, Sum-lok, "Liquid Solidification in a Convectively-Cooled Parallel-plate Channel", Canadian J. of Chemical Engineering, Vol.55, (1977), 149-155.

34. Kikuchi, Y., Shigemasa, Y., Oe, A., and Ogata, T., "Steady-State Freezing of Liquids in Laminar Flow between Two Parallel Plates", J. of Nuclear Science and Technology, Vol.23, No.11, (1986), 43-55.

35. Weigand, B. and Beer, H., " Heat Transfer and Solidification of a Laminar Liquid Flow in a Cooled Parallel Plate Channel : The Stationaly Case", Wärme- und Stoffübertragung, Vol.26, (1991), 233-244.

36. 智田喜久二, "凝固を伴う円管内定常層流熱伝達", 日本機械学会論文集（B編）49巻 438号, （昭58）, 433-438.

37. 福迫尚一郎, "雪氷の凍結・融解に関する伝熱工学的研究の展望", 日本機械学会論文集（B編）48巻 433

号，（昭57），1643-1649.

38. 福迫尚一郎，“水の凍結・氷の融解に関する工学的諸問題”，日本冷凍協会論文集，Vol.7,No.1,（平２），1-30.

39. 伊藤英覚，“曲管内の流れとその損失”，日本機械学会誌 第62巻 490号，（昭34），1634-1643.

40. 伊藤英覚，“曲り管内の流れ”，日本機械学会論文集（Ｂ編）50巻 458号，（昭59），2267-2274.

41. 伊藤英覚，“曲り管内の流れ－入口助走区間および二重解について”，ながれ，６，(1978)，5-12.

42. 本阿弥真治，“長方形断面曲り流路の二次流れ”，ターボ機械，第６巻第６号，(1978)，351-357.

43. Berger, S.A., Talbot, L., and Yao, L.S., "Flow in Curved Pipes", Annual Reviews Fluid Mech., Vol.15, (1983), 461-512.

44. McConalogue, D.J., and Srivastava, R.S., " Motion of a Fluid in a Curved Tube", Proc. Roy. Soc. Lond. Ser.A, Vol.307, (1968), 37-53.

45. Collins, W.M., and Dennis, S.C.R., "The Steady Motion of a Viscous Fluid in a Curved Tube", Quart. J. of Mech. and Appl. Math., Vol.28, (1975), 133-156.

46. Soh, W.Y., and Berger, S.A., "Laminar Entrance Flow in a Curved Pipe", J.Fluid Mech., Vol.148, (1984), 109-135.

47. Patanker, S.V., Pratap, V.S., and Spalding D.B. "Prediction of laminar flow and heat transfer

in helically coiled pipes", J. Fluid Mech., Vol.62, part 3, (1974), 539-551.

48. Patanker, S.V., Pratap, V.S., and Spalding D.B. "Prediction of turbulent flow in curved pipes", J. Fluid Mech., Vol.67, part 3, (1974), 583-595.

49. Yao, L.S., and Berger, S.A., "Entry flow in a curved pipe", J. Fluid Mech., Vol.67, part 1 (1975), 177-196.

50. Yao, L.S., and Berger, S.A., "Flow in heated curved pipes", J. Fluid Mech., Vol.88, part 2 (1978), 339-354.

51. Ito, H., "Pressure Losses in Smooth Pipe Bends", Trans. ASME, J. Basic Engineering, Vol.82, (1960), 131-143.

52. 金　鐘秀・永田勝也・勝田正文・菊池孝一郎, "蒸発器性能に及ぼす冷凍機油の影響", 日本冷凍協会論文集, Vol.6, No.1, (1989), 79-89.

53. 宝谷幸男, "熱交換と材料", 冷凍 第50巻第578号, (1975), 1000-1008.

54. Nerem, R.M. and Cornhill, J.F., "The Role of Fluid Mechanics in Atherogenesis", Trans. ASME, J. Biomechanical Engineering, Vol.102, No.3, (1980), 181-189.

55. 谷下一夫・鈴木淳一・大石尚史・成瀬岳史, "きつい曲がり管における定常入口流れ", 日本機械学会論文集 (B編) 57巻 535号, (1991), 898-904.

56. 森康夫・中山恒, "曲円管内強制対流熱伝達に関する

研究（第１報　層流域）”，日本機械学会論文集30巻216号，（昭39），977-988.

57. 森康夫・中山恒，“曲円管内強制対流熱伝達に関する研究（第２報　乱流域）”，日本機械学会論文集31巻230号，（昭40），1521-1532.

58. Smith, A.M.O., ”On the Growth of Taylor-Görtler Vortices along Highly Concave Wall”, Quart. Appl. Math., Vol.13, No.3, (1955), 233-262.

59. Tani, I., ”Production of Longitudinal Vortices in the Boundary Layer along a Concave Wall”, J. Geophysical Research, Vol.67, No.8, (1962), 3075-3080.

60. 相原康彦，“凹面に沿う非圧縮性境界層の遷移”，東京大学航空研究所集報，第３巻第４号，（1962），195-240.

61. Winoto, S.H., Durao, D.F.G., and Crane, R.I., ” Measurements within Görtler Vortices ”, J. Fluids Engineering, Vol.101, (1979), 517-520.

62. Simonich, J.C., and Moffat, R.J., ”Liquid Crystal Visualization of Surface Heat Transfer on a Concavely Curved Turbulent Boundary Layer”, J. Engineering for Gas Turbines and Power, Vol.106, (1984), 619-627.

63. 小川明，“渦学”，（株）山海堂，（昭56），130-133.

64. Dean, W.R., ”Fluid Motion in a Curved Channel”, Proc. R. Soc. Lond., Ser.A, Vol.121, (1928),

402-420.

65. 白神直弘・井上一郎, “正方形ベンド内の層流２次流れ”, 化学工学論文集, 第８巻第１号, (1982), 7-12.

66. Ghia, K.N., and Sokhey, J.S., "Laminar Incompressible Viscous Flow in Curved Ducts of Regular Cross-Sections", Trans. ASME., Ser I, J. Fluid Engineering, Vol.99, No.4,(1977),640-648.

67. Hille, P., Vehrenkamp, R., and Schulz-DuBois, E.O., "The Development and Structure of Primary and Secondary Flow in a Curved Square Duct", J. Fluid Mech., Vol.151, (1985), 219-241.

68. Hamphrey, J.A.C., Taylor, A.M.K., and Whitelaw, J.H., "Laminar flow in a square duct of strong curvature", J. Fluid Mech., Vol.83, part 3, (1977), 509-527.

69. Humphrey, J.A.C., Whitelaw, J.H., and Yee, G., "Turbulent flow in a square duct with strong curvature", J. Fluid Mech., Vol.103, (1981), 443-463.

70. Taylor,A.M.K.P., Whitelaw,J.H., and Yianneski, M., "Curved Ducts With Strong Secondary Motion : Velocity Measurements of Developing Laminar and Turbulent Flow", Trans. ASME., J. Heat Transfer, Vol.104, (1982), 350-359.

71. 秋山光庸・菊池幸喜・中山淳一・鈴木道義・西脇一郎・Cheng, K.C., “水力学的不安定流れと境界壁形二

次流れの相互干渉とその階段的な遷移発達（長方形曲りダクト内の層流速度助走区間問題）”，日本機械学会論文集（Ｂ編）47巻 421号，（昭56），1705-1714.

72. 秋山光庸・菊池幸喜・鈴木道義・西脇一郎・Cheng, K.C.・中山淳一，“正方形曲り管内の層流助走区間に関する解析と可視化実験”，日本機械学会論文集（Ｂ編）47巻 422号，（昭56），1960-1970.

73. Cheng, K.C., and Akiyama, M., ”Laminar Forced Convection Heat Transfer in Curved Rectangular Channels”, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.13, (1970), 471-490.

74. 杉山司郎・林　太郎・山崎公士，“長方形断面を有する曲り流路内の流動特性（二次流れの可視化）”，日本機械学会論文集（Ｂ編）48巻 434号，（昭57），1870-1876.

75. 杉山司郎・林　太郎・古川博仁，“長方形断面を有する曲がり流路内の流れ（第１報，層流の発達領域における二次流れの可視化）”，日本機械学会論文集（Ｂ編）52巻 484号，（昭61），3905-3911.

76. 杉山司郎・山本正明・林　太郎，“長方形断面を有する曲り流路内の流れ（第２報，ＬＤＶによる層流の発達領域における流れ場の測定）”，日本機械学会論文集（Ｂ編）53巻 487号，（昭62），750-756.

77. 杉山司郎・青井忠正・山本正明・成沢信彦，“長方形断面を有する曲がり流路内の流れ（第３報，ＬＤＶによる層流の発達領域における断面内二次流れの測定）”，日本機械学会論文集（Ｂ編）55巻514号，（1989），

1571-1576.

78. 石垣博・山田仁・望月宗和, “曲り矩形管内の流れと熱伝達の数値解析”, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集II, (平元), 346-348.

79. Thomann H., ”Effect of Streamwise wall curvature on Heat Transfer in a turbulent Boundary Layer”, J. Fluid Mech., Vol.33, part 2, (1968), 283-292.

80. McCormack, P.D., Welker, H., and Kelleher, M., ”Taylor-Goertler Vortices and Their Effect on Heat Transfer ”, Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol.92, SerC, No.1,(1970), 101-112.

81. 関 信弘・福迫尚一郎・米田昌司, “二平行曲り板返しベンドにおける局所乱流熱伝達”, 日本機械学会論文集(B編)49巻 445号, (昭58), 2029-2034.

82. 関 信弘・福迫尚一郎・米田昌司, “二平行曲り板返しベンドにおける乱流平均熱伝達整理式に関する考察”, 日本機械学会論文集(B編)50巻 458号, (昭59), 2500-2504.

83. Seki, N., Fukusako, S., and Yoneta, M., ” Heat Transfer from the Heated Concave Wall of a Return Bend with Rectangular Cross Section ”, Wärme- und Stoffübertragung, Vol.17, (1982), 17-26.

84. Seki, N., Fukusako, S., and Yoneta, M., ”Heat Transfer From the Heated Convex Wall of a Return Bend With Rectangular Cross Section”,

Trans. ASME., J. Heat Transfer, Vol.105, (1983), 64-69.

85. 望月貞成・樋口進・真家孝, “ガスタービン動翼内冷却流路の熱伝達特性”, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集II, (平元), 370-372.

86. 土居三郎・望月貞成・高　元徳, “180° 急激曲り部を持つ正方形断面流路内の流れの可視化”, 可視化情報, Vol.10, No.1, (1990), 31-34.

87. Han, J.C., Chandra, P.R., and Lau, S.C., "Local Heat/Mass Transfer Distributions Around Sharp 180 deg Turns in Two - Pass Smooth and Rib-Roughened Channels", ASME. J. Heat Transfer, Vol.110, (1988), 91-98.

88. Metzger, D.E., and Sahm, M.K., "Heat Transfer Around Sharp 180-deg Turns in Smooth Rectangular Channels", ASME. J. Heat Transfer, Vol.108, (1986), 500-506.

89. 平松道雄・大原敏夫・神谷定行・須佐澄男, “自動車用コンパクト熱交換器”, 冷凍, 第56巻第 758号, (平２), 33-41.

90. 大原敏夫・山本敏博・高橋俊夫, “カーエアコン用高性能エバポレータの開発”, 日本冷凍協会論文集, Vol.6, No.2, (1989), 13-20.

91. Perkins, H.C., and Worsoe-Schmidt, P., "Turbulent Heat and Momentum Transfer for Gases in a Circular Tube at Wall to Bulk Temperature Ratios to Seven", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.

8, (1965), 1011-1031.

92. Coon, C.W., and Perkins, H.C., "Transition From the Turbulent to the Laminar Regime for Internal Convective Flow With Large Property Variations", ASME. J. Heat Transfer, (1970), 506-512.

93. Graham, R.W., and Deissler, R.G., "Prediction of Flow-Acceleration Effects on Turbulent Heat Transfer", ASME. J. Heat Transfer, (1967), 371-372.

94. Patel, V.C., and Head, M.R., "Some Observation on Skin Friction and Velocity Profiles in Fully Developed Pipe and Channel Flows", J. Fluid Mech., Vol.38, Part1, (1969), 181-201.

95. Moretti, P.M., and Kays, W.M., "Heat Transfer to a Turbulent Boundary Layer with Varing Free-Stream Velocity and Varying Surface Temperature : An Experimental Study", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.8, (1965), 1187-1202.

96. Tanaka, H., Kuwahara, H., Tateno, A., and Hatamiya, S, "Effect of Laminarization and Re-transition on Heat Transfer for Low Reynolds Number Flow Through a Converging to Constant Area Duct", ASME. J. Heat Transfer, Vol.104, (1982), 363-371.

97. 小川益郎・河村洋・滝塚貴和・秋野詔夫, "垂直円管内ガス流の加熱による層流化実験", 日本原子力学会誌54巻1号, (1982), 60-67.

98. 追分重義・稲葉英男, “曲り円管の凍結破壊（第１報, 180°曲り円管の凍結挙動）”, 日本機械学会論文集（Ｂ編）51巻 471号, （昭60）, 3777-3781.

99. 稲葉英男・追分重義・福田武幸・菅原征洋, “曲り円管の凍結破壊（第２報, 90°曲り円管の凍結挙動）”, 日本機械学会論文集（Ｂ編）53巻 495号, （昭62）, 3317-3322.

100. 稲葉英男・追分重義・福田武幸・菅原征洋, “曲り円管の凍結破壊（第２報, 45°曲り円管および直円管の凍結挙動）”, 日本機械学会論文集（Ｂ編）54巻 500号, （昭63）, 984-992.

101. 稲葉英男・福迫尚一郎, “低温環境下における伝熱問題（４）, 曲がり管と過冷却を伴う流動水の凍結 その１”, 機械の研究 41巻 4号, （平元）, 83-88.

102. 稲葉英男・福迫尚一郎, “低温環境下における伝熱問題（５）, 曲がり管と過冷却を伴う流動水の凍結 その２”, 機械の研究 41巻 5号, （平元）, 70-74.

103. 竹内洋一郎, “熱応力”, 日新出版（株）, （昭50）, 30-32.

104. 稲葉英男・Cheng, K.C., “冷水中に置かれた水平円筒まわりの凍結挙動”, 冷凍, 第58巻第663号, （昭58）, 13-22.

105. Gnielinski, V., ” New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow”, Int. Chemical Engineering, Vol.16, No.2, (1976), 359-368.

106. 日本機械学会編, “技術試料・流体計測法”, （昭

60）142-164.

107. 流れの計測懇話会編，“レーザ流速計の基本と応用”，（昭53），59-68.

108. 日本カノマックス株式会社編，“レーザ流速計・System9000・カタログ”，No.351.

109. 日本機械学会編，“技術資料　管路・ダクトの流体抵抗”，（昭54）.

110. 甲藤好郎，“伝熱概論”，養賢堂，（昭55），102.

111. Schlichting, H., “Boundary Layer Theory, 4th Ed.”, McGRAW-HILL, (1960), 466.

# 謝　　辞

本研究を行うにあたり，多くの方々に御指導，御協力を頂きました．文章では尽くしきれませんが，ここに感謝の意を表させていただきます．

本研究は，北海道大学大学院工学研究科修士課程に入学した昭和５７年から行われたものであり，研究計画，研究遂行，結果の検討，および論文の作成に至るまで，北海道大学工学部　福迫尚一郎教授の御指導のもとに行われました．福迫教授のこれまでの御指導，御教示，および多くの御尽力に対して心より感謝の意を表します．

本論文を作成するにあたり，論文全体に関して数多くの有益な御検討および御助言を賜りました北海道大学工学部　木谷　勝教授，石黒亮二教授，落藤　澄教授に厚く御礼申し上げます．

また，本研究の遂行に際して長年にわたり多くの御協力を頂きました伝熱工学講座，山田雅彦助教授，堀部明彦助手，井上　亘技官，北海道工業大学　河合洋明講師に心から感謝申し上げます．

さらに，当時伝熱工学講座の学生であった吉野泰弘君，坂直之君，北口敏弘君，斉藤秀樹君，大野有也君，山本喜博君，斉藤公宏君，船野剛君，山村直一君，多田剛君，斉藤徹君には，実験装置の製作および実験の遂行にあたり多くの御協力を頂きました．ここに感謝の意を表します．

最後に，北海道大学名誉教授　関　信弘先生を始め，本学内外，教職員，学生を問わず，御指導，御援助頂きました多くの方々に感謝の意を表させていただき，簡単ではありま

が謝辞とさせて頂きます.

inches 1 2 3 4 5 6 7 8

cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

**Kodak** Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

**Kodak** Gray Scale

C Y M

© Kodak, 2007 TM: Kodak

**A** 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19