

JAERI-Tech
2002-012



JP0250152



シビアアクシデントの伝熱流動現象における
素過程に関する研究
— 狭隘流路での沸騰熱伝達 —
(原子力基礎研究 H10-027-4)
(委託研究)

2002年3月

神永 文人*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 2002

編集兼発行 日本原子力研究所

シビアアクシデントの伝熱流動現象における素過程に関する研究

— 狭隘流路での沸騰熱伝達 —

(原子力基礎研究 H10-027-4)

(委託研究)

日本原子力研究所東海研究所安全性試験研究センター原子炉安全工学部

茨城大学工学部機械工学科

神永 文人*

(2002年1月18日受理)

シビアアクシデント時の伝熱現象における1つの素過程として、熔融炉心の長期の冷却特性に対して重要な事象である狭隘流路内の低流量条件下での沸騰熱伝達の解明を行った。自然循環条件下での実験と解析の結果、水を使用した結果とエタノールの一部の結果では、沸騰熱伝達に対する管径の影響が明確に現れ、細い管ほどまた圧力が高いほど熱伝達率が増加し、その値はプール沸騰の場合と比べかなり大きくなることが示された。また流動様式が環状流へ遷移し、液膜の蒸発熱伝達が支配的であると仮定して解析すると、熱伝達を良く評価できることが示された。強制循環条件下での実験と解析の結果、ウエーバ数が伝熱様式に重要な影響があることが示された。ウエーバ数が0.15より小さい循環条件(質量流束 $62 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以上)では、従来の強制循環での沸騰熱伝達とほぼ類似の特性を持つ。また、今回の実験範囲である低質量流束条件であっても、細管であるため対流熱伝達率は大きくなる。そのため、低熱流束領域では対流の効果が大きくなり、見かけ上、沸騰熱伝達が促進される。この場合、限界熱流束は甲藤のL領域相関式で予測できる。一方、ウエーバ数が0.2より大きい循環条件(質量流束 $53 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以下)では、沸騰熱伝達はより促進され、その促進は熱伝達様式が環状流での液膜蒸発熱伝達に遷移するためであることが示された。ただ、限界熱流束は甲藤のL領域相関式よりかなり小さくなる。その原因は、ウエーバ数が大きいため、液膜が伝熱面から剥離しやすくなり、小さな流量変動で、位置的、時間的にドライな状態が伝熱面に形成されやすくなるためである。従って、低流量での狭隘流路内沸騰熱伝達評価には、実際に流路を流れる流量の考慮が最も重要であることが示唆された。

本研究は、日本原子力研究所の平成10, 11, 12年度「原子力基礎研究推進制度」の支援により実施した研究の成果である。

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

茨城大学：〒316-8511 茨城県日立市中成沢町4-12-1

*茨城大学工学部

Research on the Fundamental Process of Thermal-hydraulic Behaviors in Severe Accident
- Boiling Heat Transfer in a Narrow Channel -
(JAERI's Nuclear Research Promotion Program, H10-027-4)
(Contract Research)

Fumito KAMINAGA*

Department of Reactor Safety Research
Nuclear Safety Research Center
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

Department of Mechanical Engineering
Faculty of Engineering
Ibaraki University
Nakanarusawa-cho, Hitachi-shi, Ibaraki-ken

(Received January 18, 2002)

Boiling heat transfer characteristics in a narrow channel under low flow rate condition, which is one of the major processes in the severe accident of a light water nuclear reactor, is studied. Experimental results obtained under a natural circulation condition indicates that the boiling heat transfer is dependent on a channel size and system pressure and increases with decreasing size and increasing pressure when the water or the ethanol is used as a working fluid. The heat transfer is well predicted by a liquid film evaporation model in an annular flow. Experimental results obtained under a forced circulation condition give the following findings. The boiling heat transfer is similar to the conventional forced convective boiling and the maximum heat flux can be predicted by Katto's L-regime correlation when the Weber number is lower than 0.15. The heat transfer is much larger and the maximum heat flux is much lower than that predicted by the correlation when the number is larger than 0.2. The lower maximum heat flux might be due to liquid film separation from the heated wall which is easily made by a flow rate fluctuation when

This research was supported by the JAERI's Nuclear Research Promotion Program(JANP) in 1998, 1999, and 2000.

* Ibaraki University

the Weber number is large and the following partial and intermittent dry-out of the wall. It is noted that the actual flow rate is the key parameter for the heat transfer analysis in a narrow channel under a low flow rate condition.

Keywords : Boiling, Maximum Heat Flux, Narrow Channel, Low Flow Rate, Heat Transfer Coefficient, Heat Transfer Enhancement

This is a blank page.

目次

1. はじめに	1
2. 狭隘管内二相流動様式の可視化実験	3
2.1 実験装置	3
2.2 実験結果	3
3. 自然循環条件下での沸騰熱伝達実験	4
3.1 実験装置と実験方法	4
3.2 実験結果および考察	5
4. 強制循環条件下での沸騰熱伝達実験	8
4.1 実験装置と実験方法	8
4.2 実験結果と考察	8
5. まとめ	13
参考文献	15

Contents

1. Introduction	1
2. Visual Observation of Two-phase Flow in a Narrow Channel	3
2.1 Experimental Apparatus	3
2.2 Results and Discussion	3
3. Boiling Experiments on Natural Circulation Condition	4
3.1 Experimental Apparatus and Procedure	4
3.2 Results and Discussion	5
4. Boiling Experiments on Forced Circulation Condition	8
4.1 Experimental Apparatus and Procedure	8
4.2 Results and Discussio	8
5. Conclusion	13
References	15

1. はじめに

1.1 全体研究と本課題の内容

(1) 全体研究

TMI やチェルノブイル事故以来シビアアクシデントの重要性が認識され、我が国においても原子力安全委員会の方針に基づきアクシデントマネージメントの整備が電力事業者において進められ、さらにシビアアクシデントを想定した格納容器設計の自主基準が民間で作成されつつある。その際、シビアアクシデント事象はシミュレーションコード解析の結果や大型実験結果を利用して評価されている。しかし、シビアアクシデント事象には極めて高温の熔融炉心と構造材や冷却材との相互作用などが関係しており、その基本的メカニズム、すなわち素過程の解明が必要とされ、大学の研究者に期待されている。

本研究は、シビアアクシデント事象の伝熱流動過程のうち現象が最も不確定で、大型シミュレーションコードの開発・解析者、大型実験研究者、そして、産業界からの要請の強い現象の素過程に焦点を絞り、大学研究者による基礎的実験及び詳細シミュレーション解析により現象の解明を行い事象評価に役立てることを目的とする。

シビアアクシデント事象評価上、基礎的研究が必要な伝熱流動現象の7つの素過程につき、原子力工学と機械工学の7名の研究者が分担して担当し、実験及び詳細解析コードにより研究を進める。7つの素過程を明らかにすることにより、シビアアクシデント事象としての熔融炉心の冷却と凝固、蒸気爆発、格納容器直接加熱、エアロゾルの挙動等の事象の解明に結びつける。

(2) 本課題の内容

この全体研究の中で本研究は、1つの素過程として、熔融炉心の長期の冷却特性に対して重要な事象である狭隘流路内での沸騰熱伝達に関する解明を行った。平成10年度には、狭隘流路における沸騰熱伝達に関する従来の研究の調査、及び狭隘流路での気液二相流の流動特性の可視化実験と狭隘管を用いた予備実験を行った。平成11年度には、狭隘管(管径1.45mmと2.8mmの2種類)を用いた自然循環条件下での水、エタノール、フロンに関する実験と解析を行い、狭隘流路での熱伝達特性の特徴を明らかにする研究を行った。また循環流量の影響を調べるため強制循環実験装置の製作を行った。平成12年度は、前年度の研究から狭隘流路としての伝熱特性が顕著であることが明らかになった径1.45mmの管による強制循環条件下での実験と解析を行った。また前年度までに取得した自然循環条件下の実験値との比較検討を行うと共にシビアアクシデント時の狭隘流路での熱伝達解析についての検討を行った。

1.2 本課題の目的

シビアアクシデントの進展に伴い冷却材の供給が不足あるいは無くなると燃料の過熱が進み、最悪の場合、炉心構造材、制御棒さらに燃料が熔融する場合が想定される。その場合、熔融炉心は冷却材との相互作用を経て下部プレナムに達する。この熔融炉心の冷却特性の評価はシビアアクシデントの収斂を考える上で非常に重要である。もし熔融炉心が圧力容器内に保持されたままその冷却が十分に行えることが高い確率で実証できれば、炉心熔融物が圧力容器内に保持されることから、格納容器内に炉心熔融物が流出(Ex-Vessel Melt事象)することに起因する事象(熔融炉心とコンクリートの反応、格納容器内雰囲気直接加熱、格納容器直接接触、貫通部加熱及び格

納容器内水蒸気爆発など)の発生を回避することができ、格納容器の破損に対する脅威を大幅に削減することが期待できる。

シビアアクシデントにおける溶融炉心の冷却に関して狭隘流路の沸騰熱伝達が議論されるようになったのは、TMI-2のシビアアクシデント事故調査からである。TMI-2での事故後、米国エネルギー省主催のTMI-2研究開発計画において圧力容器内の状況と事故シナリオが明らかになった。その後引き続きOECD主催のTMI-2圧力容器検査計画(TMI-VIP)において圧力容器の健全性に関する調査が行われた。そのTMI-VIPにおいてHenry-Dube[1]は次に述べるように、下部プレナムに落下した溶融燃料の冷却モデルを提案している。下部プレナムに落下した溶融デブリは下部プレナム壁と接触し壁構造体を過熱する。ただし、壁に存在するクレビス(傷)内に取り込まれていた水の蒸発により壁と溶融デブリの間である程度の熱抵抗が生じ下部プレナム構造体の過熱は少しやわらげられる。加熱が進むと圧力容器の内圧とデブリの重さにより、下部プレナムヘッドは高温状態でクリープを生じ、このクリープ変形により、デブリ底面は下部プレナム容器壁と分離する傾向を持つ。このクリープにより出来た間隙に水が進入しその沸騰熱伝達により溶融プールを冷却し、下部プレナム容器の過熱溶融を食い止めたとのモデルである。さらに彼らは、狭い間隙から沸騰により除去できる最大熱流束を、Mondeら[2]が垂直狭隘流路について実験的に求めた相関式を用いて予測している。この相関式を用い1mm以下の間隙で0.1から0.7MW/m²の熱流束を予測している。また、TMI-2事故で観測された約10℃/分の冷却速度を沸騰熱伝達で確保するには60g/m²sの極低流量の水で十分で、このためには4m²の圧力容器底部に対して、0.24kg/sの水がデブリと圧力容器に侵入すれば十分であり、この条件は1mm以下の間隙で十分実現可能と予測している。しかしKoizumiら[3]は、Mondeらの相関式は下部がプールと連結されていて、液体が自由に加熱部に進入できる体系に対して適用でき、下部プレナム内で予想される間隙は下部が閉じている体系の方が構造的には近く、上記の相関式は適切でないことを示唆している。さらに、下端が閉じている体系ではフラッディングで最大熱流束が決定されるとして、最大熱流束が上述の相関式より1桁小さくなることも示している。このように狭い間隙での最大熱流束についてもまだ明らかになっていないのが現状である。さらに最大熱流束に至るまでの沸騰熱伝達に関しても、水を作動流体とし流量が小さい場合については十分に研究・把握されていない。このように従来の沸騰熱伝達が対象としてきた体系とは異なった体系での熱伝達に関しては、単に熱収支を計算するだけでは正確な解析は不可能で、流動も考慮した熱伝達解析が不可欠であり、そのための実験データの蓄積が必要となっている。

このような現状を考慮し、本研究では狭隘流路の沸騰熱伝達に関して、核沸騰から最大熱流束までの沸騰熱伝達の基礎的伝熱機構を調べることを目的とした。重要となるのは下部ヘッドと固化デブリ間の狭い流路での熱伝達であり、実際の流路は理想的な場合半球状となる。そのため半球状実験装置によるデータ取得が最も実際に近いが、計測や条件変更が困難で費用も要し、また素過程を明らかにするためには必ずしもそのような形状が必要とは限らないと考えた。また、矩形扁平流路に関する実験データはこれまでに報告例がある。以上を考慮して、本研究では円管を用いた実験を行うこととした。

研究期間である平成10年度から平成12年度までの3年間で、狭隘流路での沸騰熱伝達に関する文献調査、空気・水を用いた流動可視化実験、自然循環および強制循環条件における熱伝達実

験とデータ解析を行った。

2. 狭隘管内二相流動様式の可視化実験

2.1 実験装置

可視化実験装置の概略を Fig. 2.1 に示す。ガラス管⑥は、内径 1.0mm, 1.5mm, 2.0mm, 3.5mm、の 4 種類のガラス管を用いた。長さはすべて 200mm である。液相の水は、ギアポンプ①から流量計②を通過してガラス管⑥に流入し、上部容器⑧に出て、ダウンコマ⑦を通過して再びギアポンプで強制循環される。気相である空気は、コンプレッサー⑤から、流量計③を通過してガラス管⑥に流入させる。ガラス管⑥は垂直に設置し、気液は管内を二相で上向きに流れる。また、水と空気の流量計として浮遊式流量計を使用した。

ストロボ⑧の透過光を利用して毎秒 30 コマでビデオカメラ②に流動を記録し、流動様式の判別を行った。ビデオカメラの画像とストロボの発光時間は同期装置⑦を用いて同期させている。実験での空気および水のみかけ流速範囲を Table 2.1 に示す。

2.2 実験結果

本研究では、垂直管中の上向き二相流の流動様式を、Fig. 2.2 に示すように、(a)プラグ流、(b)遷移流、(c)環状流の 3 つに分類した。今回の実験では管径が小さかったために、スラグ流やチェーン流が多少観察された場合もあったが、ほとんどの場合液体部分には小気泡が見られなく、気体プラグは歪みのないなめらかな形をしていたので、砲弾形の気泡が交互に存在する流れをすべてプラグ流と判断した。遷移流とは、プラグ流と環状流が時間的に交互に発生する流れである。つまりある画像の 1 コマを見ると環状流であるが、1 コマあるいは 2 コマ後ではプラグ流が観察された場合で、管の長さが十分な長い場合は非常に長いプラグと小さなプラグが交互に流れると予想される流れである。環状流は、気相と液相が完全に分離し、液相が管壁に沿って環状液膜として流れ、気相は管中心部を連続的に流れる状態とした。ただし、時々ではあるが、液膜同士が管コア部で接触しているように観察される場合もこの流動様式に加えた。

Fig. 2.3 は観察された流動様式を気液の見かけ流速で整理した図である。比較のために今回対象とした管よりさらに太い管で求められた Hewitt-Roberts[4]の流動様式線図の内、環状流とチェーン流との境界を示した。測定データを見ると、プラグ流から遷移流への変化領域は液相流速には依存しないが、環状流への遷移は低液相流速ほど低気相流速で起こることが示されている。ただし管径 3.5mm の管に示されているように、今回の実験範囲では管径が大きくなると環状流への遷移は液相流速に依存しなくなり、従来大きな口径の流路で観察されている結果と類似している。Hewitt-Roberts の遷移条件と比較すると、管径が小さいほど実験結果と一致することが示されている。また、管径 1.0 と 1.5mm においては、管径 1.097 と 1.45mm の水平管で求められた Triplett ら[5]の流動様式線図を比較のため示した。Triplett らは流動様式を Bubbly, Slug, Churn, Slug-Annular, Annular の 5 つに分類している。今回の実験では Fig. 2.2 に示すように、Slug-Annular と Annular を環状流、Churn の内 Annular に近いものを遷移流と定義した。Triplett らの流動様式の内、Slug および Slug-Annular は、それぞれプラグ流、遷移流に相対的によく一致した。Triplett らの Slug

から Slug-Annular へ、Slug-Annular から Annular への遷移条件は、管径が小さいほど実験結果に近づくとともに、液相流速にはほとんど依存しないことが示されている。また、Annular への遷移条件と比較すると、Triplett らは、液膜どうしが管コア部で一時的に接触しているように観察される場合を Slug-Annular と判別したのに対し、本研究ではすべて環状流と判別したことを考慮すれば、本実験結果ともよく一致すると言える。

3. 自然循環条件下での沸騰熱伝達実験

3.1 実験装置と実験方法

自然循環実験装置の概略及び寸法を、Fig.3.1 と Fig.3.2 にそれぞれ示す。実験装置は自然循環状態での垂直管内の沸騰熱伝達を調べるために作製した。加熱部①は垂直に設置されており、加熱長さ 100mm、内径 2.8mm、1.45mm の 2 種類のスチンレス円管を狭隘流路として用い、それに直流電流を直接通電することによって加熱を行った。加熱部上部には冷却部で凝縮した作動流体が逆流するのを防ぐため、非加熱ライザ⑤が設けられており、作動流体は上部の冷却部からダウンカマを経由し、加熱部の下端から流入し再度冷却部に至る自然循環ループとなっている。冷却部⑥はスチンレス製で、その中に設置された銅管製冷却コイル④に一定温度に設定された冷却水を流すことによって冷却を行い、加熱部で発生した蒸気を凝縮した。冷却部下部には、冷却部で凝縮した作動流体の温度を飽和温度に保つため、補助ヒーター③が設けられている。今回は空気を脱気した状態で実験したため、管内の圧力は冷却水の温度を調整することによって制御した。なお、実験装置の冷却部、加熱部、ダウンカマは、ロックウール断熱材⑦（ニチアス、MG マイティーロール ALK、厚さ 50mm）によって断熱されている。

加熱部壁面温度は、管外表面との間に電気絶縁のための厚さ約 0.02mm の雲母を介して、テフロンテープで加熱部の軸方向に 5ヶ所取り付け付けた C-A 熱電対（線径 0.1mm）で測定した。また、加熱部入り口には、作動流体の温度を測定するため、C-A 熱電対が設けられている。冷却部内温度は、冷却部上部から挿入された非接地シース型 C-A 熱電対（線径 1mm）を用いて測定し、この温度を飽和蒸気温度として、管内の圧力を求めた。

温度の記録は、データロガー（アドバンテスト、R7326B）とペンレコーダー（横河北辰電機、TYPE3061）を、圧力の測定に圧力計（自然循環装置では横河北辰電機、TYPE2654 を、強制循環装置ではキーエンス製、型式 AP-11）を用いて行った。

実験は以下の手順で行った。作動流体を補助ヒーターがすべて浸り、非加熱ライザの高さの近くまで注入してから、ドライ型真空ポンプ（真空機工製 DAH-20C）を用いて、管内を真空にする。冷却温度を設定し、設定された温度の冷却水を、冷却部のコイルに循環させる。加熱部に直流電流を通電し加熱する。定常になったのをペンレコーダーで確認したあと、データロガーを用いて、電源周波数の 1 周期で積分した後 0.4 秒のサンプリング間隔でデータを約 500 個採取する。段階的に入熱量を上げ、それぞれの入熱量で測定を行い、実験は限界熱流束付近まで行った。自然循環装置では本年度は作動流体として昨年度の水に加えてエタノールとフレオン R-113 を用いた。その実験範囲を Table 3.1 に示す。

実験における最大圧力は 80 kPa であり、その飽和温度は 93.5℃である。実験装置の関係で大気

より少し低い圧力の実験となったが、気液密度比や飽和温度を考えるとほぼ大気圧と条件的には相違がない。

3.2 実験結果および考察

(1) 沸騰曲線

Fig.3.3 は測定された壁温から得られた沸騰曲線を示す。(a)、(b)、(c)は管径が 1.45mm、(d)、(e)、(f)は 2.8mm の結果である。熱流束は伝熱面が均一加熱であり、熱損失が無視できるものとして入熱量から求め、壁面温度は各測定点での時間平均値を単純平均したものである。ただし、温度変動を考慮して、 $T_{wp} - 0.5\sigma_{sd}$ と $T_{wp} + 0.5\sigma_{sd}$ の範囲のデータのみ時間平均した。ここで、 T_{wp} は温度変動において最大確率密度を示す壁面温度であり、 σ_{sd} は変動の標準偏差である。

水で管径が 1.45mm の結果である(a)に示されるように、圧力が 22kPa 以上では沸騰曲線は S 字状となり、その傾きから次の 3 つの領域に分けることができる。

(i) 低熱流束条件で見られ、勾配が 4 から 7 程度で、プール沸騰に類似の領域。

(ii) 熱流束が中程度の条件で見られ、負の勾配を持つ領域。

(iii) 高熱流束条件で見られ、勾配が 0.8 から 2 程度で、プール沸騰より傾きが小さな領域。

沸騰領域での S 字状沸騰曲線はこれまでも報告されている。西川ら[6] や飯田ら[7]は 20kPa 以下の圧力での水平平板上の水の実験において観察している。ただし、そのような沸騰曲線は温度変動において最大の温度を使用した場合であり、もし最小温度を用いると通常の沸騰曲線になる。垂直伝熱面に対しても、McGillis-Carey[8]は負圧条件で観察しており、また Era ら[9]も強制循環条件で圧力 7 MPa においても観察している。ただし、どちらも沸騰曲線の負勾配領域が非常に狭いとともに、この領域は限界熱流束に非常に近いため、とくに言及されておらず解析等は行われていない。

エタノールで管径が 1.45mm の結果である(b)に示されるように、圧力が 63 と 99 kPa では曲線の傾きはほぼ 2.0 であり、上述の(iii)の領域に該当する。また 99kPa では負勾配の領域は小さいものの S 字状沸騰曲線となる。圧力 8 kPa ではほとんど単相流での熱伝達となっている。また、圧力 20 kPa で示されている S 字状沸騰曲線は前述のものとは異なりこれまでの実験で一般に見られる沸騰開始によるものである。

フロン R-113 で管径が 1.45mm の結果である(c)に示すように、沸騰曲線はプール沸騰の場合と類似している。ただし、高熱流束では限界近傍のため温度変動はあるもののある範囲での変動となるため実験の継続が可能で、そのため壁温が高くなった。

(d)、(e)、(f)に示すように管径が 2.8mm の場合、いづれの作動流体においても沸騰曲線はプール沸騰の場合とほぼ類似している。

再現性の実験も行ったが、核沸騰開始を除いてデータの再現性は良いことが分かった。

(2) 測定された熱伝達率と沸騰熱伝達相関式の比較

Fig.3.4、Fig.3.5、Fig.3.6 は熱流束と測定された壁温から計算した熱伝達率と Kutateladze[10]、Stephan-Abdelsalam[11]、McNelly[12]、Chen[13]、井村ら[14]の相関式から求めた値の比較を示しており、それぞれ水、エタノール、R-113 の場合である。前の 4 つの式はプールあるいは管内沸騰の相関式であり、最後の式は水、エタノール、フロン R-113 を用いて得られた熱サイフォン

に対する相関式であり、密閉された形状で得られた相関式で、他の4つの比べ熱伝達率が大きくなる特徴がある。

Fig.3.4 に示す作動流体が水で管径が 1.45mm の場合、低圧で、熱流束が低中領域では Stephan らの相関式とほぼ一致し、高熱流束では Imura らの式とほぼ同じかそれよりも大きくなる。圧力が高くなるにつれて相関式との相違は大きくなり、実験値は 80kPa ではほぼ3倍の熱伝達率を示している。一方管径が 2.8mm の場合は、Imura らの式に近いが、圧力が 81kPa ではその相関式より少し高くなる傾向がある。

Fig.3.5 示す作動流体がエタノールで管径が 1.45mm の場合、プール沸騰に比べ伝熱促進が見られ、高圧ほど促進の割合が大きい。管径が 2.8mm の場合はほぼプール沸騰に近い特徴がある。また、圧力が 67kPa 以上では、Chen の相関式を除き相関式間の相違が小さい。

Fig.3.6 に示す作動流体が R-113 の場合は管径に依らずほぼプール沸騰に近い伝熱特性を持つ。高熱流束での熱伝達率の低下は前述のように条件が限界熱流束に近いことによる。以上の3つの図より、伝熱促進が見られない場合は、作動流体に依らず Stephan らの相関式が最も良い予測を与える。伝熱促進が見られる場合はいずれの相関式より大きくなり、促進の割合は圧力が高くなるほど大きくなることが示された。Fig.3.7 に作動流体がエタノールの場合の Stephan の相関式による予測値と実験値の比較を示す。ほぼ20%の誤差の範囲にあるが、管径が小さくなると伝熱促進が現れることが明示されている。Fig.3.8 は作動流体が R-113 の場合の Stephan の相関式による予測値と実験値の比較である。管径が 2.8mm の場合は相関式の方が大きくなる傾向があるが、限界熱流束付近で熱伝達率が大きく低下する場合を除けば、20%の誤差で測定値を予測することが出来る。

(3) 局所熱伝達率と熱伝達率促進の割合

核沸騰熱伝達は一般に伝熱面ごく近傍のみの影響を受け、バルク液の流動の影響は小さいことが知られている。そのため液の流速やサブクール度の影響は発生する気泡の量が少ない領域に限られる。今回の実験結果において、水を作動流体とした場合の伝熱促進が大きくなる原因としては、伝熱様式が核沸騰から液膜の蒸発が支配的な伝熱形態への遷移することを考えることができる。

Fig.3.9、Fig.3.10、Fig.3.11 はそれぞれ水、エタノール、R-113 における各測定位置での局所熱伝達率を示している。Fig.3.9 に示す水の場合、図中の Stephan の相関式と比べると、大きな伝熱促進が見られる領域では位置による相違が大きいことが示されている。この傾向は Fig.3.10 に示すエタノールの場合も未沸騰あるいは沸騰助走区間と考えられる $Z=10\text{mm}$ の位置を除くと同様である。Fig.3.11 に示す R-113 の場合は位置による局所熱伝達率の相違は小さくバルク流動の影響を受けない核沸騰の特性を示している。ただし、(a)から(f)に示す管径が 1.45mm では、圧力が 94kPa 以下の場合、位置による相違が少し大きくなっており、この原因については今のところ不明である。

Fig.3.12 は熱伝達率の促進割合を Stephan らの相関式による熱伝達率との比の形で示したものであり、(a)、(b)、(c)はそれぞれ、水、エタノール、R-113 の場合である。図中には管径 D とラプラス数 B の比も示した。その比は圧力にはあまり依存しないことが分かるが、(a)に示す水の場合、圧力の増加につれて、熱伝達促進の割合は急激に大きくなり、気泡の大きさに関係するラプラス

数だけでは水の熱伝達促進を説明できない。エタノールは管径 1.45mm で高圧の場合のみ高々50%程度の熱伝達促進が見られるが、その他はほとんどプール沸騰に近い。一方 R-113 では低圧領域では管径に依らずプール沸騰の特性を持つが、高圧域では細管による限界熱流束の減少のため、かえって熱伝達の劣化が見られる。Klimenko ら[15]は D/B の値が 1.5 より小さい場合、伝熱促進があることを実験から明らかにしている。今回の実験結果と比較すると、エタノールとフロンについては適用でき、水についても概略値としては適用できると考えられるが、詳細を見ると管径が 2.8mm で低圧の場合についてはその比が 1.5 以下であっても、明確な伝熱促進は見られていない。

(4) 伝熱促進領域における熱伝達の解析

前述のように水を作動流体とする場合、核沸騰に比べ大きな伝熱促進が見られる。この原因としては、Fig.3.9 に示す局所熱伝達率が位置により変化することを考えると、主要な熱伝達様式が核沸騰から液膜の蒸発に遷移していることが考えられる。Klimenko ら[16]は以下に定義するパラメータ N_{CB} を用いて、強制対流条件での熱伝達様式の遷移を予測している。

$$N_{CB} = (h_{fg} G / q) [1 + x(\rho_l / \rho_g - 1)] \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/3} \quad (3-1)$$

$$\text{Nucleate boiling: } N_{CB} < 1.6 \times 10^4$$

$$\text{Evaporation: } N_{CB} > 1.6 \times 10^4.$$

Fig.3.13、Fig.3.14、Fig.3.15 はそれぞれ水、エタノール、R-113 の場合の局所熱伝達率と上記の式より計算したパラメータ N_{CB} の関係を示している。水で管径 1.45mm の場合、Z=30mm 以上の位置の伝熱面では対流蒸発領域となっている。一方管径 2.8mm の場合は、その領域は上部のみとなることが示されている。エタノールの場合は、管径 1.45mm で圧力が 63kPa の場合のみ対流蒸発域が現れ、それ以外の条件では伝熱面のすべての領域で核沸騰が支配的な領域になる。R-113 の場合は、19kPa の条件を除けば伝熱面のすべての領域が核沸騰の支配的な領域になり、ここには示していないが管径 2.8mm の場合も全て核沸騰が支配的な領域になる。このパラメータによる熱伝達様式の遷移の判別は実験データの傾向とおおよそ一致しているが、一部相違しているところもあり、今後検討する必要がある。

熱伝達が促進する原因として核沸騰から対流蒸発伝熱への熱伝達様式の遷移と考え、熱伝達率の予測を行った。今回の実験では液膜が非常に薄いと考えられるので、対流の効果は非常に小さく、伝熱は液膜を通した熱伝導が支配的であると考えた。その液膜の厚さを次に示す Fukano-Furukawa[17]の相関式で求めた。

$$\delta = 0.0594 D \exp(-0.34 F_{rg}^{0.25} Re_l^{0.19} x^{0.6}) \quad (3-2)$$

$$\text{ここで、 } F_{rg} = \frac{j_g}{\sqrt{gD}}, \quad Re_l = \frac{j_l D}{\nu_l}, \quad x = \frac{j_g \rho_g}{j_g \rho_g + j_l \rho_l}$$

この式を用いて液膜の厚さを計算するには、循環液量が必要になる。実験ではピトー管等を用いて測定を試みたが、流量が小さいため測定できなかった。自然循環条件では、圧力損失の計算から循環液量を求める方法もあるが、相変化を含んだ細管内の圧力損失に関する相関式が皆無で

あるため、今回は Fig.3.16 に示す方法で循環流量を計算した。ここでは、気液のスリップ比 S として次の Levy[18]の相関式を用い、図に示すように、Fukano-Furukawa の相関式を用い繰り返し法により液膜厚さを求めた。

$$S = \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \quad (3-3)$$

Fig.3.17、Fig.3.18、Fig.3.19 は局所熱伝達率に関する計測値と次の液膜の熱伝導式から求めた液膜蒸発による予測値との比較を示している。

$$h_z = \frac{\delta_z}{k_l} \quad (3-4)$$

Fig.3.17 と Fig.3.18 に示す水の場合、予測値は計測値に比べ少し小さくなっているが、熱流束増加に伴う熱伝達率の増加の割合については良い予測を与えている。ただし、解析では液膜を通しての熱伝導のみしか考慮していないので、液膜の厚さが小さくなるにつれて熱伝達率が大きくなる計算となるが、一方実測値では $Z=70\text{mm}$ が最大となっており、両者は相違している。この原因として、熱伝導以外の伝熱過程によるものか、あるいは実験においてテスト部電極への熱損失によるかについては現在の所不明である。Fig.3.19 はエタノールに関して伝熱促進が顕著であった 99kPa で $Z=90\text{mm}$ のデータのみを比較しており、実測値と解析値はよく一致している。

4. 強制循環条件下での沸騰熱伝達実験

4.1 実験装置と実験方法

強制循環実験装置の概略を Fig.4.1 に示す。テスト部の寸法等は自然循環実験での Fig.3.2 と同じであるが、加熱管は内径 1.45 mm のみを使用した。自然循環装置との相違は、新たにギアポンプ③（中央理化製、型式 184、 $20\sim 300\text{cc/min}$ ）、浮遊式流量計④（日本特殊計器、SC2-S305-11、 $1\sim 10\text{cc/min}$ ）、予熱器②（タイテック製恒温水器、型式 SH-12 に銅管コイルを浸漬した形状）を設けた点である。作動流体は上部の冷却部からダウンカム⑨を經由し、ギアポンプ③に流入して、浮遊式流量計④、予熱器②、加熱部①を通り、再度冷却部に至る強制循環ループとなっている。

実験方法も自然循環実験と同じである。Table 4.1 に実験パラメータとその実験範囲を示す。

4.2 実験結果と考察

(1) 沸騰曲線

Fig.4.2 と Fig.4.3 に沸騰曲線を示す。Fig.4.2 は循環流量の影響を、Fig.4.3 は系の圧力の影響を示す。壁面過熱度は $Z=30, 50, 70, 90\text{mm}$ で測定された壁温 $(T_w)_{ave}$ の単純平均値から求めた。また、両図にはプール沸騰に対する Stephan[11]の相関式を比較のため示す。

Fig.4.2 から、(c)示す圧力が 100kPa の場合で、質量流束が $G=44.2\text{kg/m}^2\text{s}$ の場合を除き、曲線は両対数グラフ上で比例関係にあり、傾きは圧力にはあまり依らず、 1.1 程度となっており、また流量の影響は小さいことが示されている。ただし、詳細に見ると、(a)でははつきりしないが、(b)では $G=44.5$ で、(c)では $G=53.1$ 以下では他に比べ曲線が左に、つまり熱伝達が良い方に少しずれている。Stephan の相関式と比較すると、低熱流束では相関式より熱伝達が良くなっている。これ

は対流の効果と考えられ、(c)の場合は熱流束が 300kW/m^2 まで、その効果がある。ただし、熱流束が大きくなるに従って熱伝達は悪くなり、沸騰曲線は相関式より右に位置するようになる。(c)の $G=44.2\text{kg/m}^2\text{s}$ の場合に関しては、その多くのデータが、自然循環条件のデータで示した S 字形沸騰曲線の負勾配領域 (11kPa や 22kPa の低圧で顕著に見られた) に相当するものであり、他のデータと伝熱様相が異なっていると考えられる。

Fig.4.3 からは、圧力の影響は少しあり、相関式と同様に圧力の増加につれて熱伝達が少し良くなっていることが分かる。流量が小さい(a)の場合では相関式に比べ限界熱流束に達するまで熱伝達が良くなっていることが示されている。

Fig.4.4 は Fig.3.3 に示す自然対流条件で測定されたデータと比較している。(a)に示す 50kPa では熱流束が高い所で相違が大きくなるが、今回の強制対流条件のデータとの相違は小さい。特に、(b)に示す 80kPa の場合は沸騰曲線の傾きも同じとなっている。3.2 節で式 (3-2) の Fukano-Furukawa の液膜厚相関式と式 (3-3) の Levy のスリップ相関式とで求めた循環流量は、50kPa の場合、 $45\sim 65\text{kg/m}^2\text{s}$ で、80kPa の場合は $40\sim 60\text{kg/m}^2\text{s}$ であり、今回のデータと比較すると、多少大きめに予測している。

(2) 加熱部壁面温度変動

Fig.4.5~4.9 は加熱部壁面温度の代 Table 的時間変動を示している。今回は加熱面の外面に取り付けた熱電対で温度測定を行っており、また、データのサンプリング間隔は 0.4 秒であるので、発泡現象などの早い温度変化には追従できないことを付記しておく。Fig.4.5 は、循環流量が比較的大きい条件で、限界熱流束以下の熱流束あるいは圧力 100kPa の場合は限界熱流束近傍の熱流束で測定される温度変化を示している。時間的にほとんど変動せず安定した温度を示す。圧力が 100kPa の場合は、この熱流束より少し大きくなると、 $Z=90\text{mm}$ の熱電対が始めに急激な温度上昇を指示し、バーンアウトが起こる。それに対して、Fig.4.6 と Fig.4.7 に示すように、圧力が低い場合は、 $Z=90\text{mm}$ の熱電対が温度変動を指示し、同時に $Z=10\text{mm}$ でも温度変動が検知される。ただし、 $Z=30, 50, 70\text{mm}$ の位置では、温度変動はほとんど無い特徴がある。バーンアウトはこの場合も $Z=90\text{mm}$ の熱電対が最初に検知する。Fig.4.8 と Fig.4.9 は循環流量が少ない場合の代表的な時間変動を示している。前図との違いは、温度変動が $Z=10\text{mm}$ を除いた位置で観察されることである。温度変動振幅は $Z=90\text{mm}$ が最も大きいのが、 $Z=30\text{mm}$ においても温度の短時間の上昇が示されている。このような場合、バーンアウトは $Z=50\text{mm}$ より高い位置でほぼ同時に検知される特徴がある。流量が少ない場合、特に圧力が 100kPa の場合、かなり小刻みに入熱量を制御して実験を行わないと、さらに低い熱流束でバーンアウトが発生してしまうことが起こった。

(3) 流動様式

前節で示したように、一般のプール沸騰に対する相関式によって求めた熱伝達率よりも、熱伝達は促進される。また、流量が低く、圧力が高いほど、熱伝達はより促進され、相関式との差も大きくなるので、一般のプール沸騰と異なる伝熱様式であることが考えられる。このような促進が起こる原因を解明する上で、管内の流動様式を把握することが必要である。ただし、沸騰系でこのように細い径の流路での測定例が無いので、管径 1.45mm の水平管における空気-水系の流動様式を調べた Triplett[5]による流動様式線図と比較することにした。本研究では液のみかけ速度は 0.1m/s 以下であるので、Triplett の定義したスラグ流、スラグー環状流、環状流の 3 つの流動様式

に着目した。ここで定義されたスラグ-環状流とは、環状流において、局所的あるいは時間的に液膜の厚さが大きくなり、そのブリッジングのため一時的に気相コア部が閉塞するものであり、一般には環状流と定義されているものである。Triplett の流動様式線図でのスラグ流とスラグ-環状流、スラグ-環状流と環状流の遷移境界から、今回の管内での流動様式の遷移位置を求めた。その結果を Fig.4.10 に示す。低流量と高流量に対して、実験での熱流束範囲でプロットした。今回の実験範囲では圧力の影響は大きいものの流量の影響は小さく、熱流束で流動様式が変化することが分かる。(a)と(b)に示す圧力 50kPa と 80kPa の場合、流動様式は、スラグ-環状流あるいは環状流であり、今回のテスト部での流動様式はほぼ環状流に近いと考えることができる。一方、(c)に示す 100kPa では、低流量の場合、スラグ流の流動様式も考慮する必要があり、流路の位置により、その流動様式が異なっている。

(4) 局所熱伝達率

本研究での加熱長は $L/D=69$ であり、管径と比較して十分長いので、管内の伝熱過程は、管に沿って核沸騰から液膜蒸発に遷移すると考えられ、局所の熱伝達率を検討する必要がある。特に圧力が 100kPa の場合は、前節の結果から、流動様式も大きく変わるので、熱伝達様式の遷移も起こると予想される。

細管に対して適用可能な対流を含んだ沸騰熱伝達の予測相関式は現在の所皆無である。そのため本研究では、RELAP や TRAC などの軽水炉の熱水力解析コードで用いられている以下の Chen[13]の相関式との比較を行った。

Chen は、広範囲のデータ（圧力としては 54~272kPa）を検討し、強制対流飽和核沸騰の熱伝達率は核沸騰、強制対流蒸発の両方の影響を受け、両者の熱伝達率の和として表示できるとして、その整理方法を提案した。Fig.4.11、Fig.4.12、Fig.4.13 は 4 か所の位置（ $Z=10\text{mm}$ では沸騰が十分に発達していないので、データ整理から除外した）で測定された局所熱伝達率 h_z と熱流束の関係を示しており、それぞれ、圧力が 50kPa、80kPa、100kPa の場合である。また、比較のため、上述の Chen の相関式と Stephan の相関式をプロットした。局所熱伝達率は以下の式で計算した。

$$h_z = \frac{q}{[(T_w)_{ave} - T_s]} \quad (4-1)$$

ここで、 $(T_w)_{ave}$ は平均の壁面温度である。

Fig.4.11 と Fig.4.12 では、流量が小さい(a)の場合、熱伝達は Chen の相関式に非常に近いが、(b)、(c)、(d)と流量が増加するにつれて高熱流束領域でその相関式より熱伝達率は小さくなり、Stephan の相関式であるプール沸騰の熱伝達に近い値を示す傾向がある。特に Fig.4.12(d)の場合はほとんど実験範囲の全領域で核沸騰の熱伝達に近いことが示されている。また、特徴として、対流の効果が大きい領域では、場所による違いが少し大きい。Fig.4.13 に示される圧力が 100kPa で、流量が小さい(a)と(b)の場合は、他とはまったく異なった傾向を示している。熱伝達率は対流を考慮したものよりもはるかに大きく、大きな伝熱促進が示されている。ただし、この圧力においても流量が大きくなる(c)と(d)では低熱流束を除き Chen の相関式に近い熱伝達率から、熱流束が増加するにつれて核沸騰熱伝達に近い特性を示すようになる。この低熱流束領域では、Fig.4.2 に示した沸騰曲線から分かるように、加熱度が数度以下となっており、温度計測誤差が影響しているものと考えられ、この領域を詳細に調べるには高精度の壁面温度測定が必要である。

熱伝達の促進の原因として、前述のように環状流での液膜が非常に薄くなるため、熱伝達様式が核沸騰熱伝達から液膜蒸発へ遷移することを考えた。Fig.4.14 は式(3-2)を用いて液膜厚さを計算し、液膜を通した熱伝導のみを考慮して、式(3-4)で計算した熱伝達率との比較を示している。(a)の場合は、 $Z=70\text{mm}$ を除けば、この液膜蒸発モデルによる熱伝達率と良く一致する。一方、(b)と(c)では、この液膜蒸発モデルよりさらに熱伝達率は大きくなっており、解析精度は良くない。(b)では熱流束が増加するにつれ熱伝達率も増加し、液膜蒸発モデルと傾向は同じだが、(c)ではそれが逆になっており、測定データは熱流束が増加すると熱伝達率は減少している。これは、Fig.4.8に示したように、伝熱面の部分的な乾きが比較的低熱流束から現れてしまい、熱流束が大きくなるにつれ、その領域が大きくなり、熱伝達率が減少していく為であると考察した。

(5) 限界熱流束

狭隘流路での限界熱流束は固化デブリから下部プレナム壁への最大伝熱量を決定する上で最も重要な知見である。

Fig.4.15 は限界熱流束の流量に対する影響を示した図である。上図は質量流束で、下図はウエーバ数で整理した結果である。比較のため、甲藤[19]が、流量が小さな領域(L-Regimeと呼んだ)に対して提案した次式をプロットした。図には圧力が100kPaの場合の値がプロットされている。

$$\frac{q_{co}}{Gh_{fg}} = C \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 L} \right)^{0.043} \frac{1}{L/D} \quad (4-2)$$

ここで、 $C = 0.25 + 0.0009[(L/D) - 50]$ for $L/D=50-150$

また、自然循環条件で測定した限界熱流束値(80kPaで $q_{CHF}=110\text{kW/m}^2$ 、50kPaで $q_{CHF}=92\text{kW/m}^2$)を示した。

質量流束が $60\text{kg/m}^2\text{s}$ より大きい場合は、式(4-2)とよく合致しており、圧力による影響は、今回の実験範囲では小さいことが示されている。式(4-2)も圧力による影響は小さく、

$$(q_{CHF})_{p=50}/(q_{CHF})_{p=100} = 1.02$$

であり、測定値の傾向と一致する。しかし、流量がその値より小さくなると限界熱流束はその値よりかなり小さくなり、特に圧力が高いほうが減少の割合が大きくなっている。下図のウエーバ数で見ると、 $We \leq 0.15$ では、相関式との一致が良いことに相当する。式(4-2)のデータベースの範囲は $We \leq 0.1$ であり、この範囲で測定値とはよく一致している。 $We \geq 0.15$ での減少の理由としては、環状流状態での液膜が蒸気流やあるいは蒸発現象のため不安定となり、伝熱壁面全面を完全に濡らすことが出来なくなった為であると考えた。実験においても $We \geq 0.15$ となる流量条件では、印加熱量の増加量をかなり小さくして実験しないと、かなり低い熱量で限界に達してしまう現象が確認されており、特に圧力が100kPaの場合が、その傾向が顕著であった。

自然循環における限界熱流束の値と比較すると、圧力が50kPaでは、質量流束が $33\text{kg/m}^2\text{s}$ で、80kPaでは $42\text{kg/m}^2\text{s}$ に相当することが分かる。自然循環条件に対して式(3-2)と(3-3)を用いて計算した値は50kPaで $65\text{kg/m}^2\text{s}$ 、80kPaで $60\text{kg/m}^2\text{s}$ となっており、今回の比較から判断すると、かなり大きめに予測したことになる。今後、環状流での液膜厚さの相関式と狭隘流路での気液スリップ比の相関式を検討する必要がある。

Fig.4.16 は TMI 事故解析で使用された相関式の検討を行うため自然循環条件での限界熱流束を整理した図である。比較のため、実験データとして、Fujita ら[20]が狭隘垂直矩形流路(間隙幅

0.6mm と 2mm、幅 30mm、高さ 120mm)、大気圧条件で測定したデータをプロットした。その実験では、側面と底面からの流体の出入りを制御しており、図には、底面と両側面をすべて開放にした場合、すべて閉じた場合、側面だけ閉じ底面から流体の出入りが可能な場合に対するデータを示した。相関式としては、TMI 事故解析で使用された狭隘垂直矩形流路に対して提案された次の Monde ら[2]の式と、

$$\frac{q_{co} / \rho_v H_{fg}}{\sqrt{\text{og}(\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2}} = \frac{0.16}{1 + 0.00067(\rho_l / \rho_v)^{0.6}} (L/S) \quad (4-3)$$

門出ら[21]が、提案した垂直円管(管径 1.12~18.4mm)に対する式を比較のためプロットした。

$$\frac{q_{co} / \rho_v h_{fg}}{\sqrt{\text{og}(\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2}} = \frac{0.16}{1 + 0.025(L/D)} \quad (4-4)$$

図において、横軸は直径 D あるいは間隙 S を示した。

本研究で測定された限界熱流束は、間隙に関する傾向は式(4-3)と同様となっているが、絶対値はかなり小さく、今回の測定値は式(4-3)の、圧力 80kPa では約 50%、50kPa で約 65%となっている(それぞれ、間隙に直径を代入し、圧力 80kPa と 50kPa で計算した値と比較した)。円管に対する式(4-4)はそれよりさらに大きく、今回の測定値と比べ 2 倍以上の値を示している。

Fujita らの実験値と比較すると、本研究で測定された限界熱流束は、狭隘矩形流路で上面以外の底面と両側面をすべて閉じた場合の測定値に非常に近いことが分かる。相関式や実験値との相違の原因として、流路上部からの液の逆流が考えられる。式(4-3)と(4-4)は共に、流路上端には液プールがあり常に水位が形成されており、液の加熱部への逆流が可能な実験体系でのデータを基に作成されたものである。つまり、伝熱面が一時的に乾き、蒸気流量が小さくなると狭隘流路でも液が上部プールから逆流し伝熱面を再び濡らし伝熱面温度の上昇を防ぐ現象が起り、結果的に限界熱流束が大きくなるものと思われる。本研究では、加熱流路の上端は常に凝縮部の蒸気相の部分にあり、液水位は出来ないようにした。また、Fujita らの実験では、矩形流路を使用しているため、伝熱面全部が乾く状態にならず一部が濡れている限り、3 面が閉じられていても上部から常に液の供給がなされているものと思われる。この液量がたまたま本研究での循環流量と一致したため同程度の限界熱流束となったものと思われる。このように、限界熱流束を議論する場合は、伝熱面の上部にプールが形成され逆流が起こる条件か否を明確にする必要がある。つまり、核沸騰が終了し伝熱面の一部が一時乾くような伝熱様式に変化しても、伝熱面の熱容量と液の供給形態により限界熱流束値は大きく異なることに注意する必要があることが分かった。

5. まとめ

狭隘流路での気液二相流の流動特性の可視化実験、狭隘管を用いた自然循環および強制循環条件での沸騰伝熱実験を行った。自然循環条件では、管径 1.45mm と 2.8mm の 2 種類の管を用い水、エタノール、フレオンの 3 種類の作動流体に関する実験と解析を行った。また強制循環条件では管径 1.45mm で水を用い、 $100\text{kg/m}^2\text{s}$ 以下の低流量条件で実験と解析を行い以下の知見を得た。

(1) 可視化実験の結果、対象としている実験範囲では環状流およびプラグ流の流動様式が卓越していることが明らかになった。また流動様式に関する最近の研究と比較しても、流動様式の定義は少し異なるが、流動様式の遷移はおおよそ一致することが示された。

(2) 自然循環による実験に関して、水を使用した結果とエタノールの一部の結果では、沸騰熱伝達に対する管径の影響が明確に現れ、細い管ほどまた圧力が高いほど熱伝達率が増加し、その値はプール沸騰の場合に比べかなり大きくなることが示された。また流動様式が環状流へ遷移し、液膜の蒸発熱伝達が支配的であると仮定して解析すると、定性的には熱伝達を良く評価できることが示された。一方、フレオンを使用した結果とエタノールの結果の大部分はプール沸騰の伝熱特性と概略一致し、今回の実験範囲より高流量条件で得られた従来の知見と同様となり、物性値の関係から今回使用した管径は狭隘管とは言えないことが分かった。

(3) ウエーバ数が小さい循環条件 (0.15 以下。質量流束になおすと $62\text{kg/m}^2\text{s}$ 以上) では、従来の沸騰熱伝達とほぼ類似の特性を持つ。そのとき、今回の実験範囲である低質量流束条件であっても、細管であるため対流熱伝達率は大きくなり、そのため、比較的高熱流束領域でも対流の効果が大きい。この条件での限界熱流束は甲藤の L 領域相関式で予測できる。

(4) ウエーバ数が大きい循環条件 (0.2 以上。質量流束になおすと $53\text{kg/m}^2\text{s}$ 以下) では、沸騰熱伝達は促進されるが、限界熱流束値は非常に小さくなり、甲藤の L 領域相関式あるいは TMI 事故解析で使用された門出の矩形流路に対する相関式では評価できない。その原因は、ウエーバ数が大きいと、液膜が伝熱面から剥離しやすくなり（伝熱面全体が濡れないことを意味する）、小さな流量変動で、位置的、時間的にドライな状態が形成されやすくなるためである。

(5) 自然循環実験で得た限界熱流束値と比較した結果、Levy のスリップ比相関式と Fukano-Furukawa の液膜厚相関式を用いた解析から得た循環流量は少し大きめに循環流量を予測していることが分かった。環状流での熱伝達を精度良く評価するには、液膜相関式の精度向上が不可欠である。

(6) 沸騰熱伝達を安定に持続するには、一定以上の循環流量が必要であることが示唆された。そのため、Henry-Dube による TMI 事故解析で行った熱量のバランスからの解析では不十分であり、流動を考慮した解析が不可欠である。すなわち、シビアアクシデントで問題となる狭隘流路での熱伝達に関しては、どの程度の流量が確保できるかが熱伝達解析には最も重要である。今回の実験から得られたしきい値がそのまま固化デブリの冷却解析に利用出来るか否かについては、今後流路形状の影響も調べ、結論付ける必要がある。

最後に、以下の課題も付記しておく。

固化したデブリの冷却には、狭隘流路での沸騰熱伝達以外にもっと複雑な現象の解明が残されている。それは核沸騰が起こる温度までどのようにして狭隘流路を液が流れデブリがクエンチし

ていくかとの問題である。これまで研究されてきたクエンチは LOCA 時の再冠水現象のように、比較的大きな流路が確保され、かつ流体の量に比べ燃料棒の熱容量がさほど大きくない場合である。かなりの燃料が溶融し下部プレナムに堆積した場合、液が通過する流路と流量に比べ熱容量が非常に大きな体系となり、このような条件でのクエンチ現象に関する研究はこれまで皆無である。また、TMI 事故では全体の約 16%が下部プレナムに溶融し落下したに過ぎないが、解析においてもどのようにクエンチしていったかについては言及されていない。この現象がある程度解明されないと、IVR（原子炉圧力容器内溶融物保持）の成立を保証できないと思われる。

参考文献

- [1] Henry, R. E. and Dube, D. A.: "Water in the RPV: A Mechanism for Cooling Debris in the RPV Lower Head", Proc. of CSNI Specialist Meeting on Selected Containment Severe Accident Management Strategies, Stockholm, (1994).
- [2] Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., "Critical Heat Flux During Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid," J. Heat Transfer, 104, 300 (1982).
- [3] Koizumi, Y., Nishida, H., Ohtake, H., and Miyashita, T., "Gravitational Water Penetration into Narrow-Gap Annular Flow Passages with Upward Gas Flow," Proc. NURETH-8, Vol.1, 48 (1997).
- [4] Hewitt, G.F. and Roberts, D.N., "Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-ray and Flash Photography," UKAEA Report, AERE-M2159.
- [5] Triplett, K.A., et al., "Gas-Liquid Two-Phase Flow in Microchannels Part I: Two-Phase Flow Patterns," Int. J. Multiphase Flow, 25-2, 377 (1999).
- [6] 西川, 藤田, 縄田, "飽和核沸騰熱伝達に及ぼす圧力の影響に関する研究," 日本機械学会論文集第2部, 42-361, 2879 (1976).
- [7] 飯田, 露木, 川端, "減圧下プール内核沸騰の4種類の沸騰様式," 化学工学論文集, 7-5, 459 (1981).
- [8] McGillis, W. R., and Carey V. P., Pool Boiling on Small Heat Dissipating Elements in Water at Sub-atmospheric Pressure, Phase Change Heat Transfer, ASME, HTD Vol. 159, 27 (1991).
- [9] Era, A., Gaspari, G. P., Hassid, A., Milani, A., and Zavattarelli, R., Heat Transfer Data in the Liquid Deficient Region for Steam-Water Mixtures at 70 kg/cm² Flowing in Tubular and Annular Conduits, CISE-Report R-184 (1966).
- [10] Kutateladze, S. S., "Heat Transfer in Condensing and Boiling," Translation Series, U. S. Atomic Energy Commission, No.3770, 129 (1959).
- [11] Stephan, K., and Abdelsalam, M., "Heat Transfer Correlations for Natural Convection Boiling," Int. J. Heat and Mass Transfer, 23, 73 (1980).
- [12] McNelly, M. J., "A Correlation of the Rates of Heat Transfer to Nucleate Boiling Liquids," J. Imperial College, Engineering Society, 7, 18 (1953).
- [13] Chen, J. C., "A Correlation for Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow," ASME paper, No. 63-HT-34, 1 (1963).
- [14] 井村, 他 4 名, "二相密閉形熱サイフォン内における熱伝達," 日本機会学会論文集 B 編, 45-393, 712 (1979).
- [15] Klimenko, V. V., Fyodorov, M. V., and Fomichyov, Yu. A., "Channel Orientation and Geometry Influence on Heat Transfer with Two-Phase Forced Flow of Nitrogen," Cryogenics, 29, 31 (1989).
- [16] Klimenko, V. V., "A Generalized Correlation for Two-Phase Forced Flow Heat Transfer," Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 31-3, 541 (1988).
- [17] Fukano, T., and Furukawa, T., "Prediction of the Effects of Liquid Viscosity on Interfacial Shear Stress and Frictional Pressure Drop in Vertical Upward Gas-Liquid Annular Flow," Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, M. Giot, F. Mayinger, and G. P. Celata, Eds., Edizioni

- ETS, 1161 (1997).
- [18] Levy, S., "Steam Slip-Theoretical Prediction from Momentum Model," J. of Heat Transfer, 113 (1960).
- [19] 甲藤, "一様加熱垂直円管内の強制対流流動沸騰・限界熱流束の無次元整理の改良," 日本機械学会論文集(B編), 50-459, 2621 (1984).
- [20] Fujita, Y., et al., "Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space between Rectangular Surfaces," Int. J. Heat Mass Transfer, 31-2, 229 (1988).
- [21] 門出, 三原, 山地, "垂直円管内の自然流動沸騰系の限界熱流束," 日本機械学会論文集 B 編, 56-531 3413 (1990).

記号

B	: ラプラス定数, $[\sigma/g(\rho_l-\rho_g)]^{1/2}$
Cp	: 定圧比熱
D	: 加熱管内径
g	: 重力加速度
G	: 質量流束
j	: 見かけ速度
h	: 熱伝達率
h _{fg}	: 蒸発潜熱
k	: 熱伝導率
L	: 加熱部長
q	: 熱流束
T	: 温度
We	: ウエーバ数, $\sigma\rho_l/(G^2L)$
α	: ボイド率
δ	: 液膜厚さ
ν	: 動粘性係数
ρ	: 密度
σ	: Table 面張力
添字	
l	: 液
v	: 蒸気
w	: 壁面
z	: 局所

Table 2.1 Experimental conditions for visualization test

D (mm)	J_g (m/s)	J_l (m/s)
1	0.45~0.38	0.07~0.71
1.5	0.2~50	0.03~0.94
2.0	0.1~37	0.002~0.89
3.5	0.037~9.3	0.006~0.29

Table 3.1 Test parameters and their ranges in natural circulation tests

Working Fluid	Inner Diameter (mm)	Coolant Temperature (°C)	Heat Flux (kW/m ²)	System Pressure (bar)
Water	2.8	31.5	6.2~39.5	0.05
		46	15.4~104.5	0.10~0.11
		60	25.3~129.2	0.21~0.22
		80.5	25.8~178.8	0.50~0.51
		93.9	29.5~207.7	0.80~0.81
	1.45	30	9.3~37.4	0.05
		46	9.6~60.5	0.11
		60	15.0~82.3	0.22
		80	34.1~91.8	0.50
		92	37.4~109.8	0.80~0.81
Ethanol	2.8	25	9.6~66.1	0.09
		44	12.0~83.5	0.22~0.24
		68	18.3~113.6	0.67
		76.5	31.1~143.4	0.93~0.95
	1.45	24	6.9~26.5	0.08
		40	15.2~51.7	0.20
		65	27.1~52.7	0.63~0.64
		75.8	41.8~96.5	0.99
Freon R-113	2.8	7	18.9~46.7	0.25~0.27
		23	11.5~51.0	0.41~0.42
		33	19.0~60.9	0.64
		44	19.1~76.9	0.92~0.93
		57	25.2~89.6	1.45~1.47
		68	40.1~103.0	2.05~2.06
		77	58.3~117.2	2.62~2.67
	1.45	5	8.3~28.1	0.19
		23	13.6~41.0	0.43
		35	16.9~43.9	0.68~0.70
		44	26.7~50.1	0.93~0.94
		57	22.6~53.0	1.43~1.44
		68	31.7~59.7	2.04~2.05
		77	34.4~69.4	2.68~2.69

Table 4.1 Test parameters and their ranges in forced circulation tests

System Pressure	Saturation Temperature	Mass Flux	Heat Flux	Laplace Constant	Ratio
P_s (kPa)	T_s (°C)	G (kg/m ² s)	q (kW/m ²)	B (mm)	D/B
50	81.3	44.8-89.7	17.4-558.5	2.56	0.57
80	93.5	44.5-88.9	21.3-540.5	2.52	0.58
100	99.6	44.2-88.5	10.3-592.3	2.51	0.58

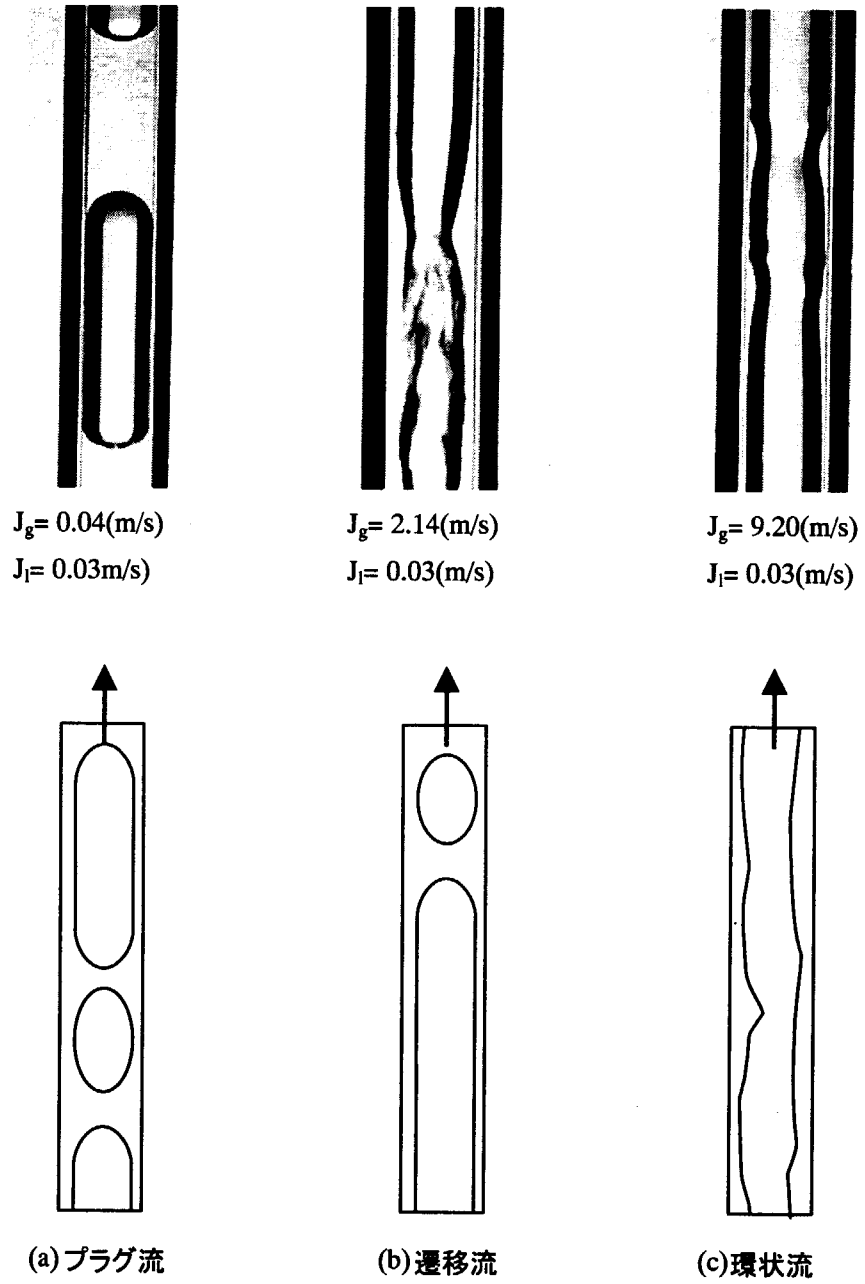


Fig.2.2 Flow regimes of air-water two-phase flow in a narrow tube

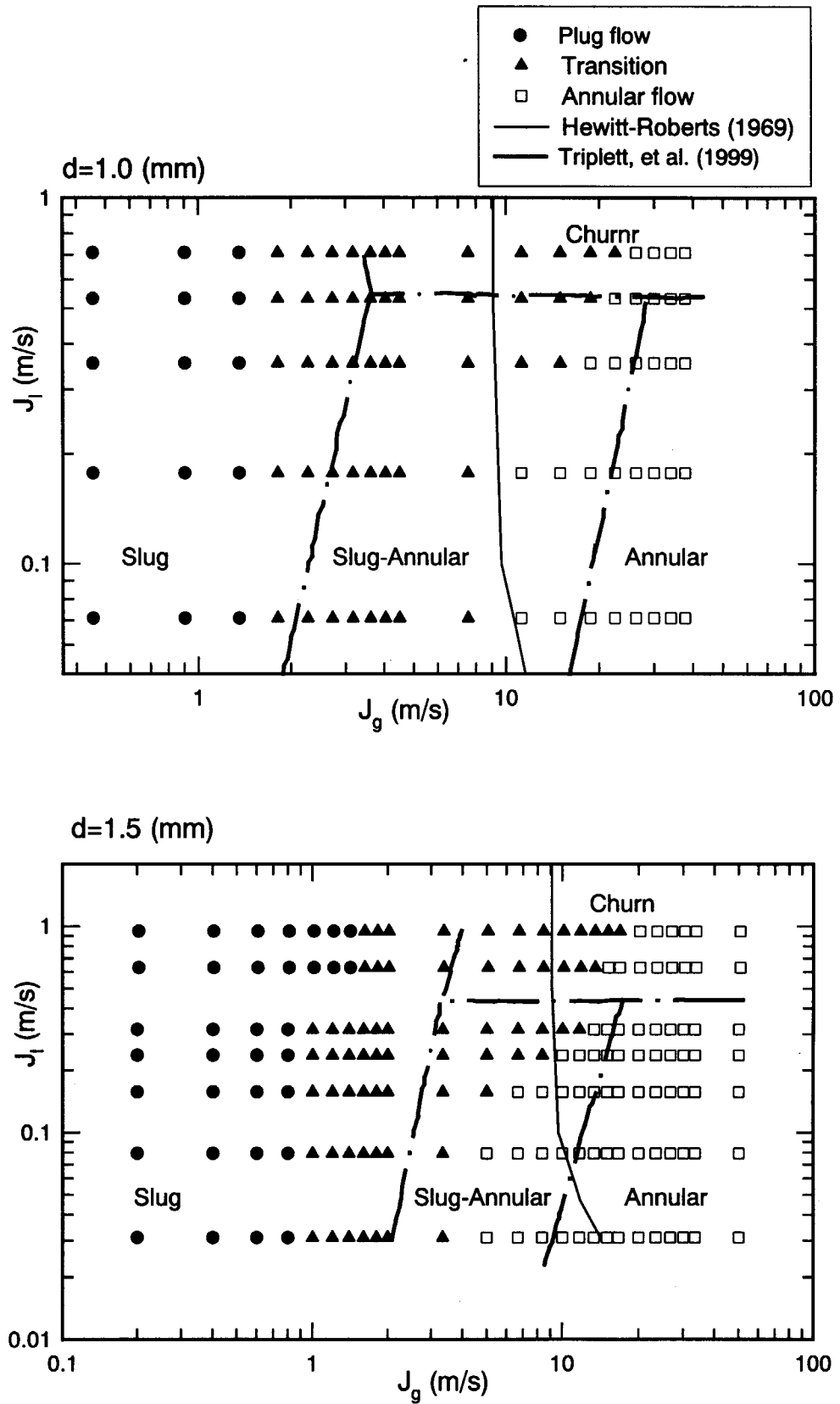


Fig.2.3 Flow regime maps

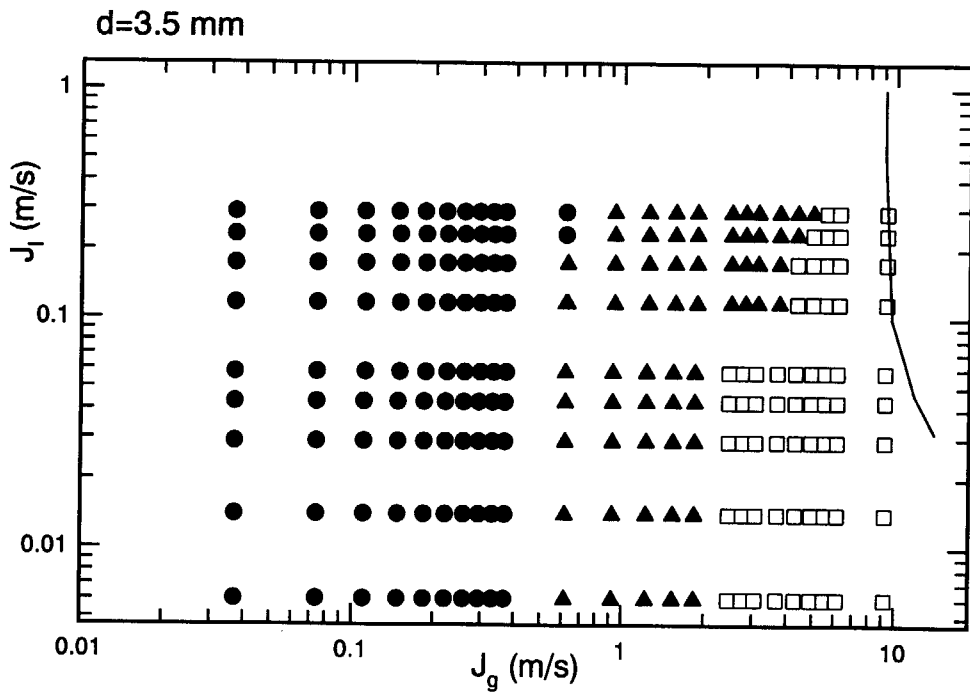
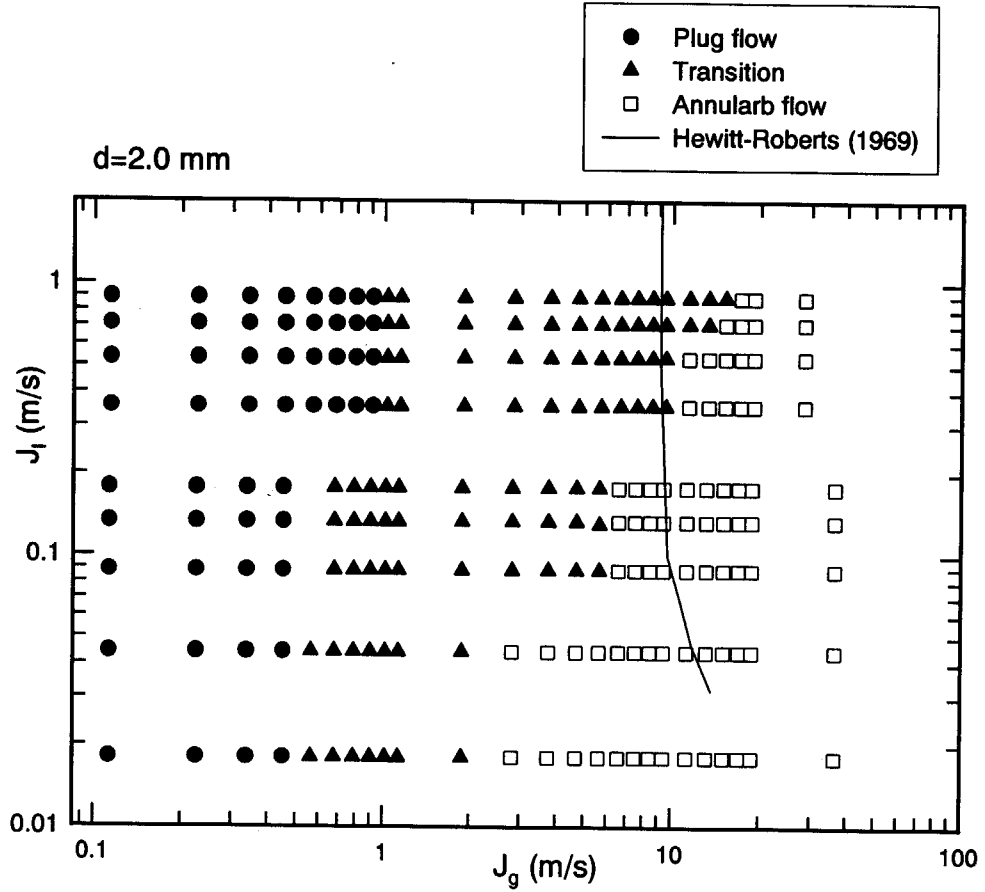
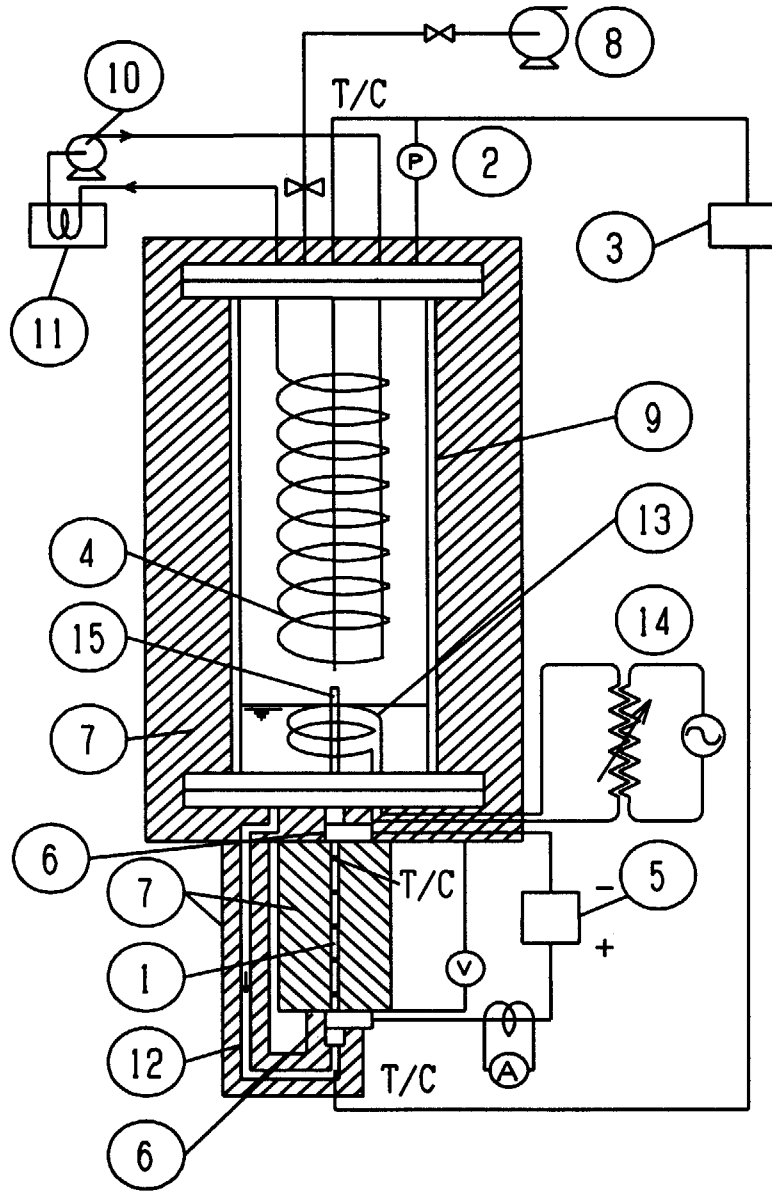


Fig.2.3 (Continued)



- | | | |
|-------------------|------------------|---------------------|
| ① Test section | ⑥ Electrode | ⑪ Heater |
| ② Pressure sensor | ⑦ Insulator | ⑫ Downcomer |
| ③ Recorder | ⑧ Vacuum pump | ⑬ Preheater |
| ④ Cooling coil | ⑨ Glass cylinder | ⑭ Voltage Regulator |
| ⑤ DC power supply | ⑩ Pump | ⑮ Unheated riser |

Fig.3.1 Test apparatus for natural circulation experiments

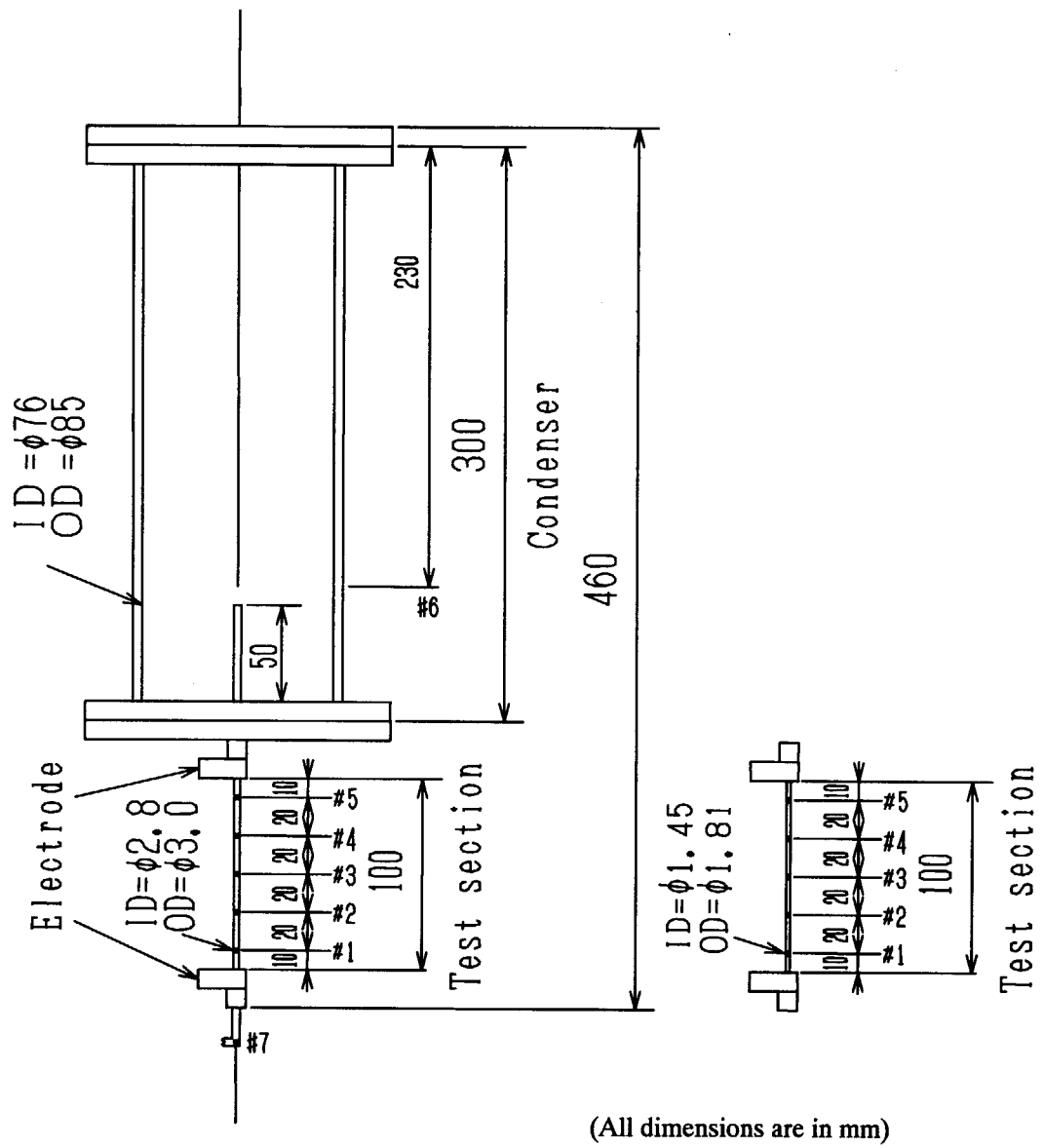


Fig.3.2 Dimensions and thermocouple locations of the test section

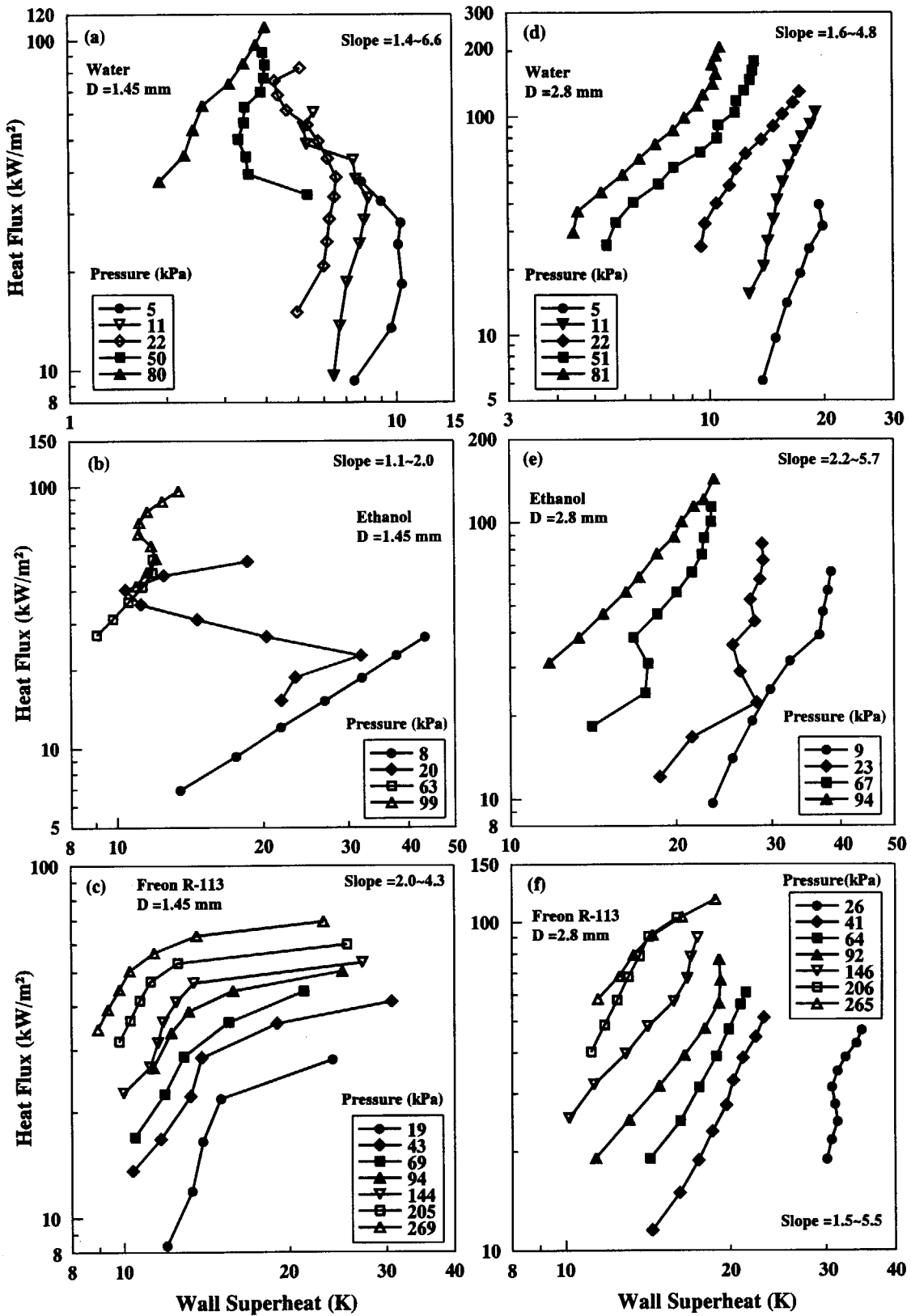


Fig.3.3 Boiling curves

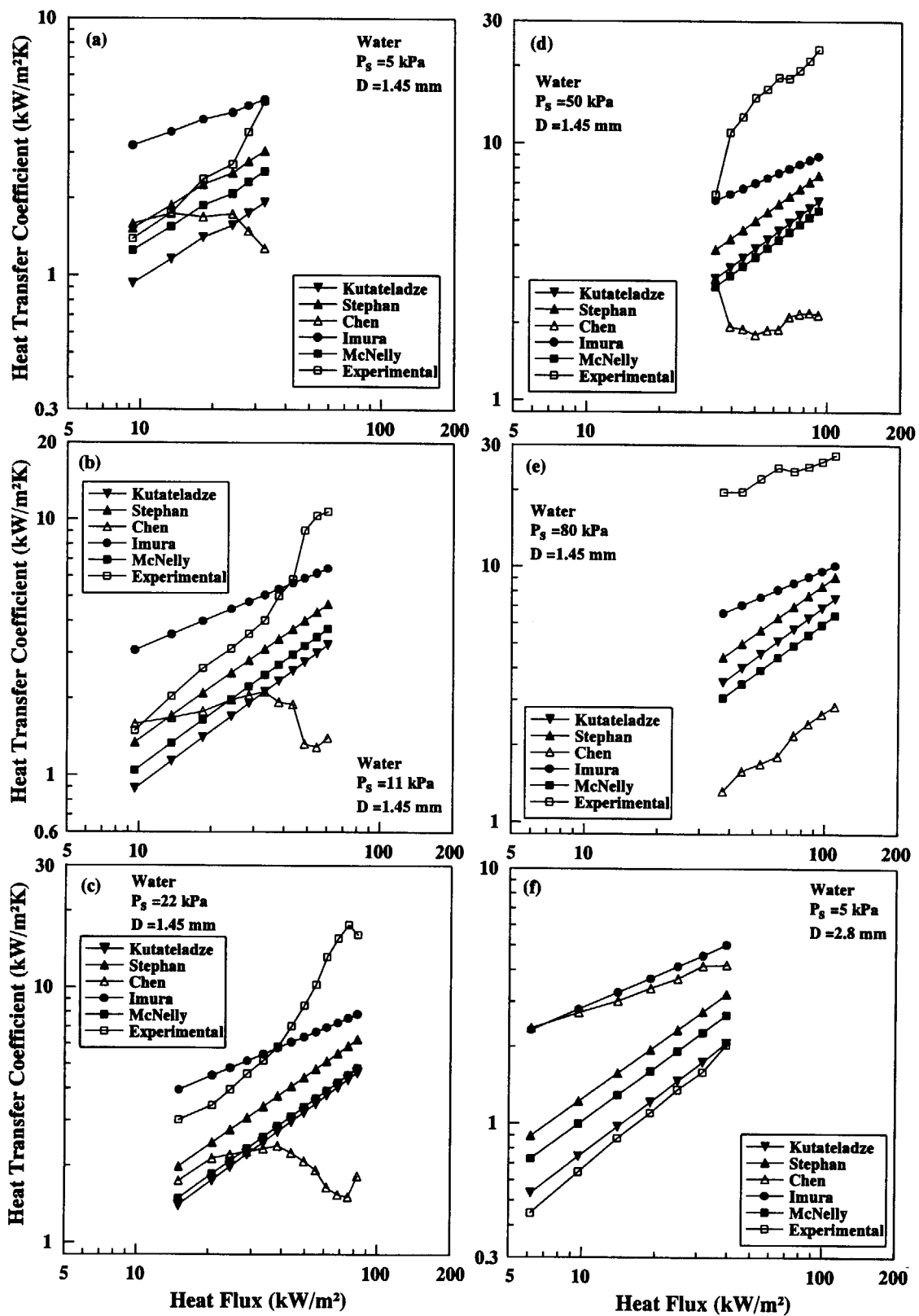


Fig.3.4 Comparison of measured average heat transfer coefficients with correlations for water

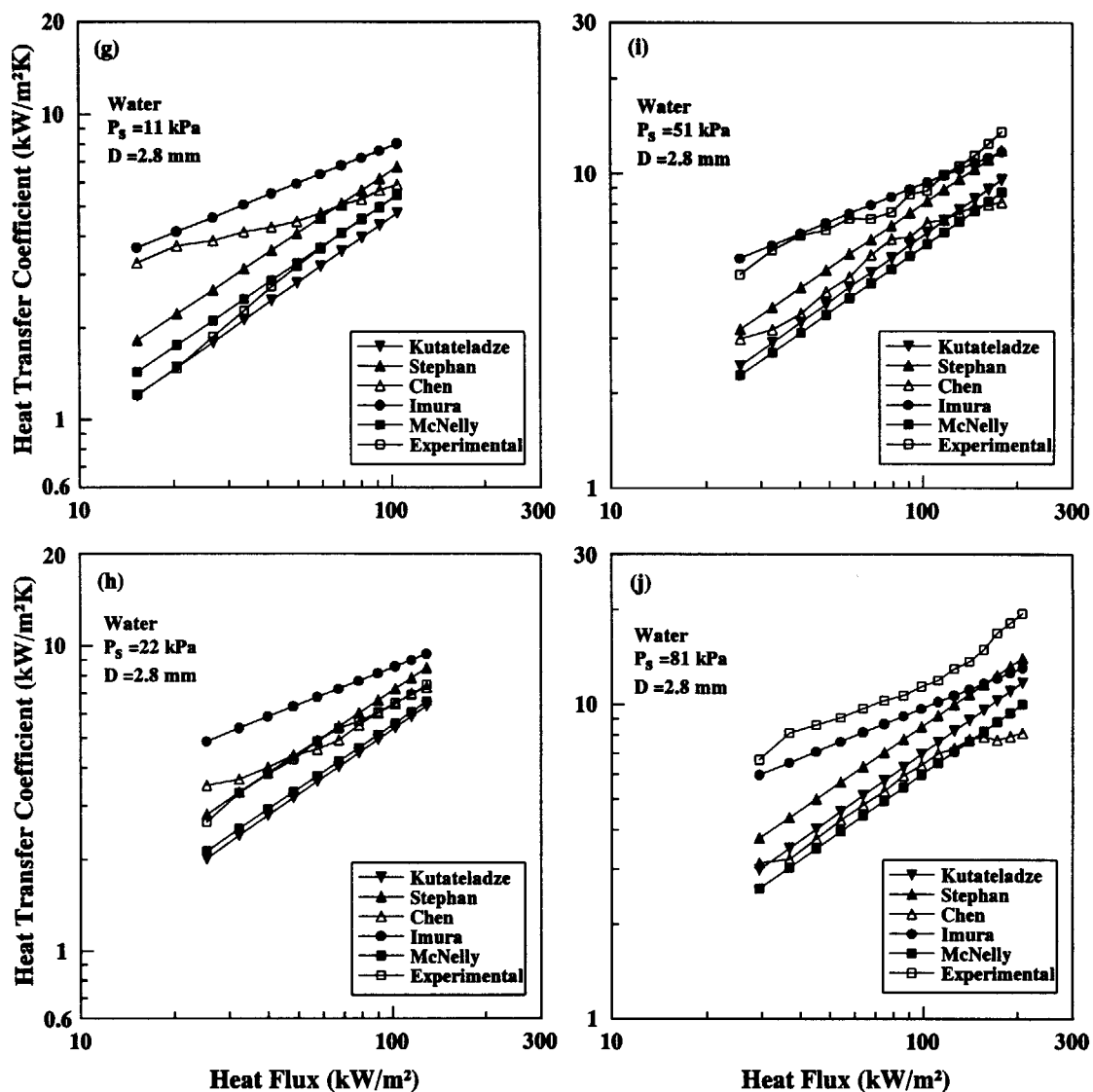


Fig.3.4 (continued)

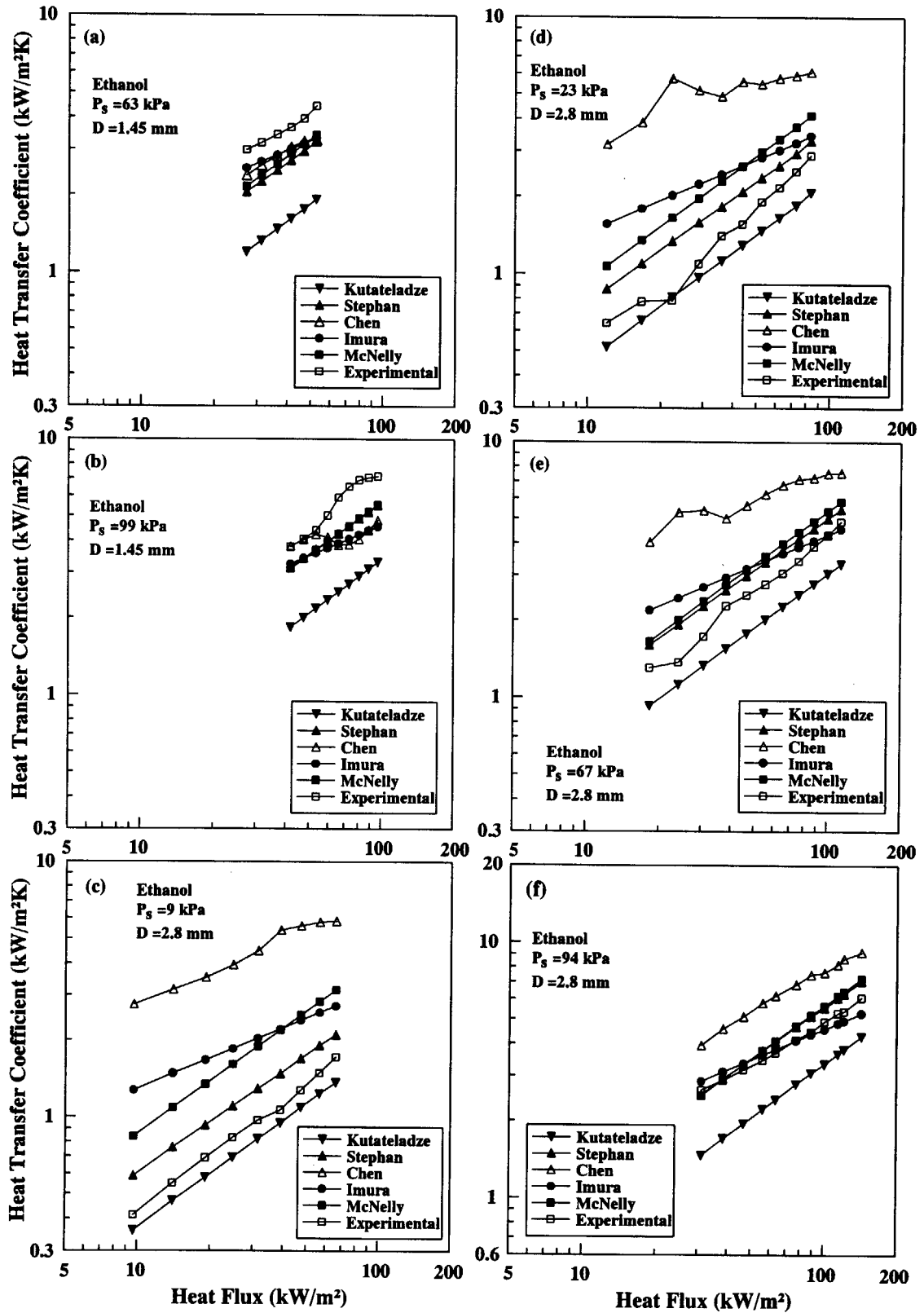


Fig.3.5 Comparison of measured average heat transfer coefficients with correlations for ethanol

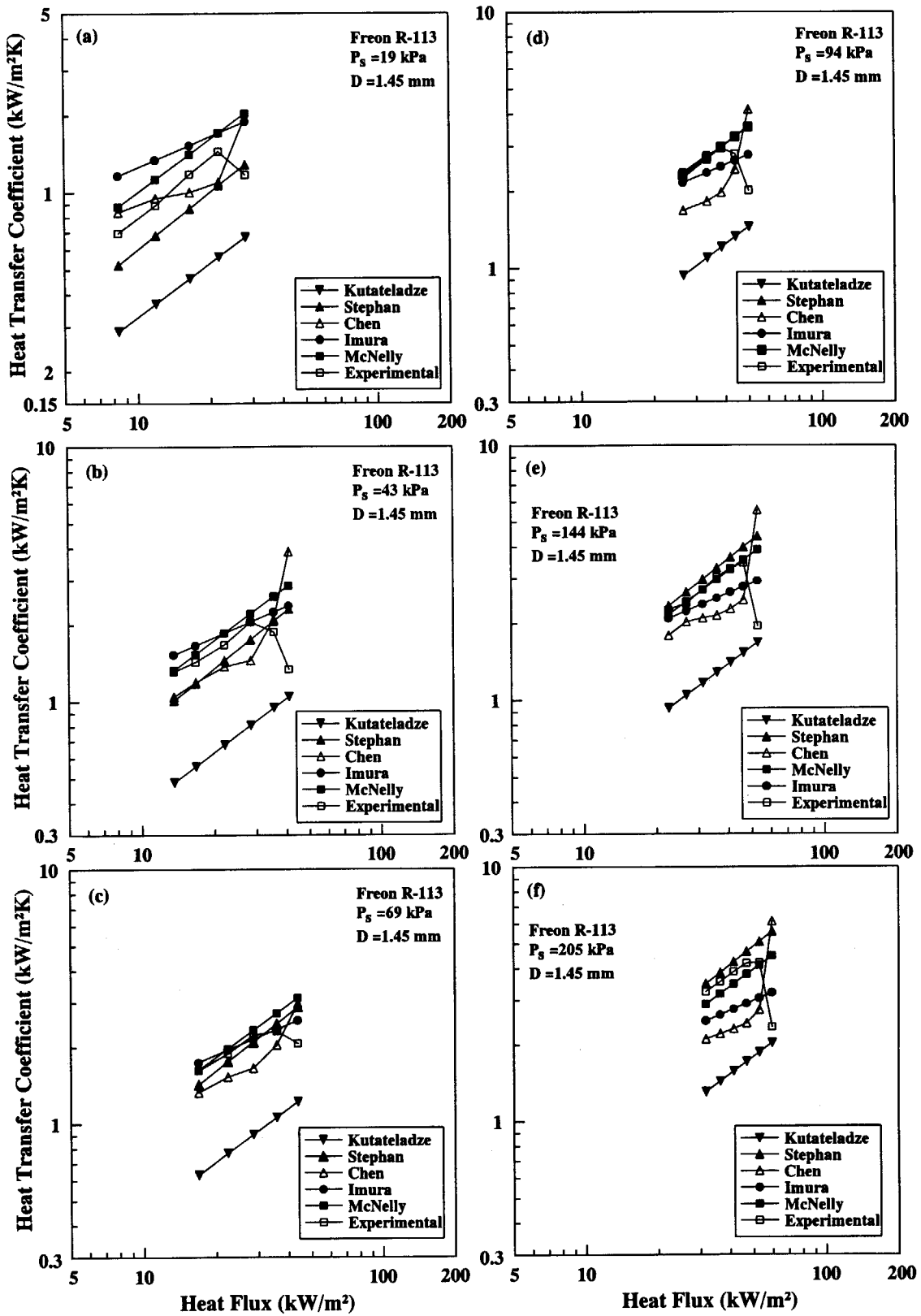


Fig.3.6 Comparison of measured average heat transfer coefficients with correlations for water

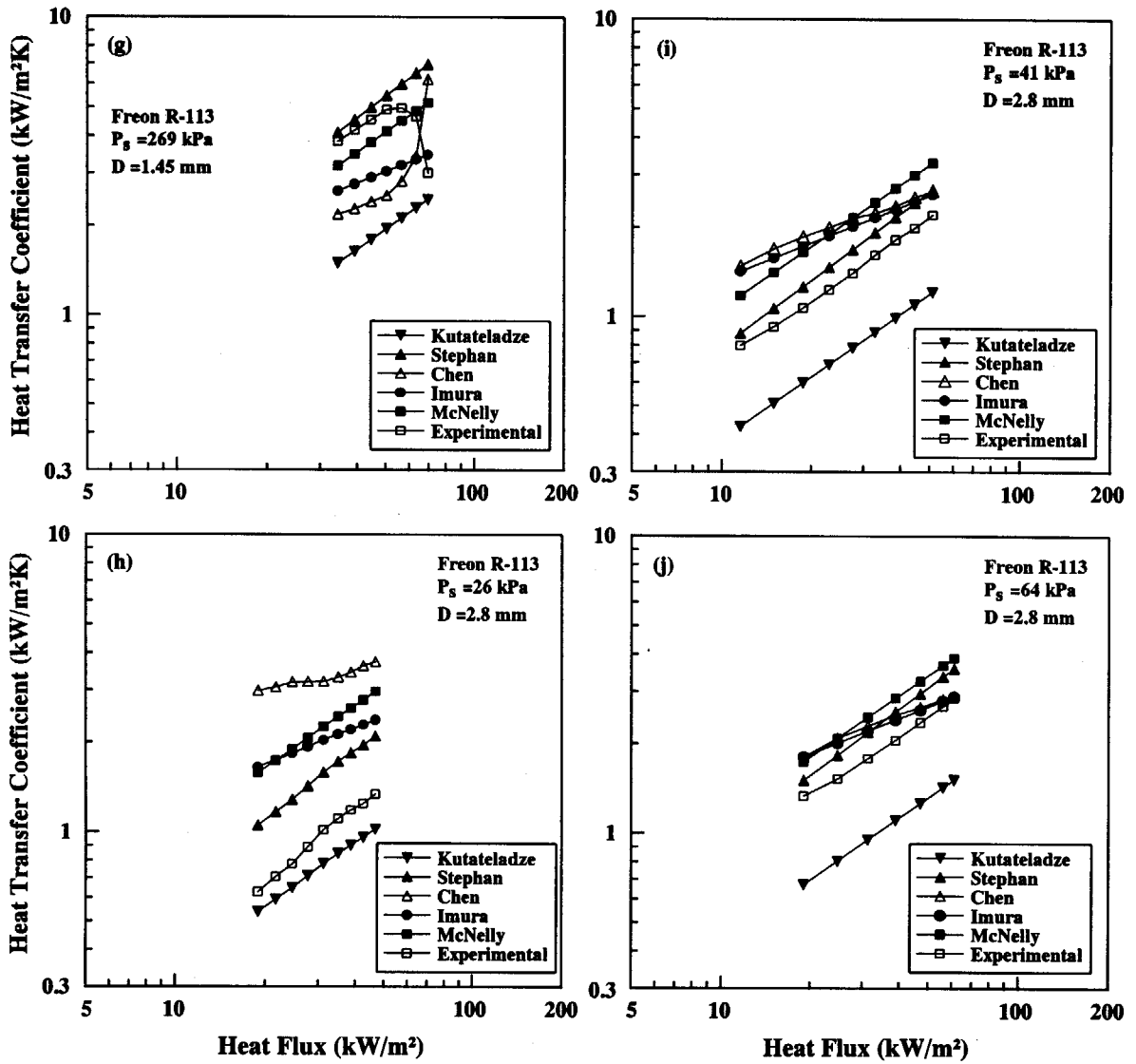


Fig.3.6 (continued)

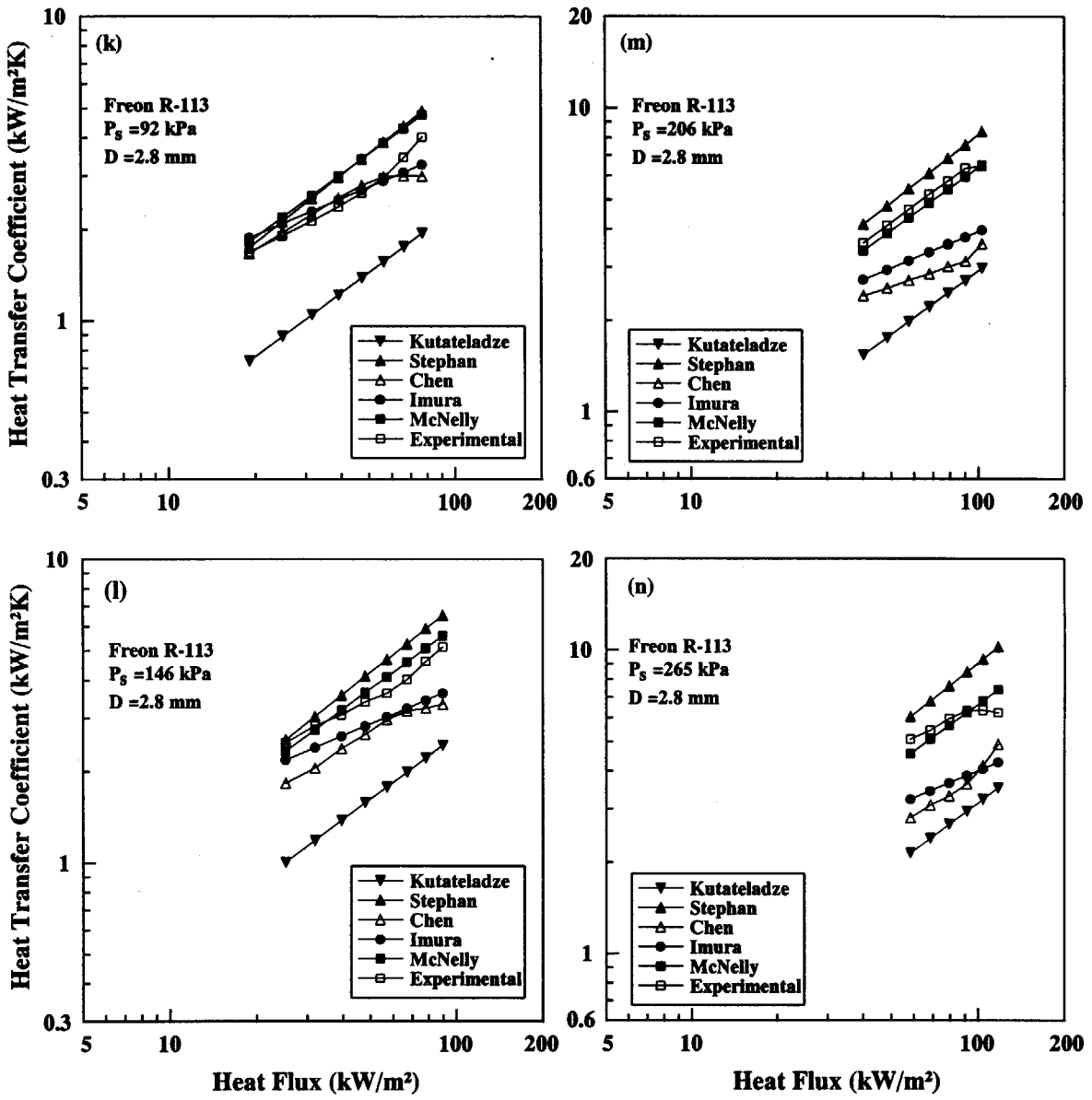


Fig.3.6 (continued)

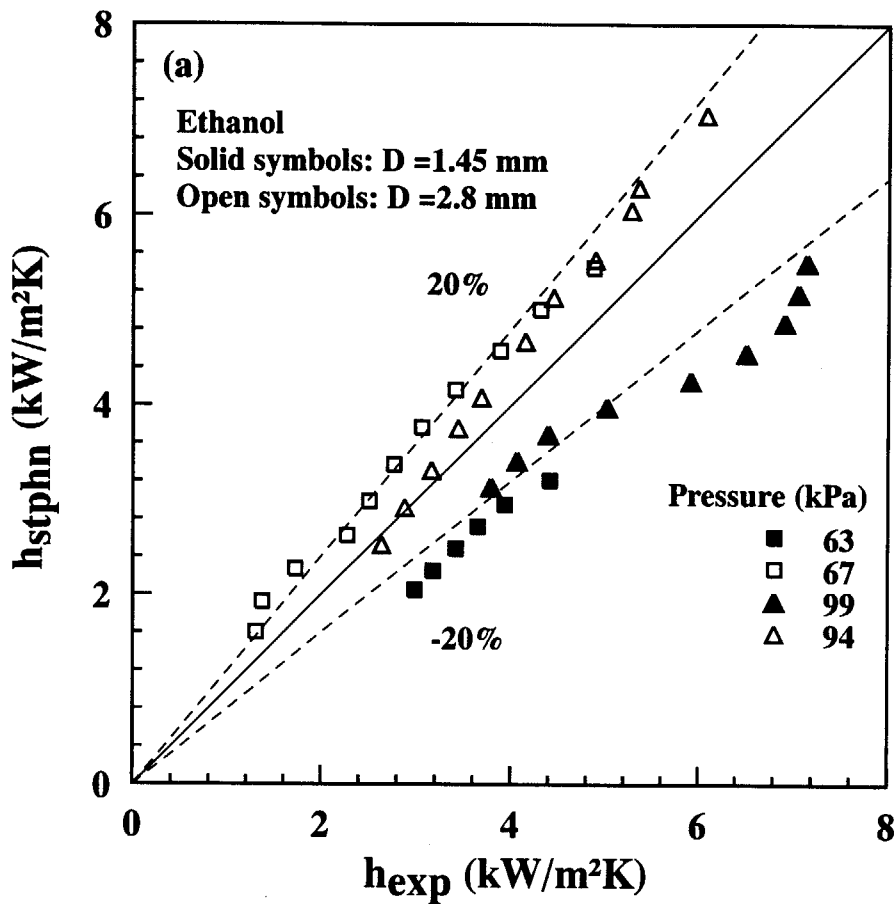


Fig.3.7 Prediction accuracy of Stephan's correlation for ethanol data

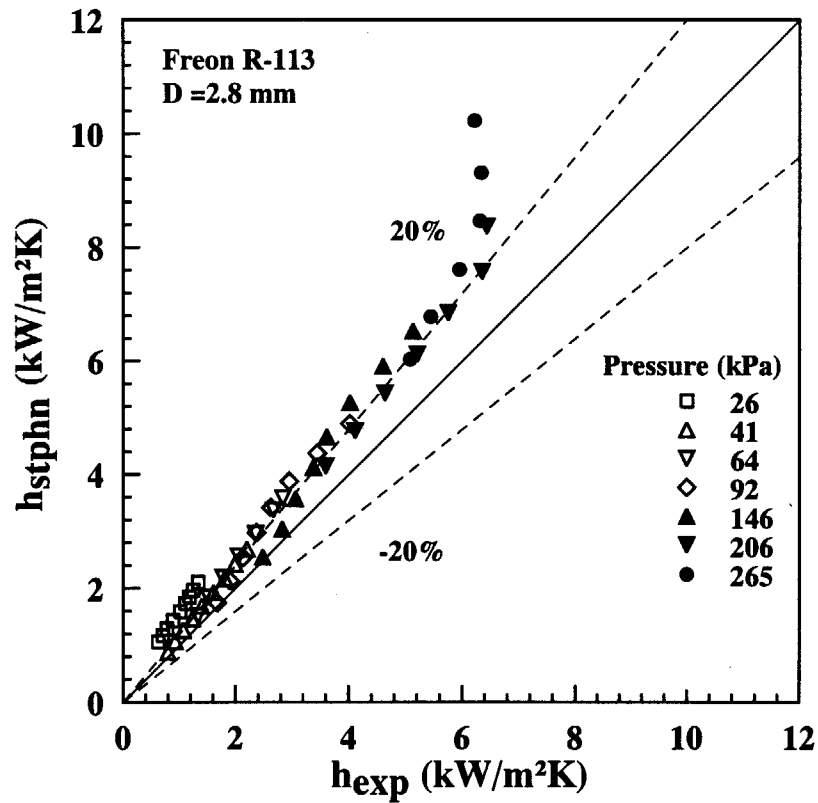
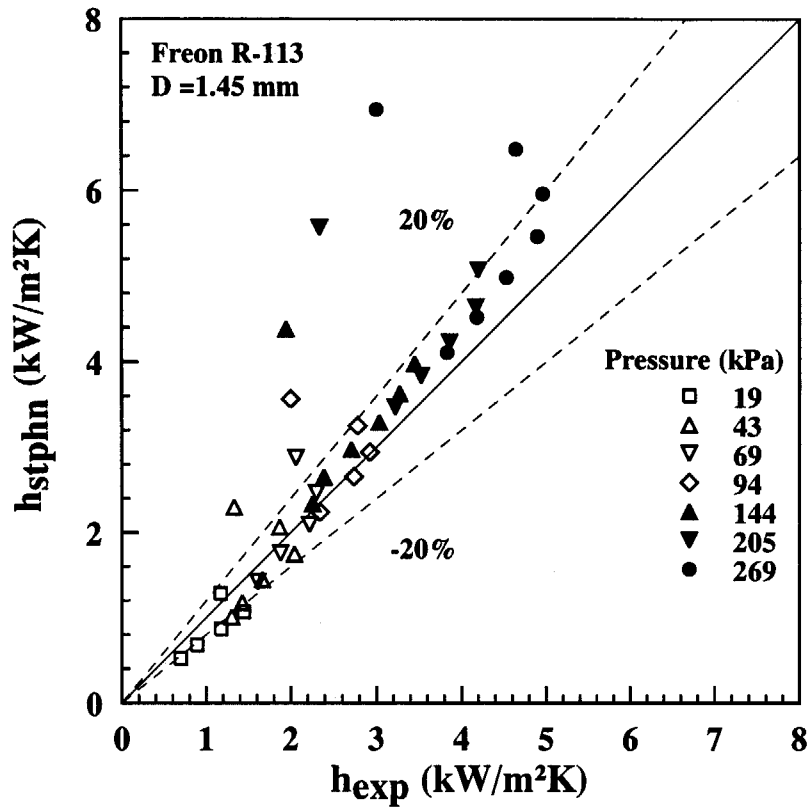


Fig.3.8 Prediction accuracy of Stephan's correlation for R-113 data

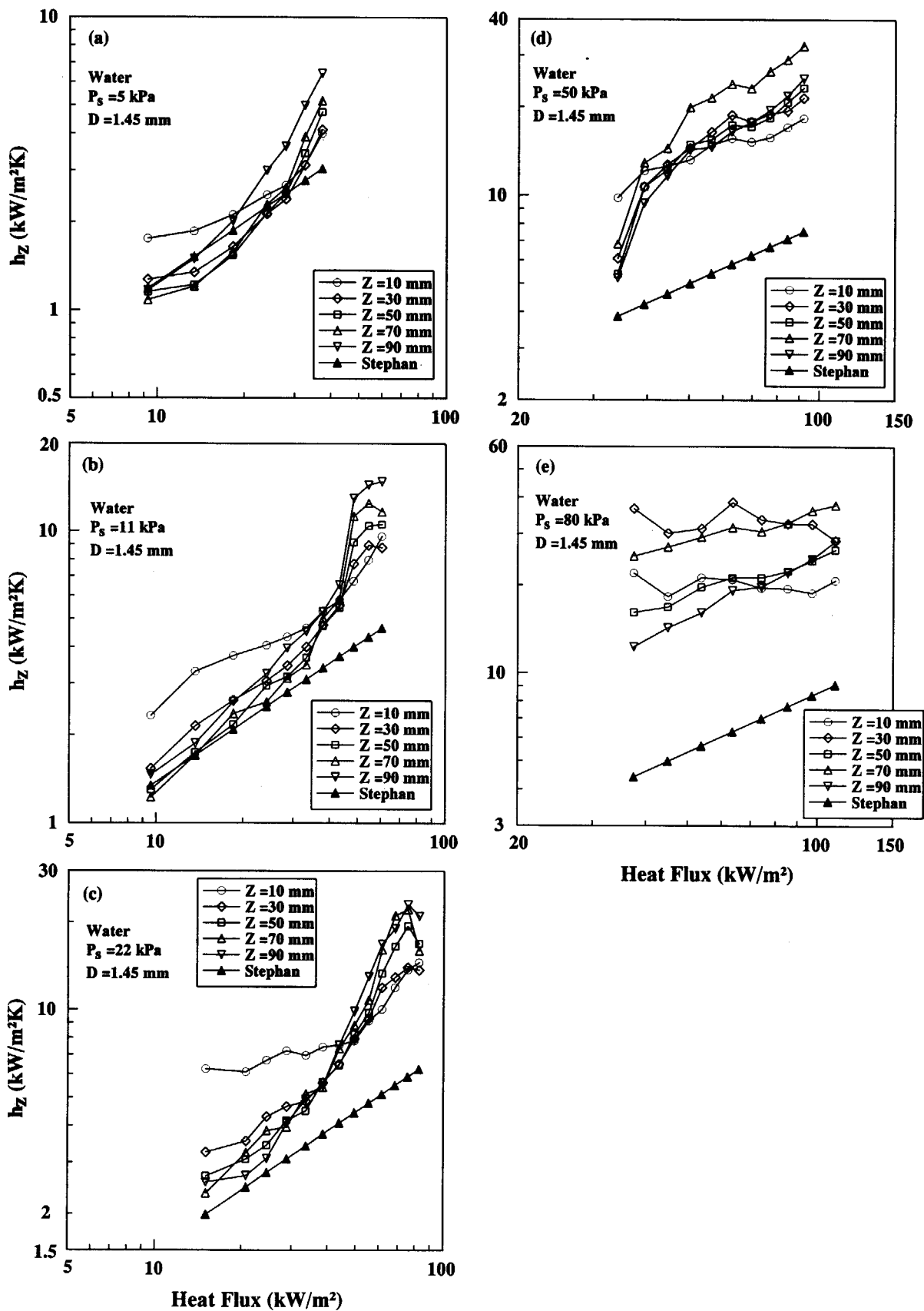


Fig.3.9 Prediction accuracy of Stephan's correlation for water data

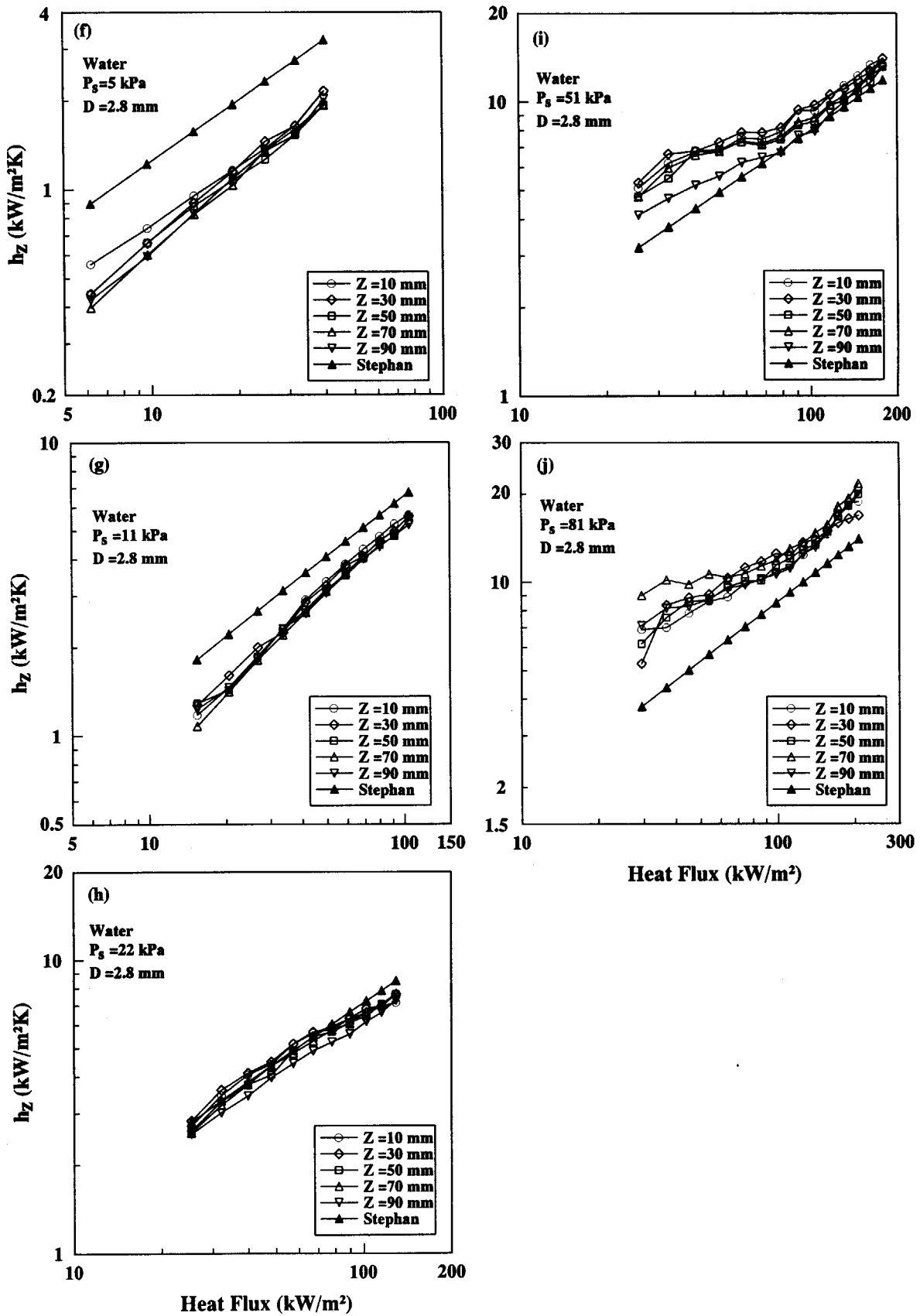


Fig.3.9 (continued)

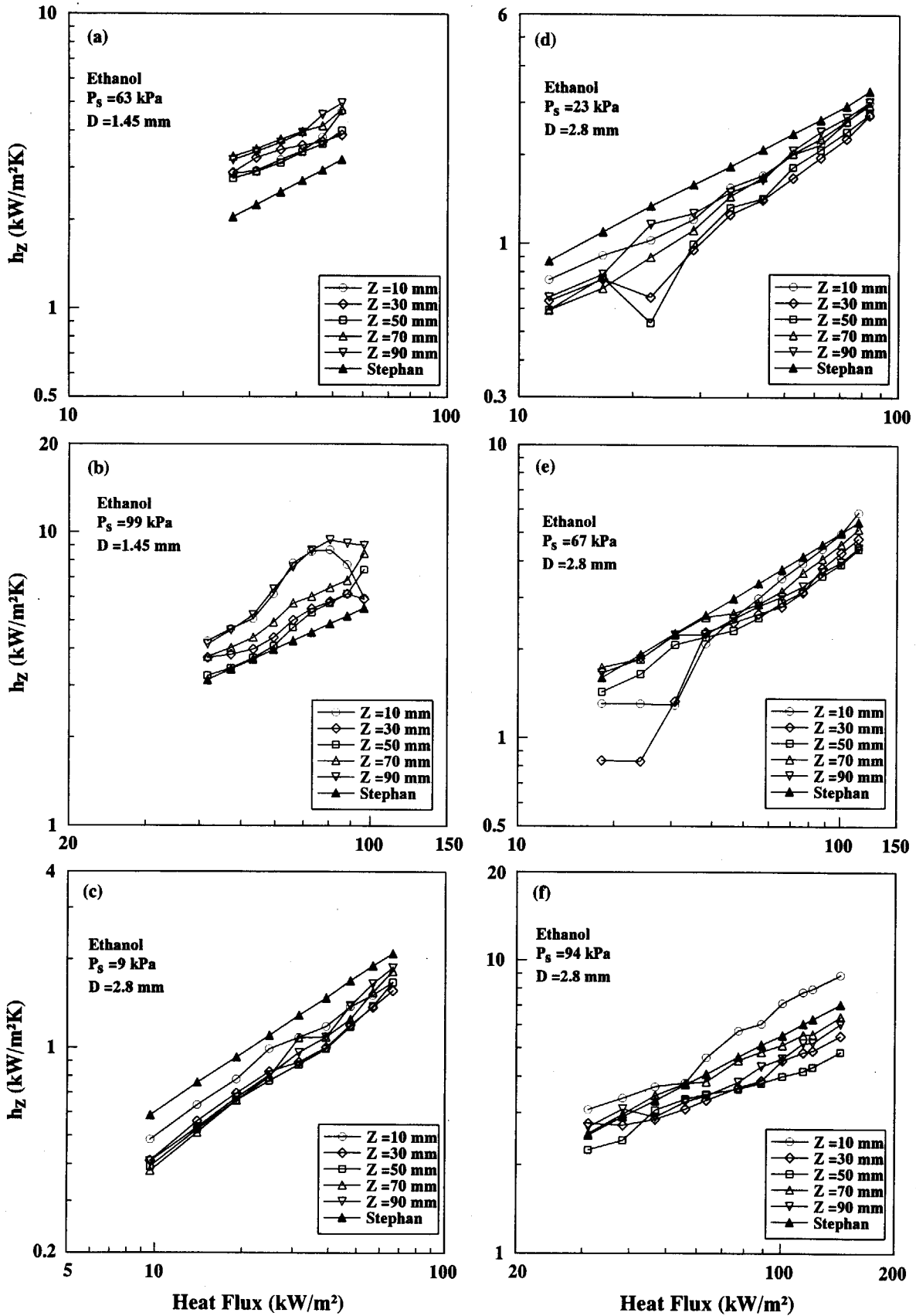


Fig.3.10 Comparison of measured local heat transfer coefficients with Stephan's correlation for ethanol

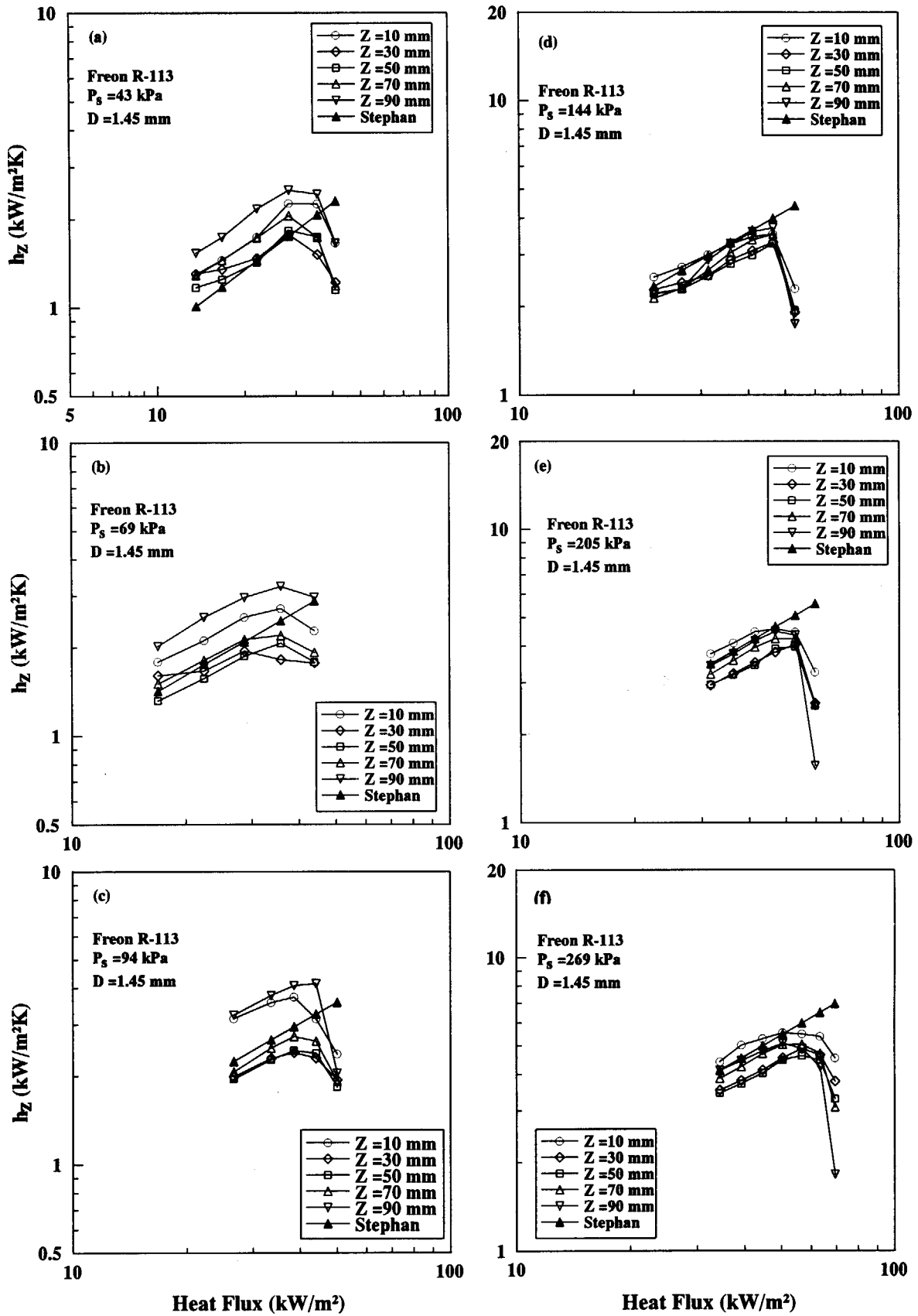


Fig.3.11 Comparison of measured local heat transfer coefficients with Stephan's correlation for R-113

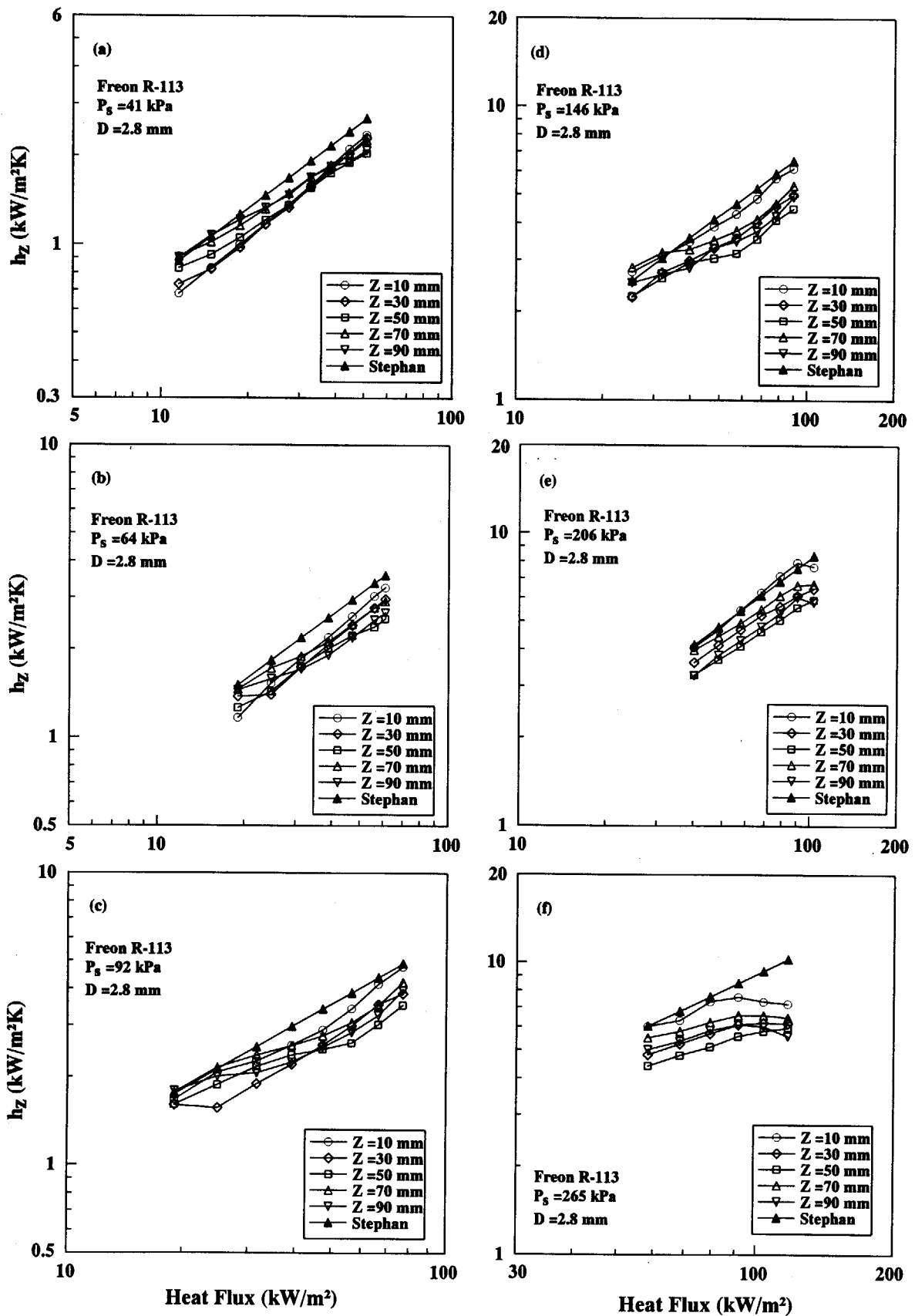


Fig.3.11 (continued)

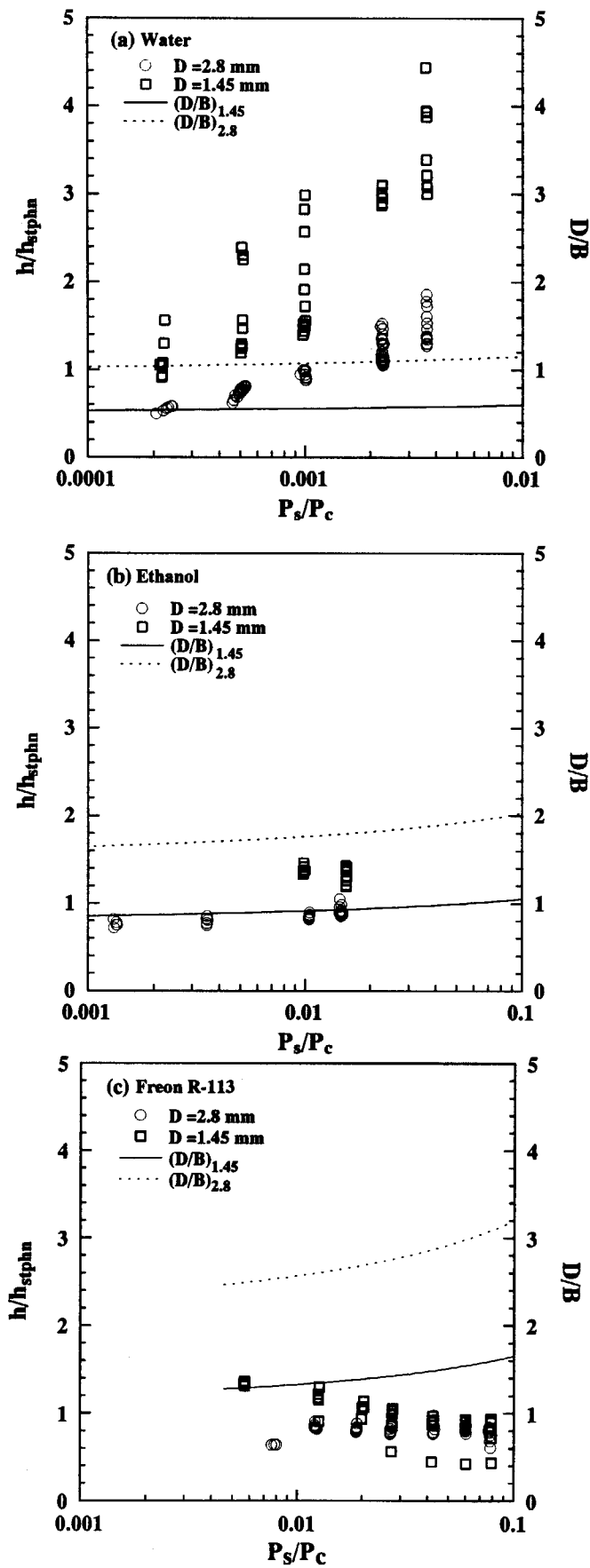


Fig.3.12 Heat transfer augmentation rate to Stephan' correlation

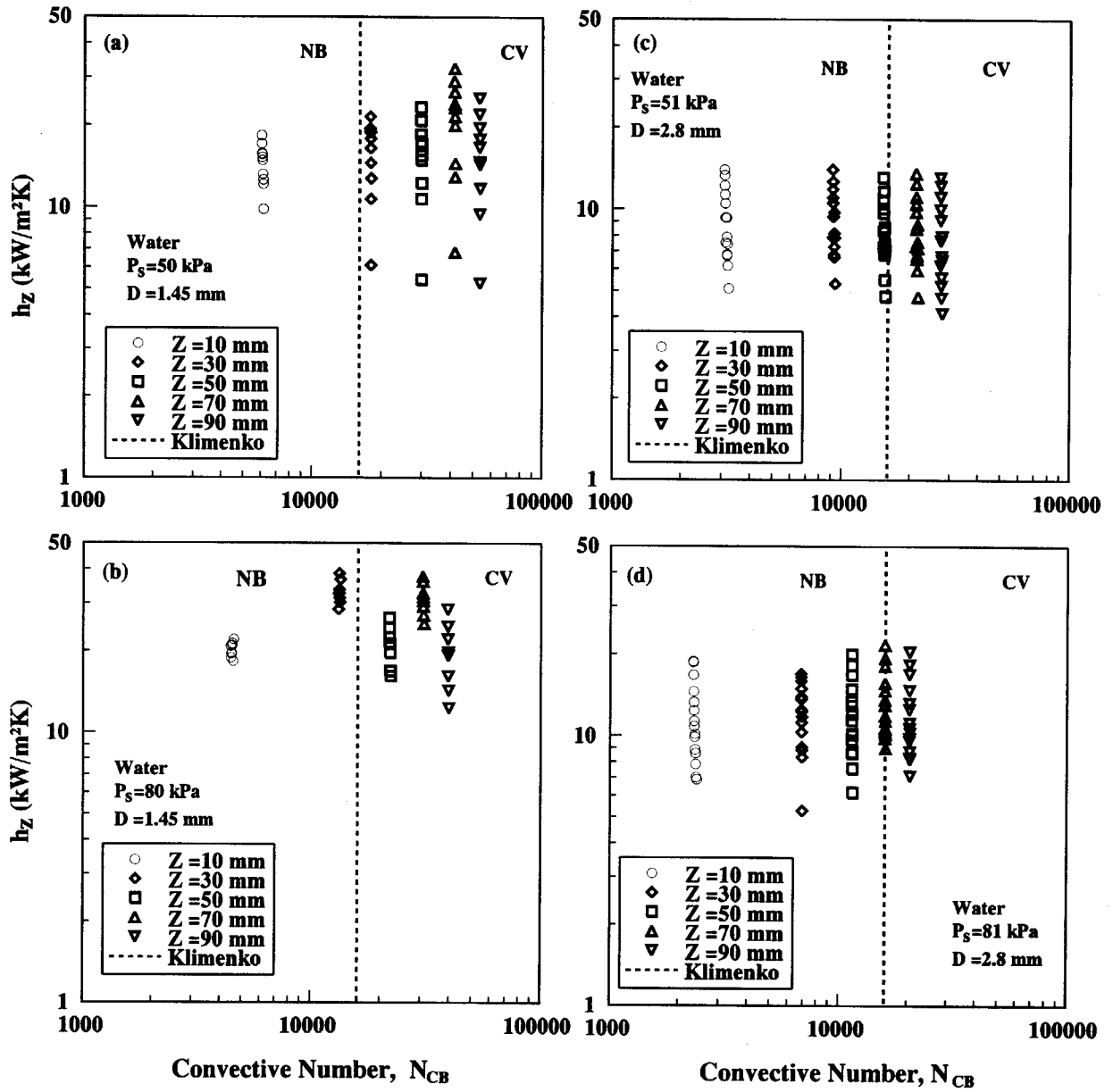


Fig.3.13 Relationship between local heat transfer coefficient and the Klimenko's parameter for heat transfer regime transition (Water)

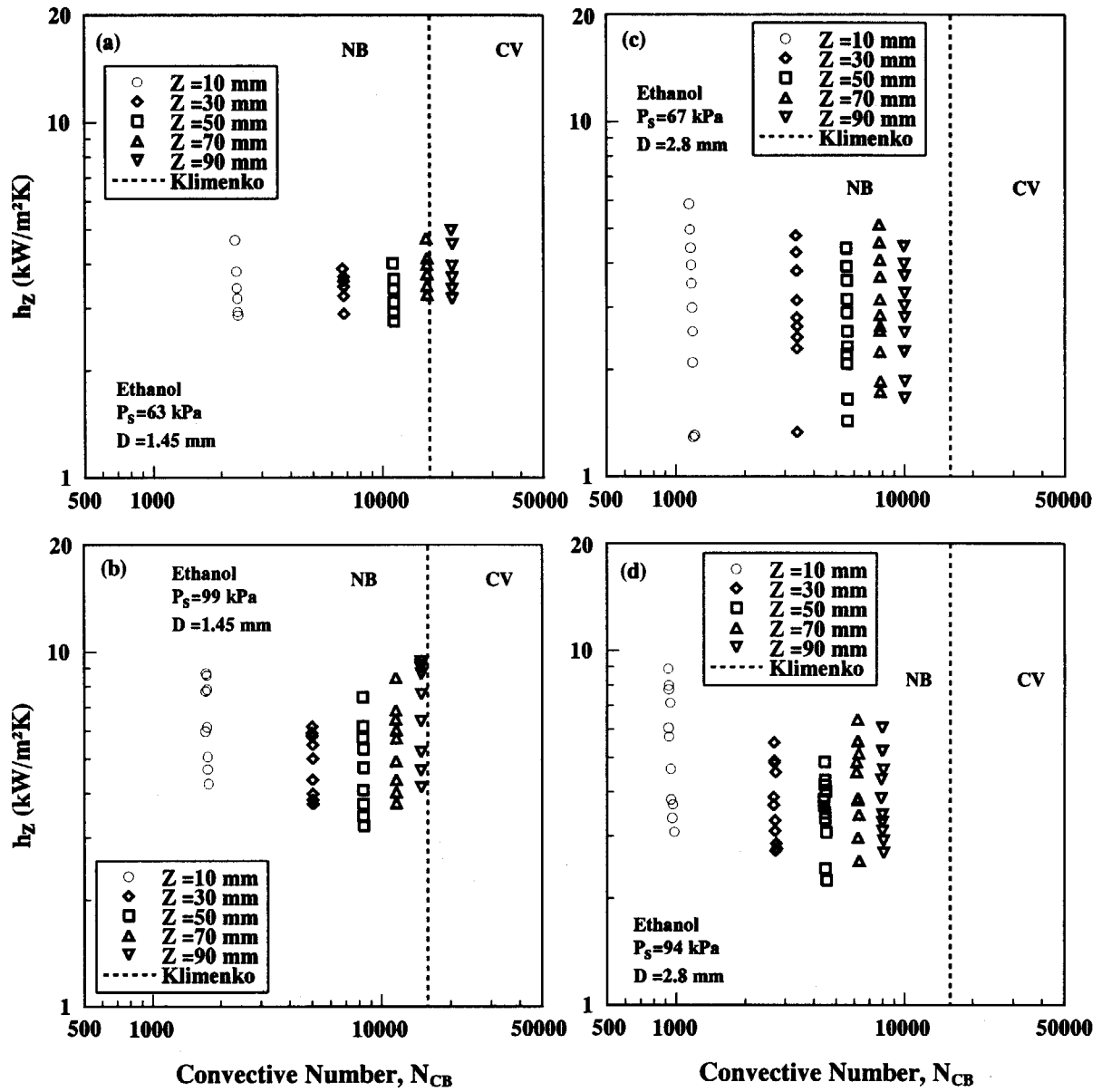


Fig.3.14 Relationship between local heat transfer coefficient and the Klimenko's parameter for heat transfer regime transition (Ethanol)

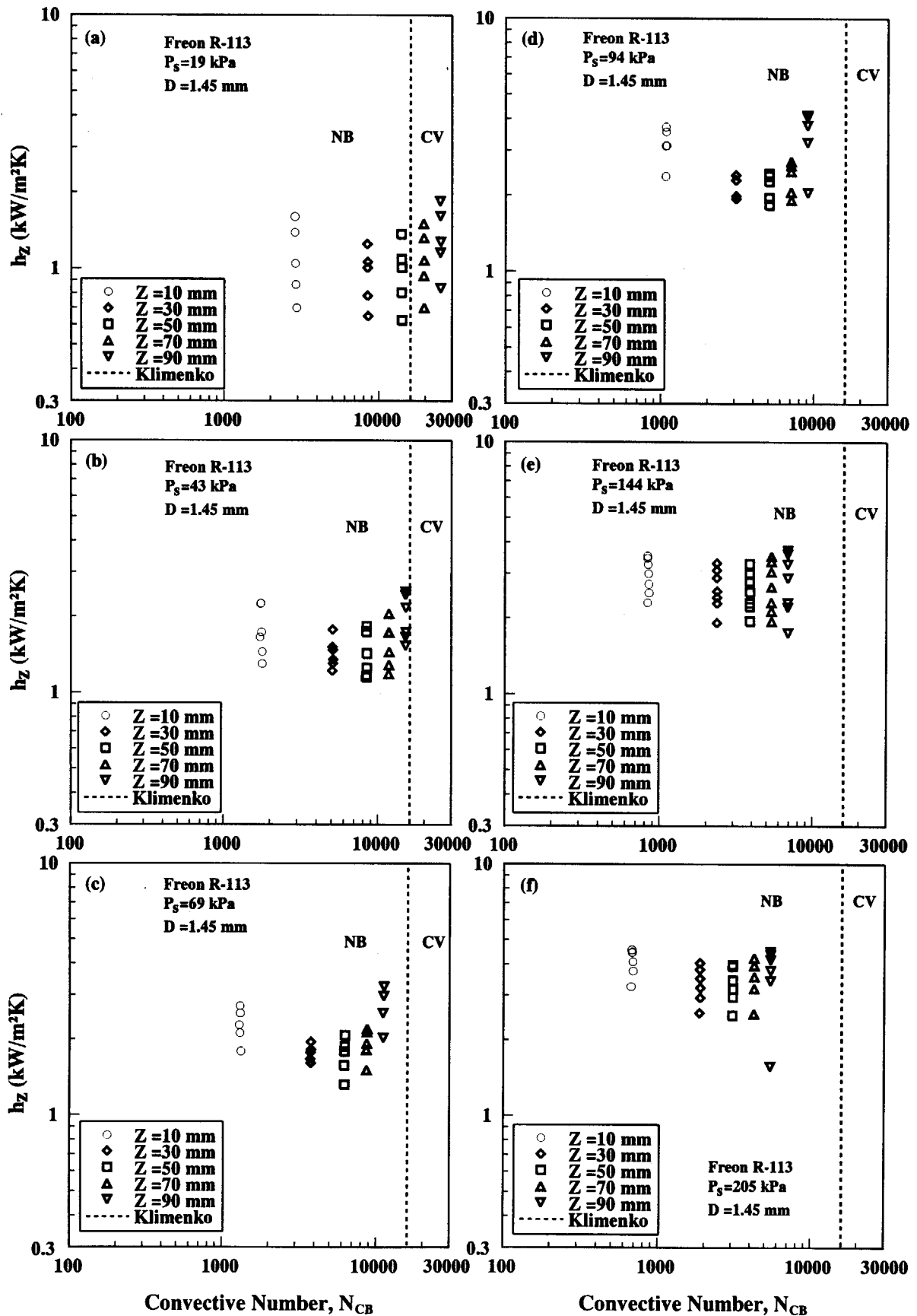


Fig.3.15 Relationship between local heat transfer coefficient and the Klimenko's parameter for heat transfer regime transition (R-113)

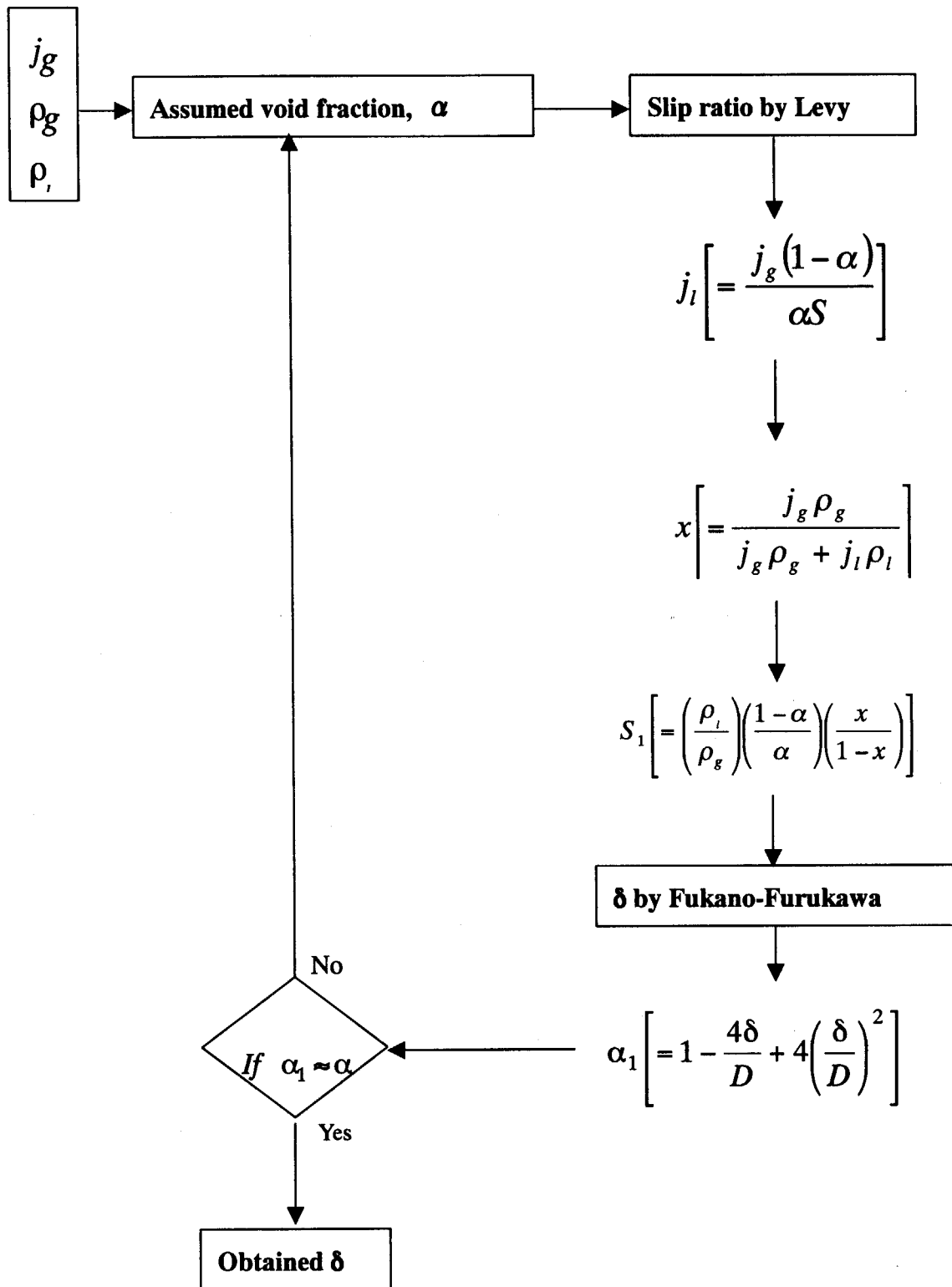


Fig.3.16 Calculation algorithm for liquid film thickness

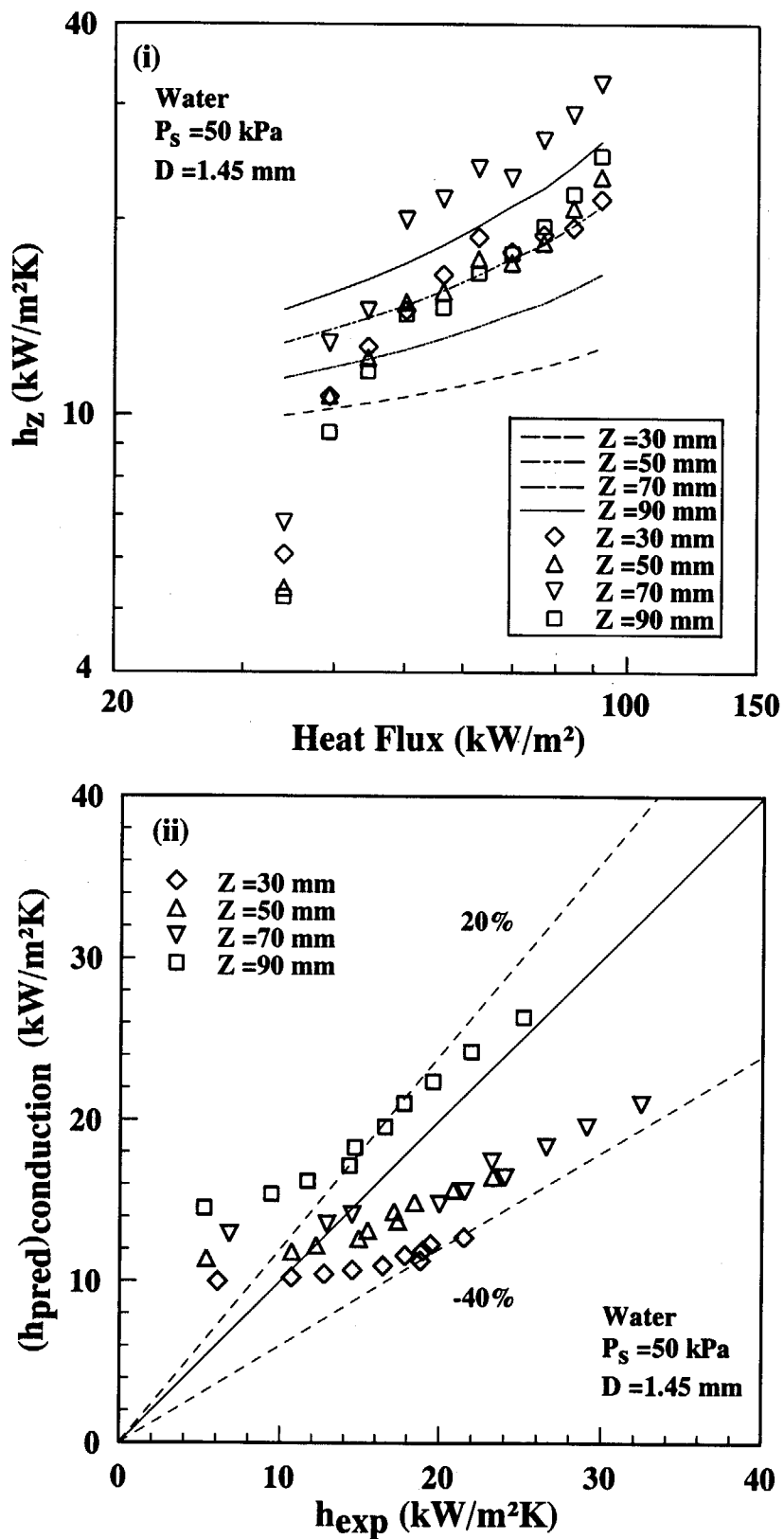


Fig.3.17 Comparison of measured heat transfer coefficient with predicted by the conduction model (Water, 50kPa)

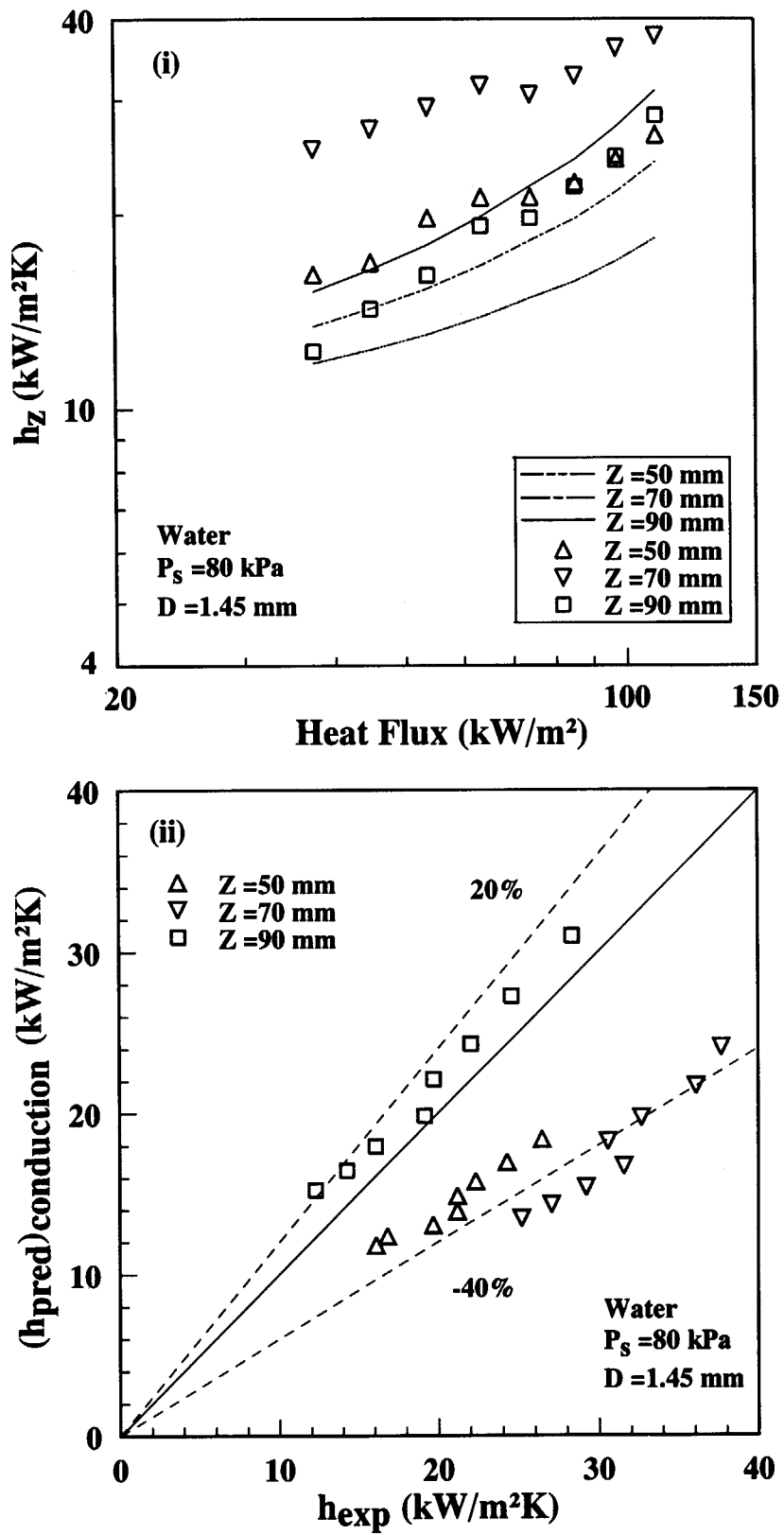


Fig.3.18 Comparison of measured heat transfer coefficient with predicted by the conduction model (Water, 80kPa)

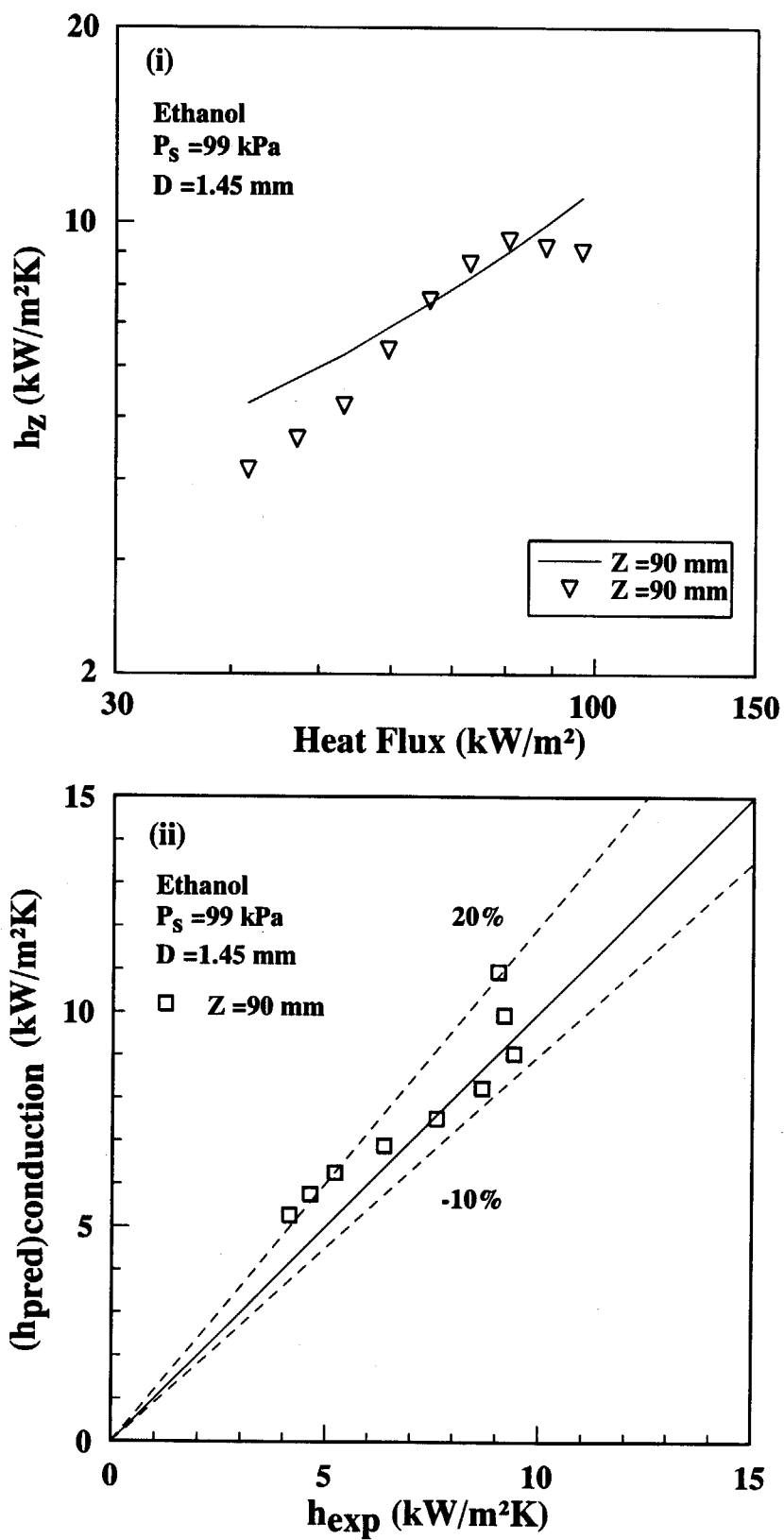
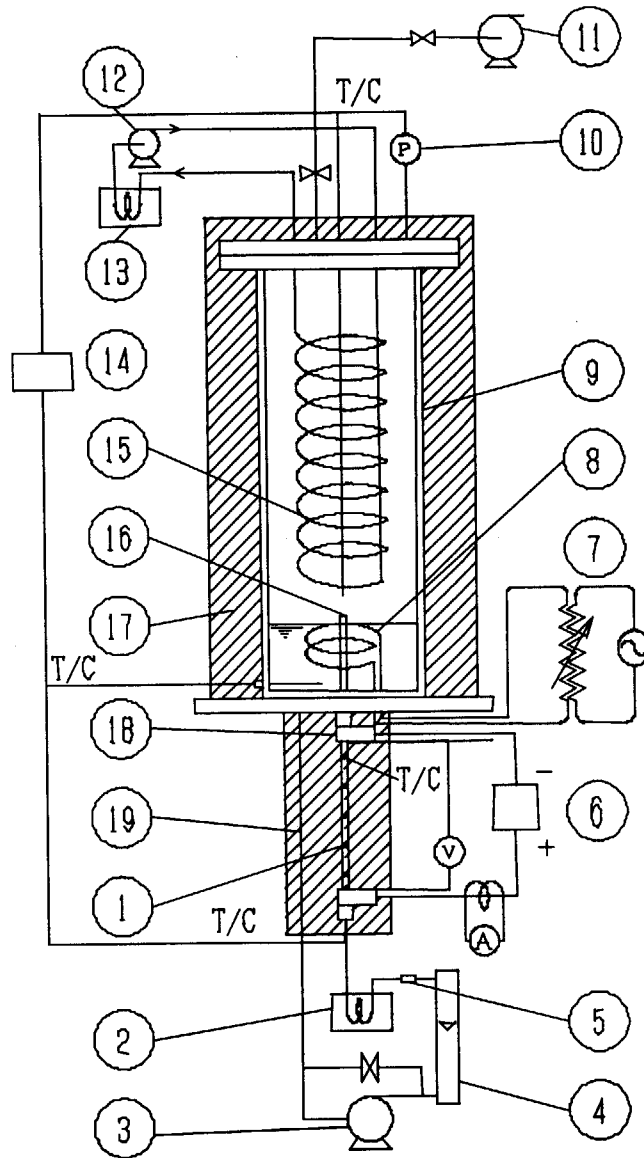


Fig.3.19 Comparison of measured heat transfer coefficient with predicted by the conduction model (Ethanol)



- | | | |
|-------------------|---------------------------|-----------------|
| ① Test section | ⑦ Voltage slider | ⑬heater |
| ② Preheater | ⑧Auxiliary heater | ⑭Recorder |
| ③ Gear pump | ⑨Stainless steel Cylinder | ⑮Condensing |
| ④ Flow meter | ⑩Pressure sensor | ⑯Unheated riser |
| ⑤ Filter | ⑪Vacuum pump | ⑰Insulator |
| ⑥ DC power supply | ⑫pump | ⑱Electrodes |
| | | ⑲Down comer |

Fig.4.1 Test apparatus for forced circulation experiments

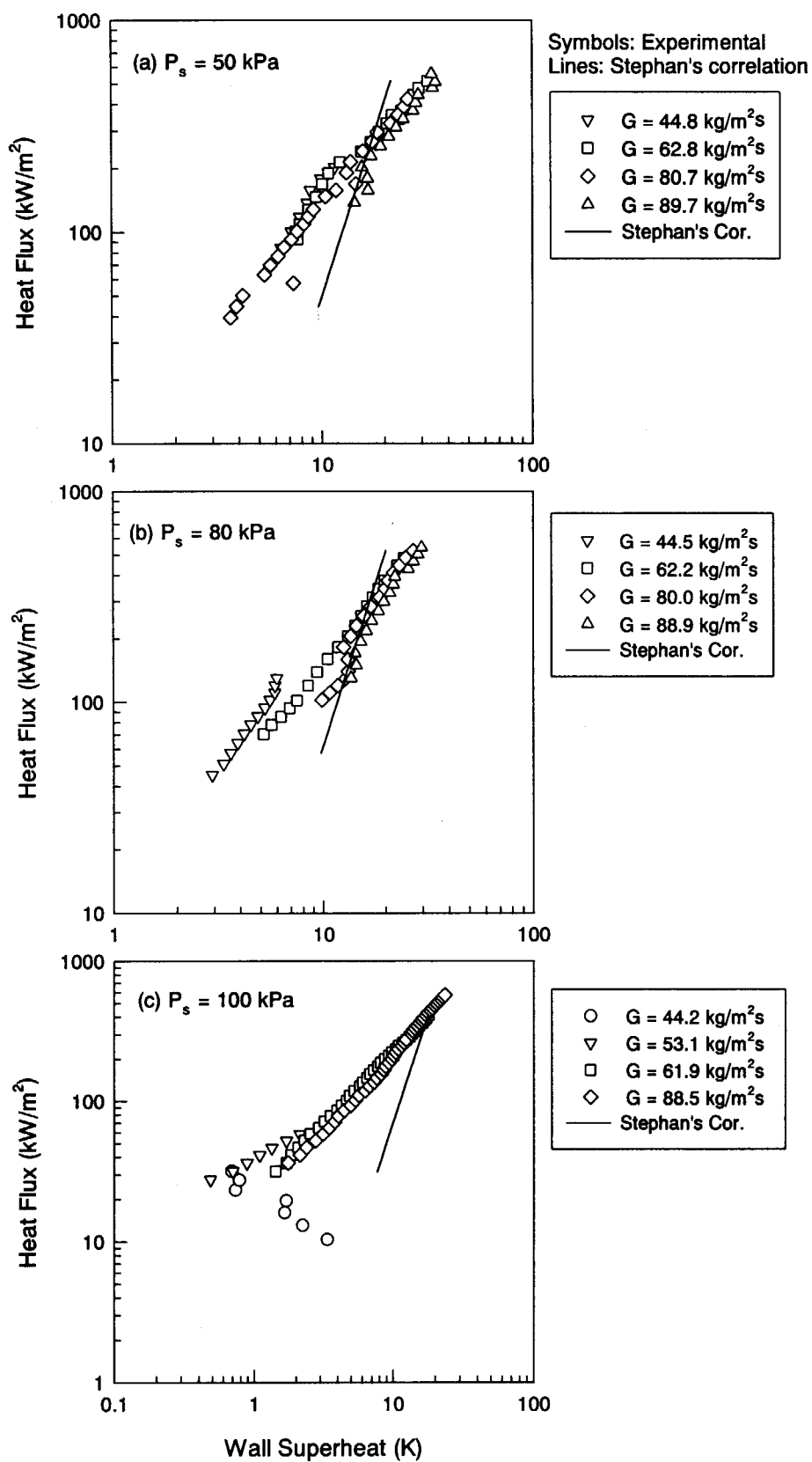


Fig.4.2 Boiling curves (Mass flux effect)

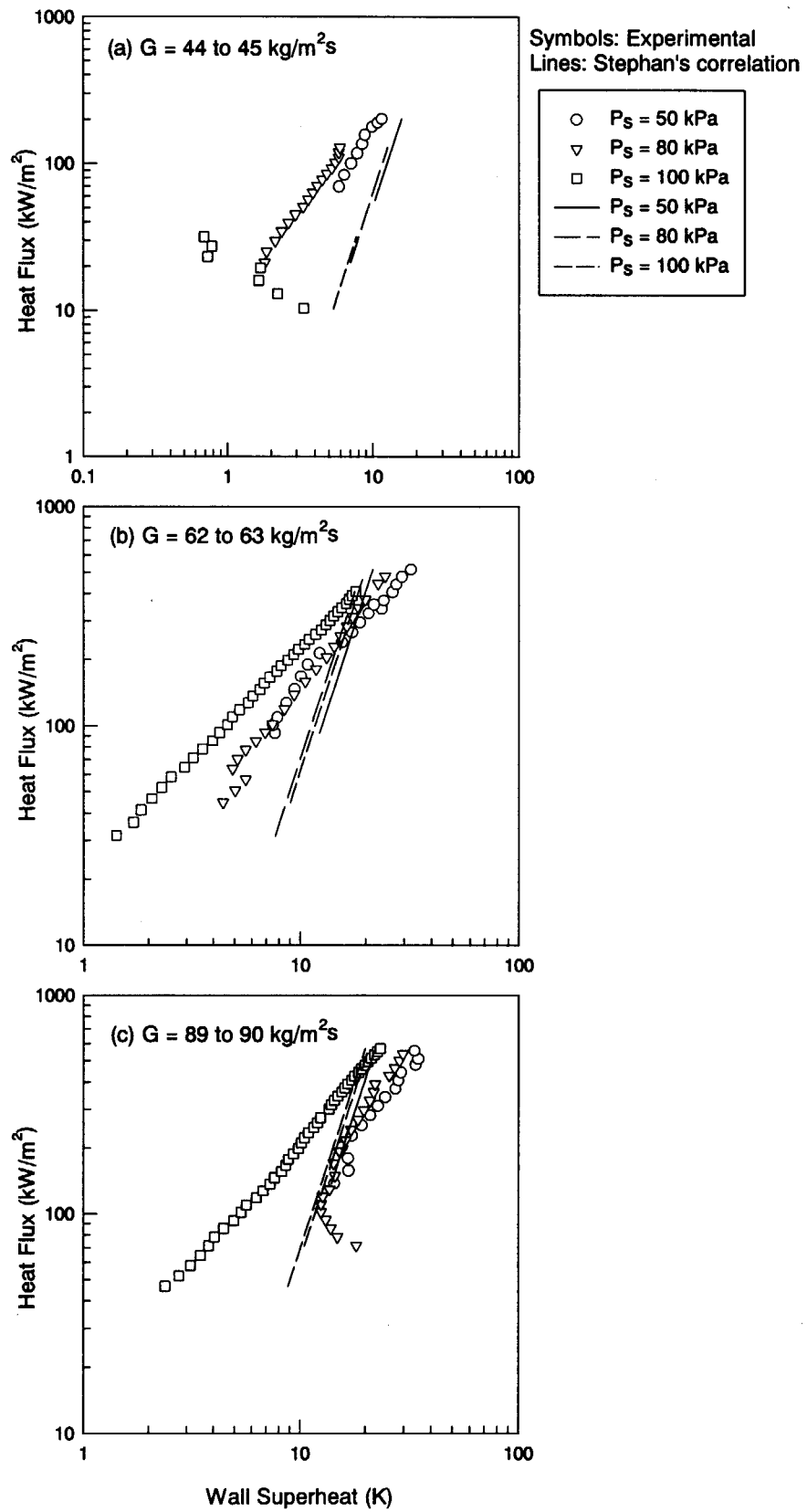


Fig.4.3 Boiling curves (Pressure effect)

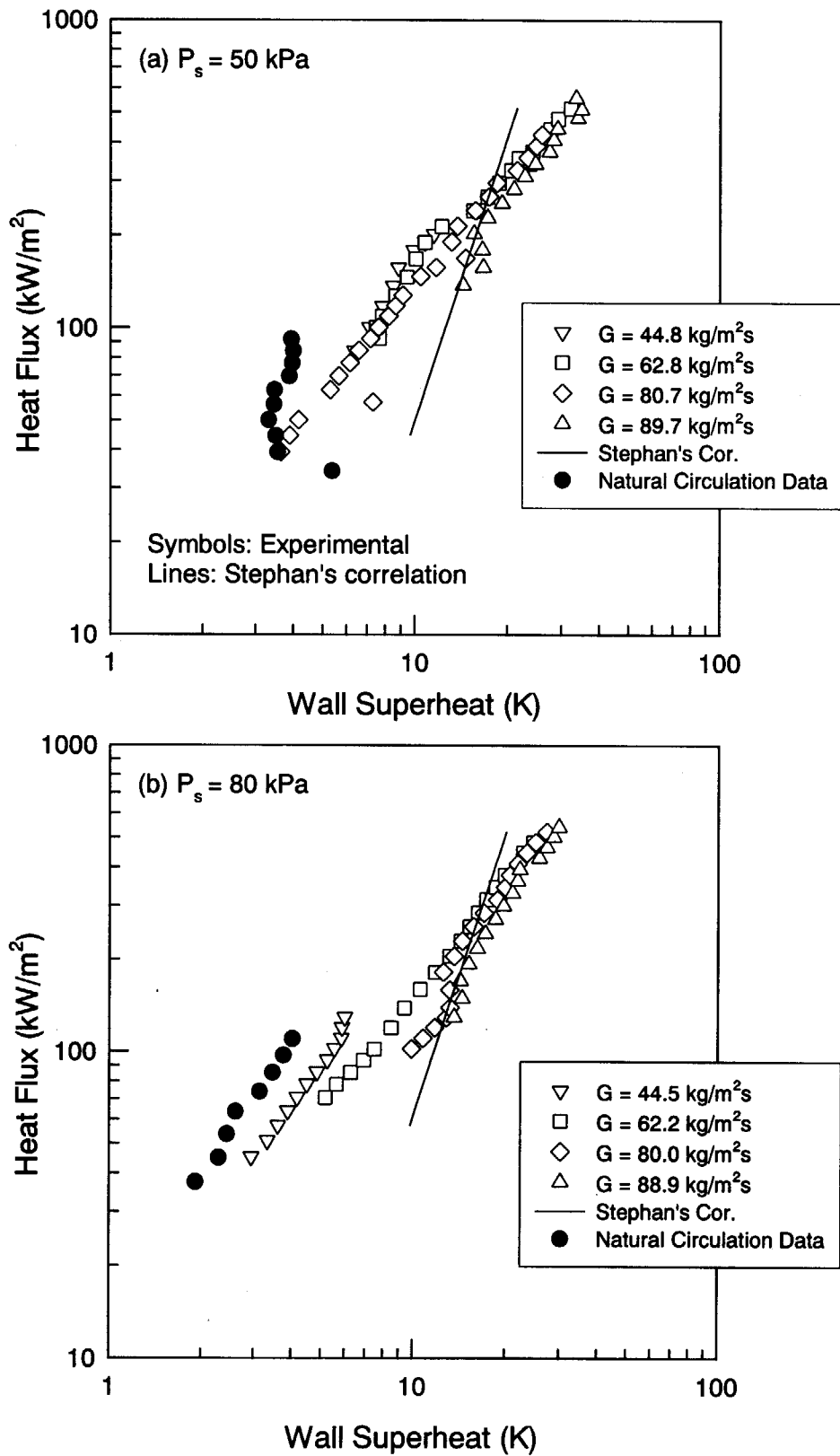


Fig.4.4 Boiling curves (comparison of natural circulation data)

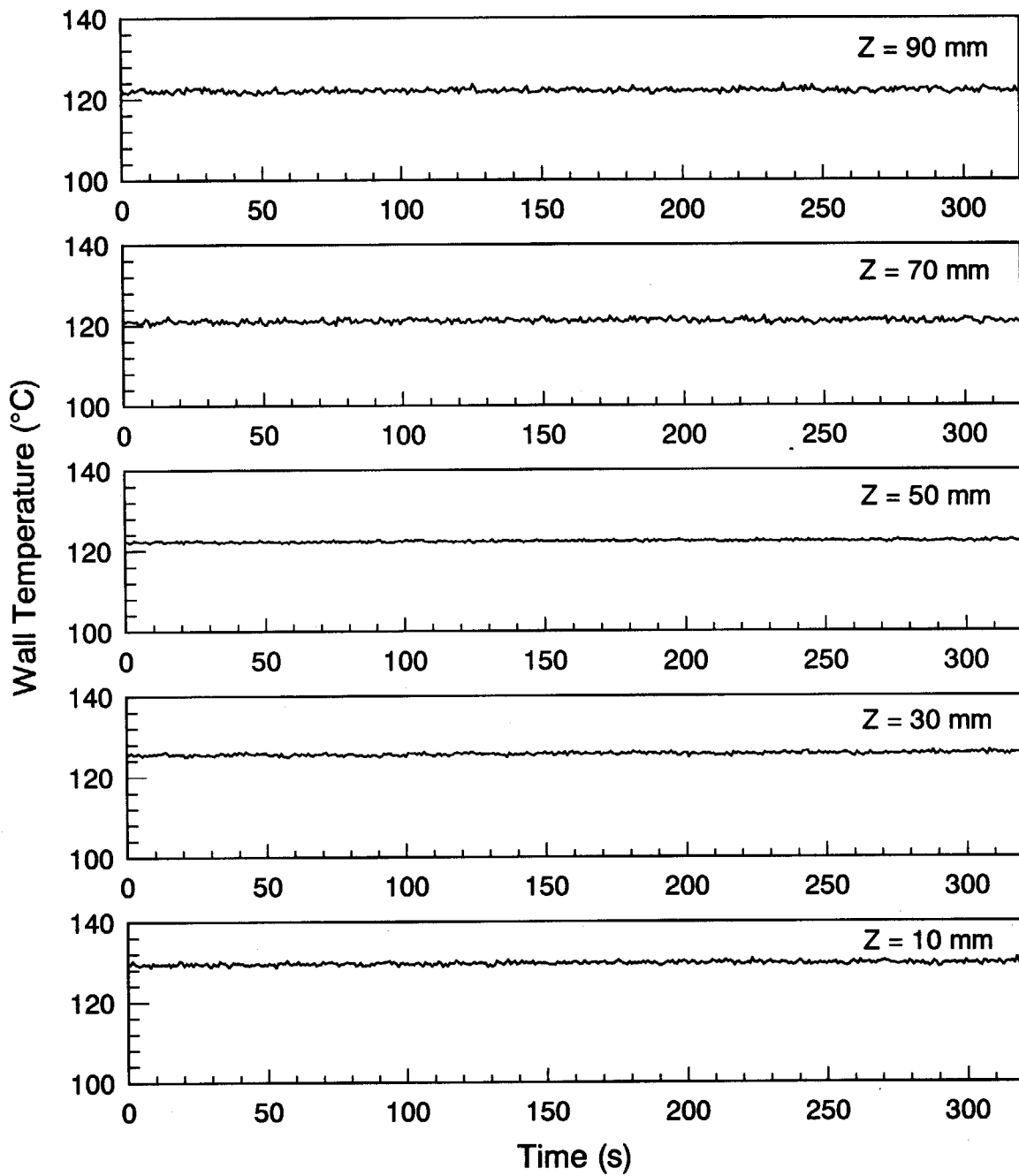


Fig.4.5 Time traces of wall temperatures
 ($p= 100$ kPa, $q= 592$ kW/m², $G= 88.5$ kg/m²s)

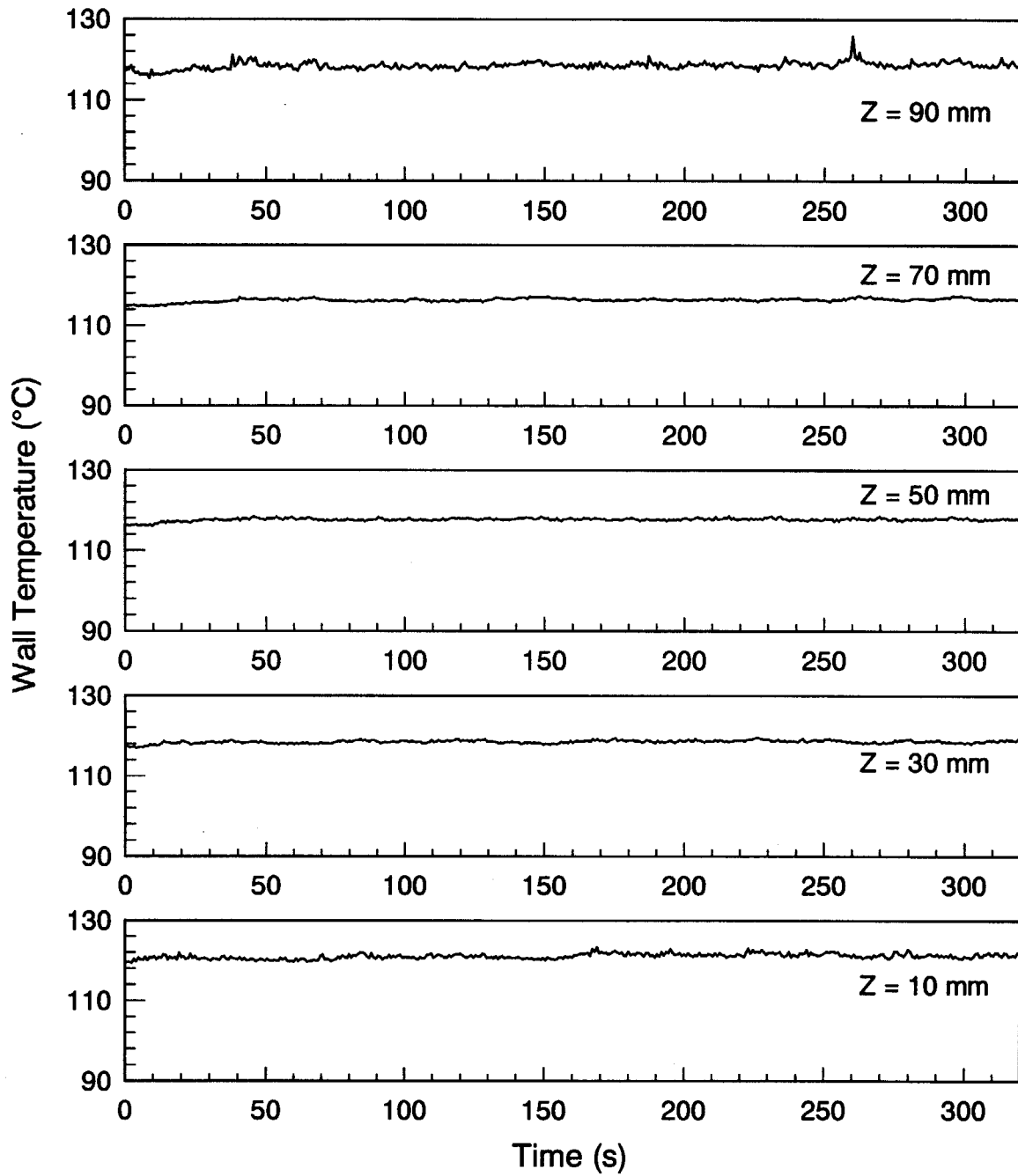


Fig.4.6 Time traces of wall temperatures
 (p= 80 kPa, q= 482 kW/m², G= 62.2 kg/m²s)

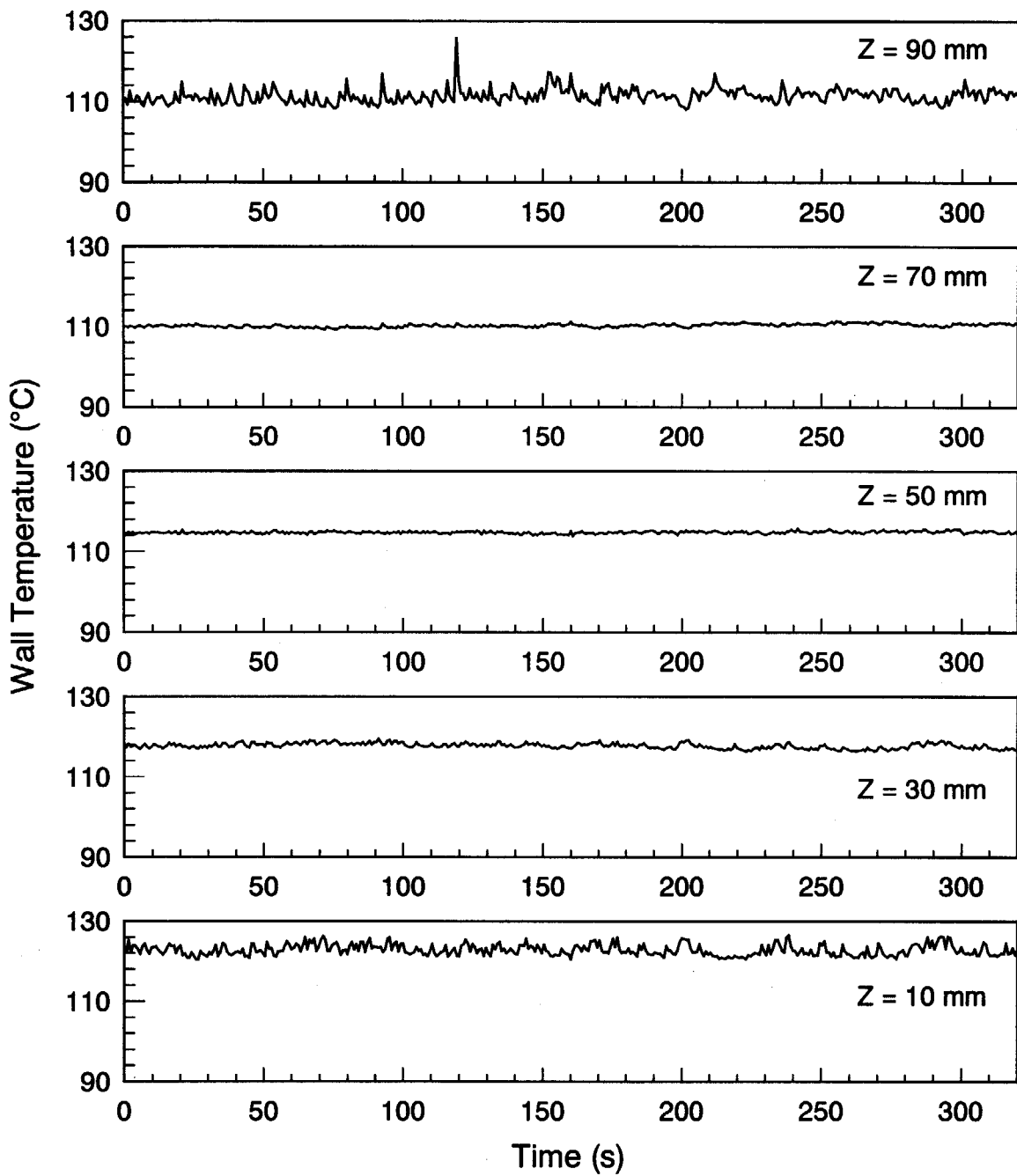


Fig.4.7 Time traces of wall temperatures
 ($p= 50 \text{ kPa}$, $q= 527 \text{ kW/m}^2$, $G= 62.8 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

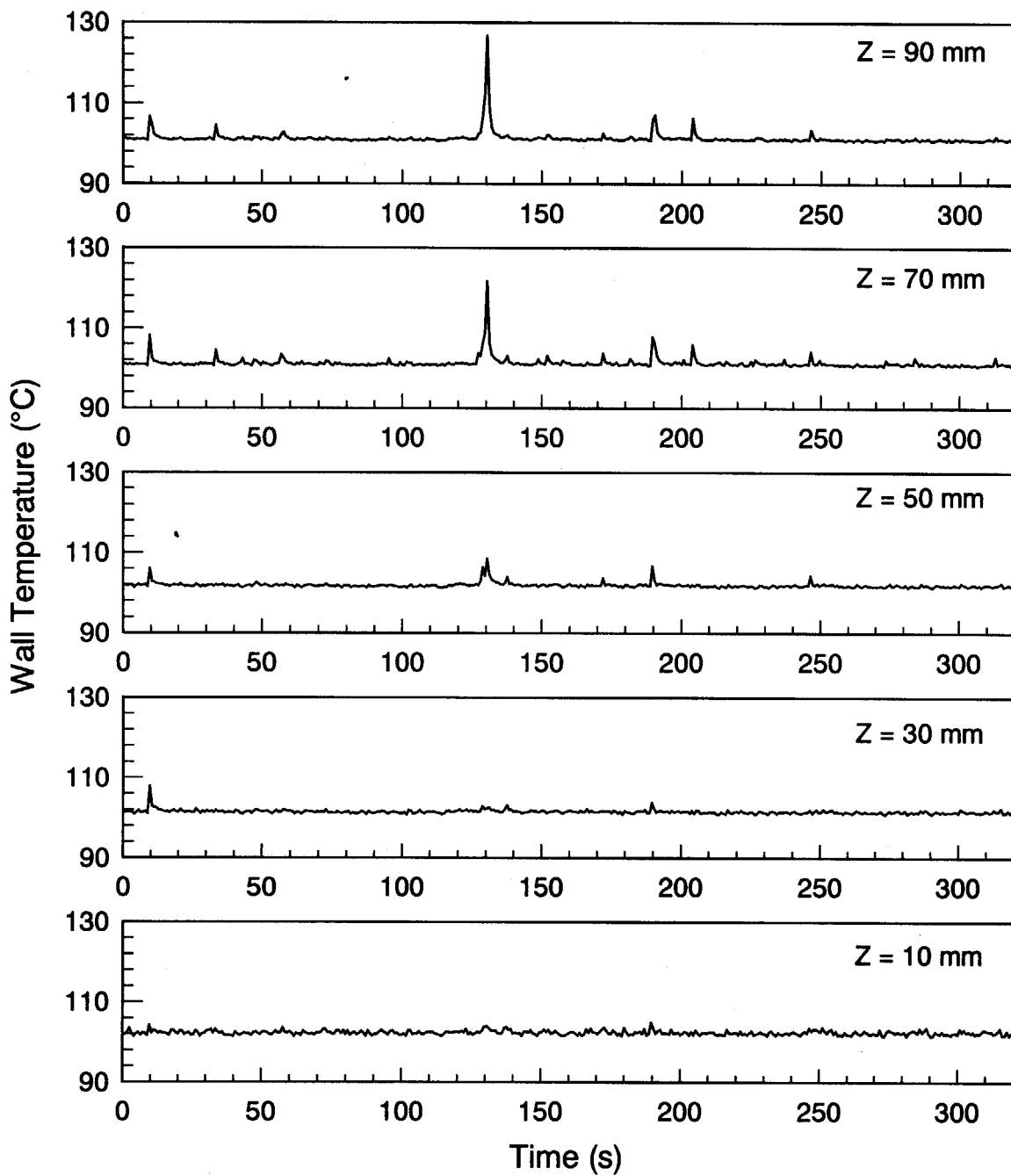


Fig.4.8 Time traces of wall temperatures
($p= 100 \text{ kPa}$, $q= 23 \text{ kW/m}^2$, $G= 44.2 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

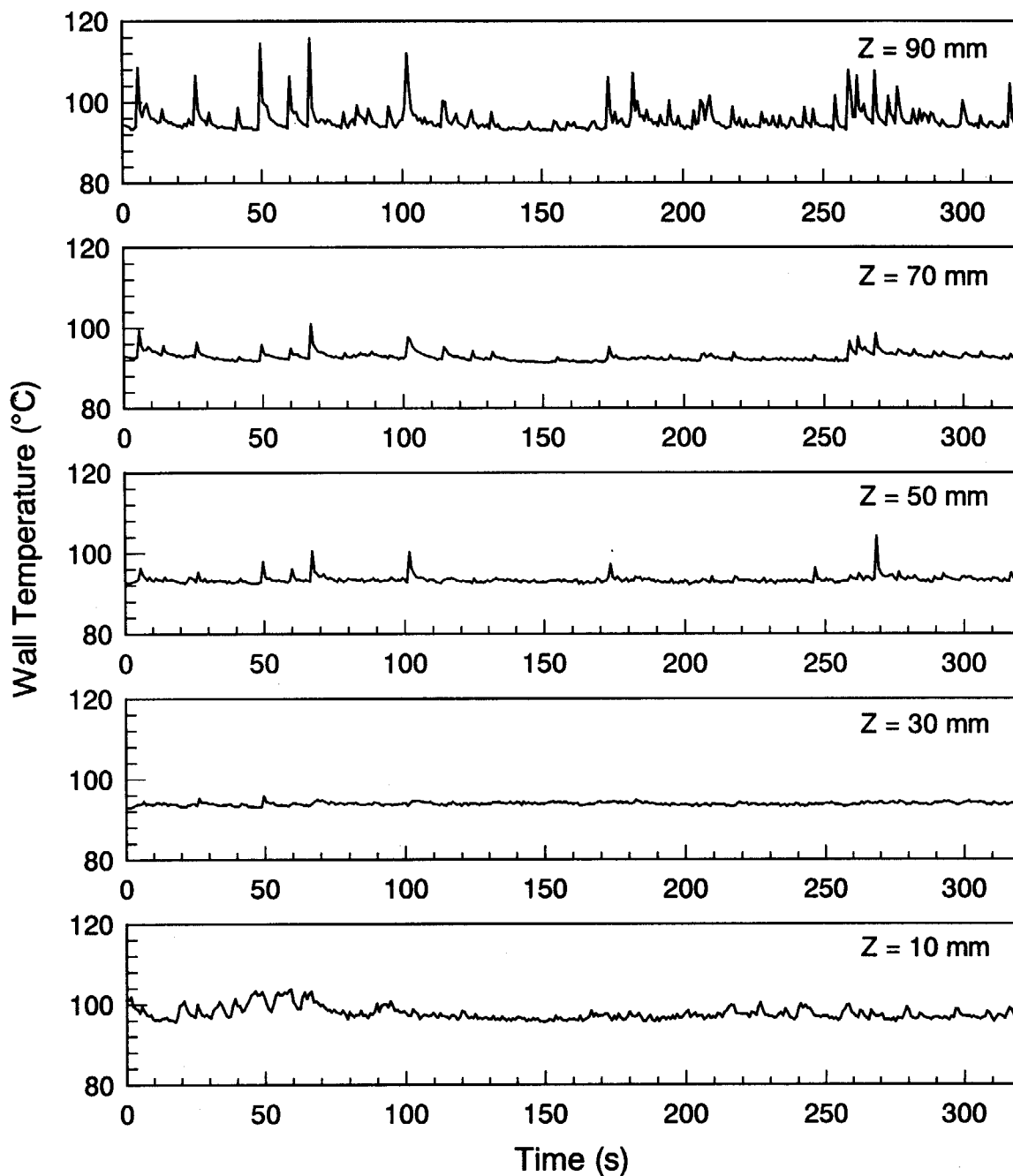


Fig.4.9 Time traces of wall temperatures
($p= 50$ kPa, $q= 215$ kW/m², $G= 44.8$ kg/m²s)

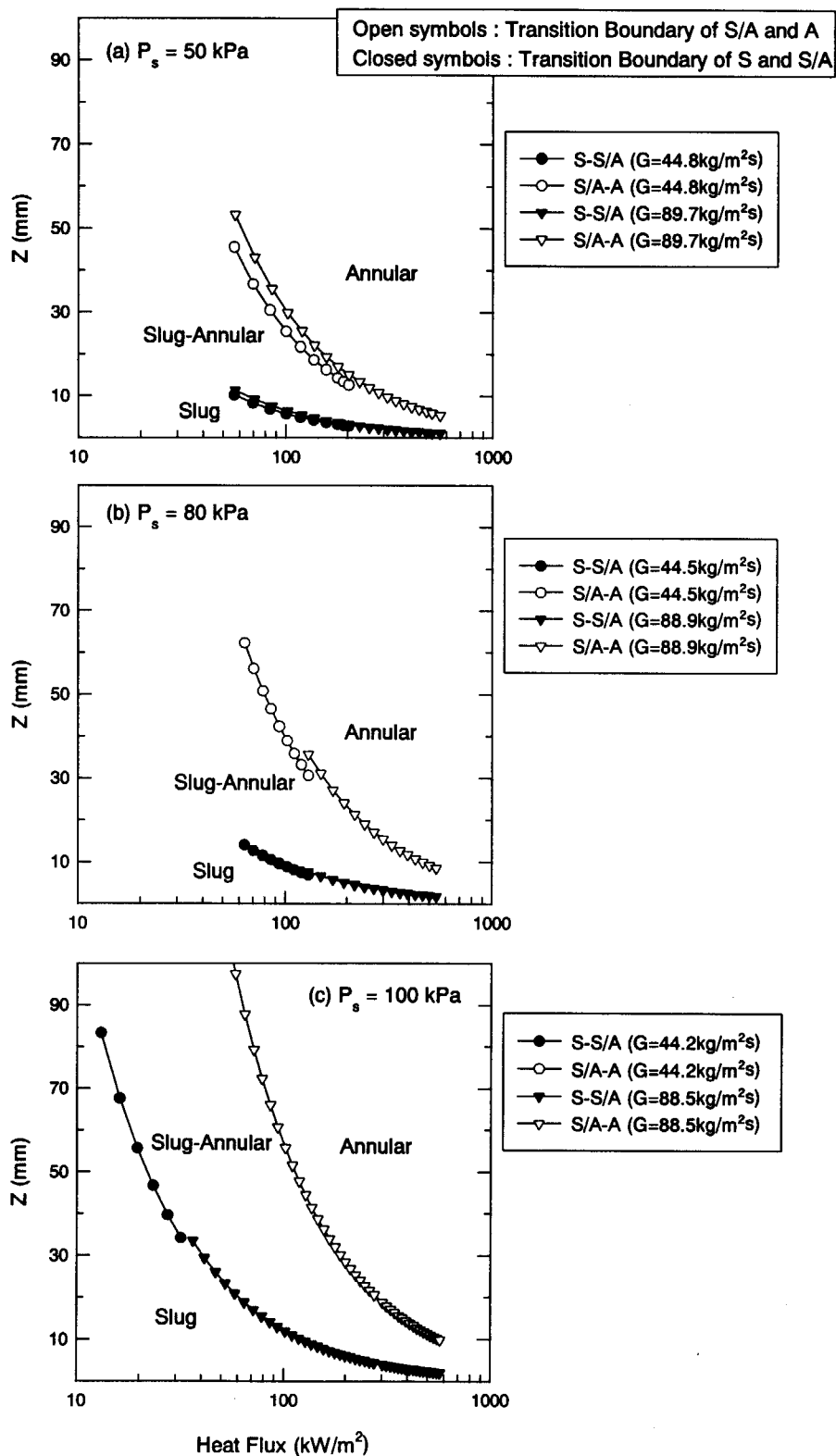


Fig.4.10 Flow regimes and their transition (from Triplet[5])

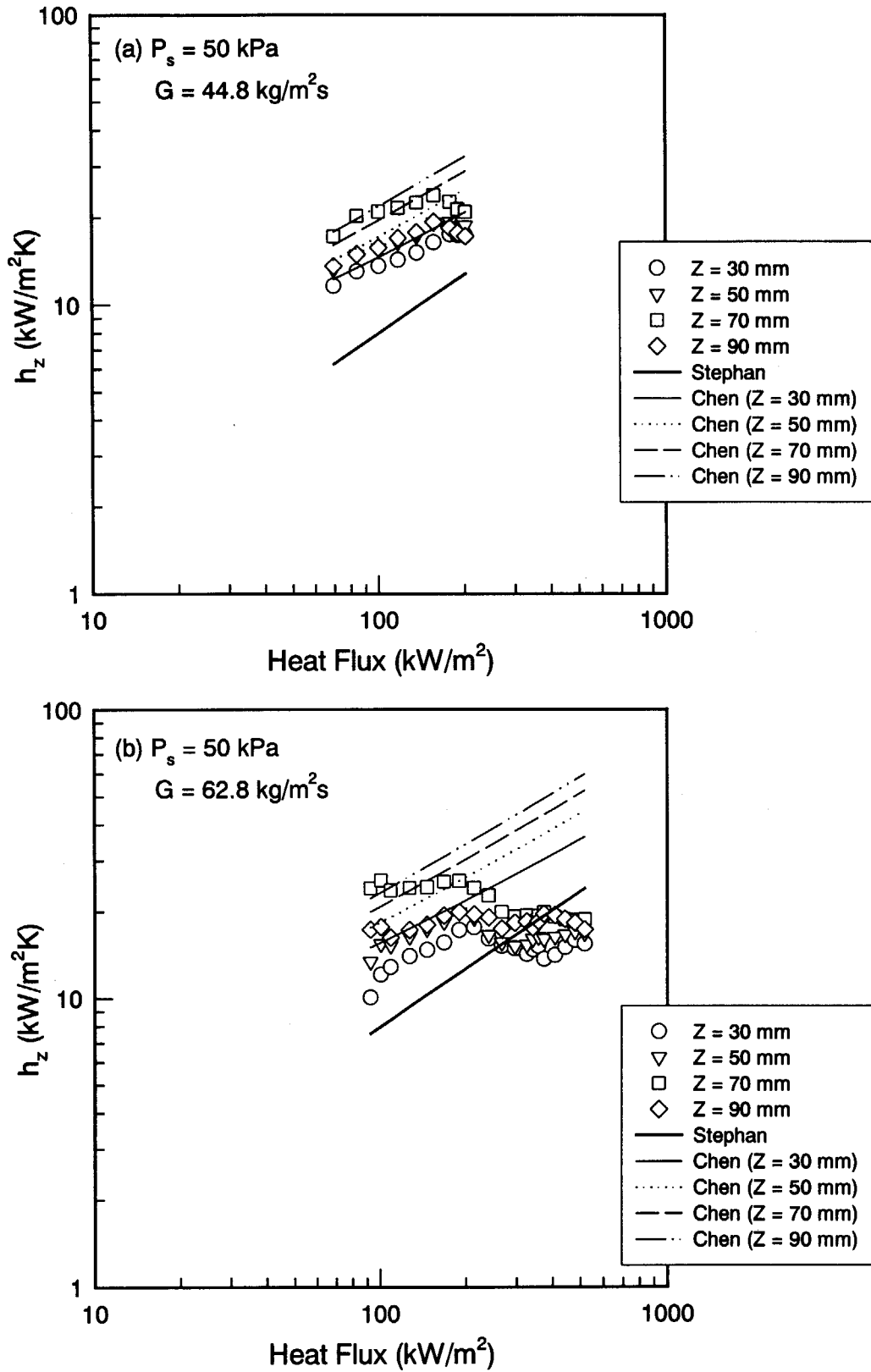


Fig.4.11 Local heat transfer coefficients ($p=50\text{kPa}$)

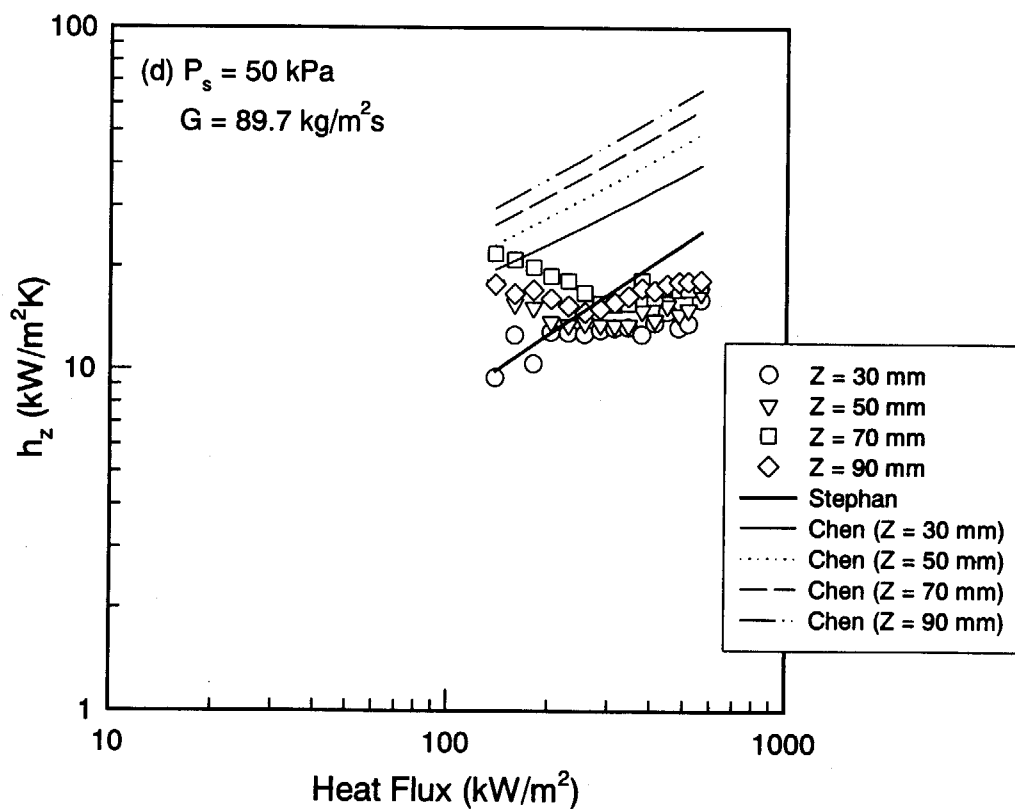
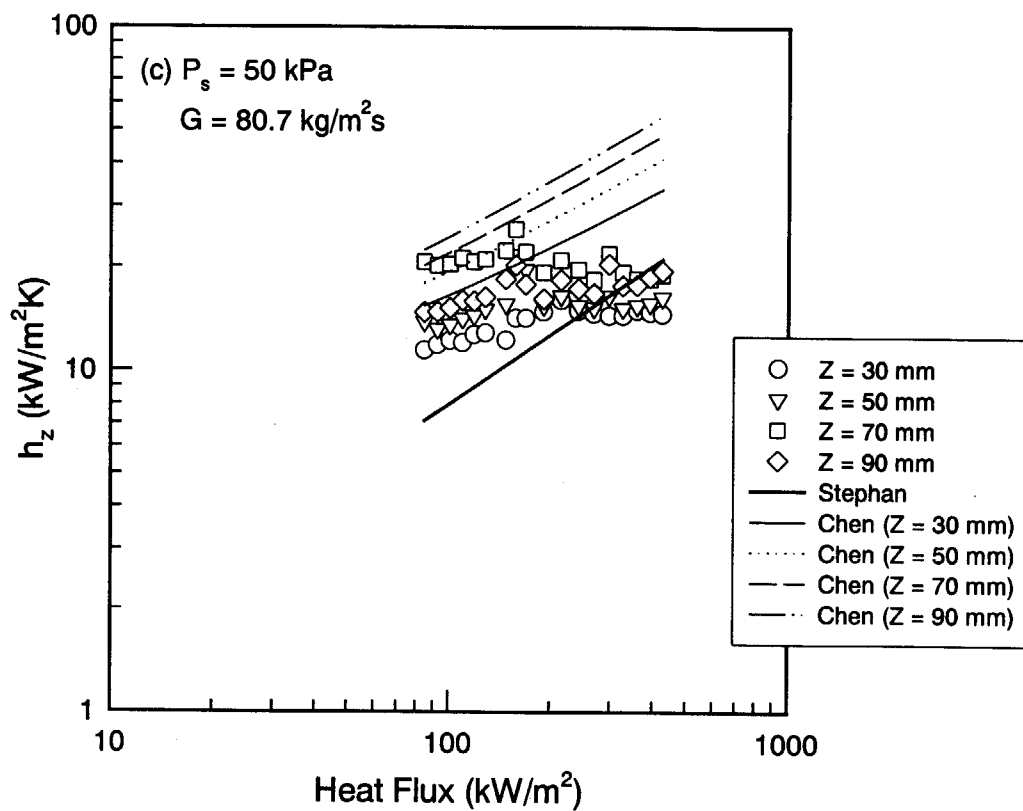


Fig.4.11 (continued) ($p=50\text{kPa}$)

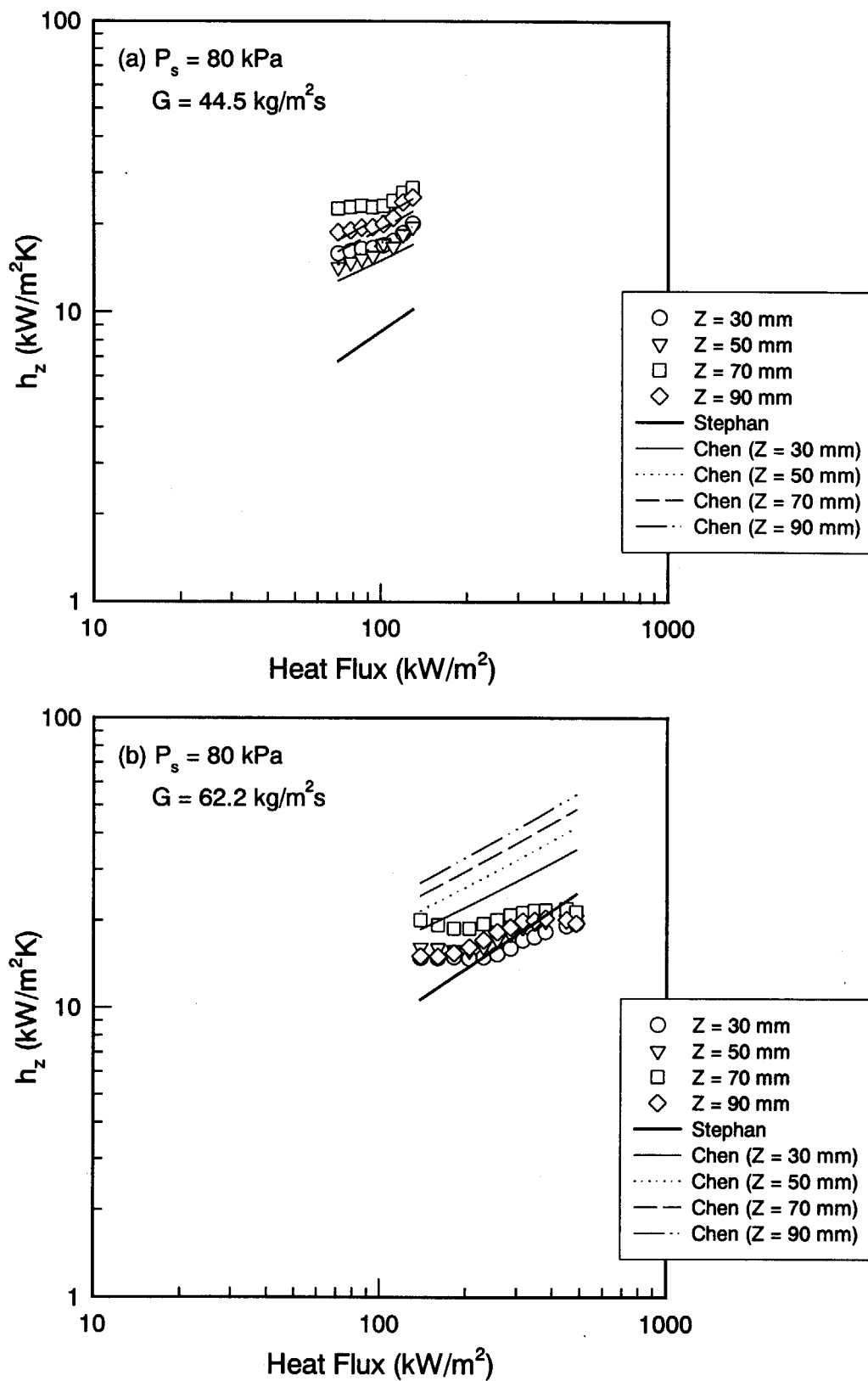


Fig.4.12 Local heat transfer coefficients ($p=80\text{kPa}$)

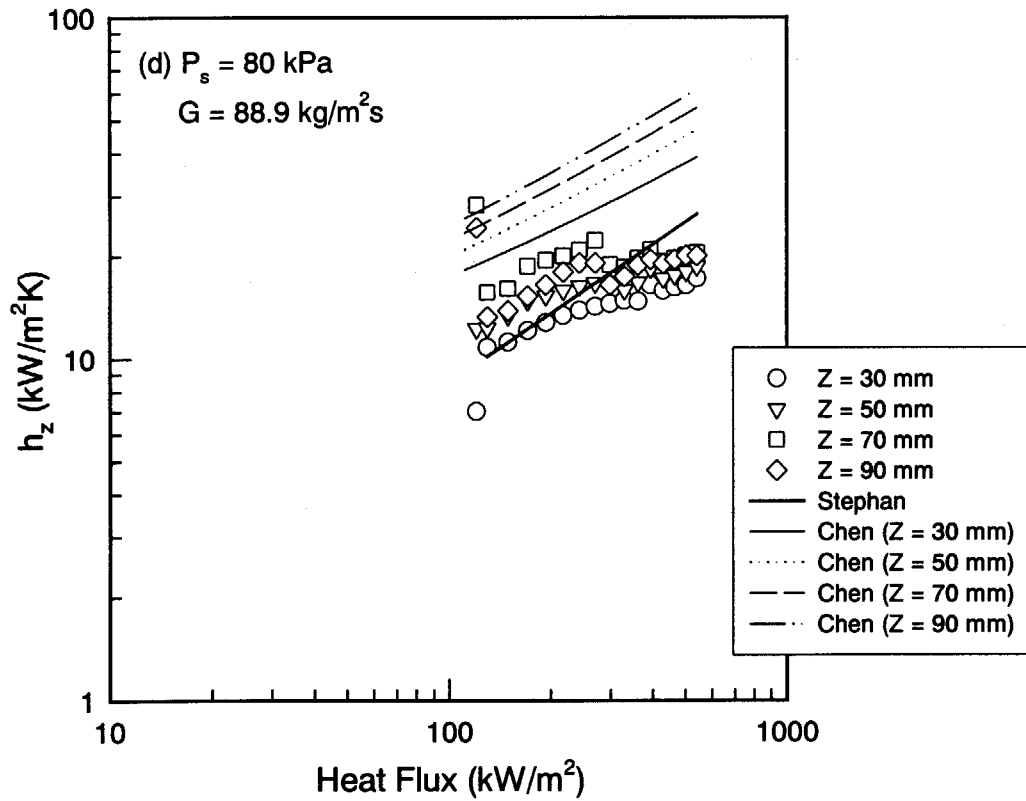
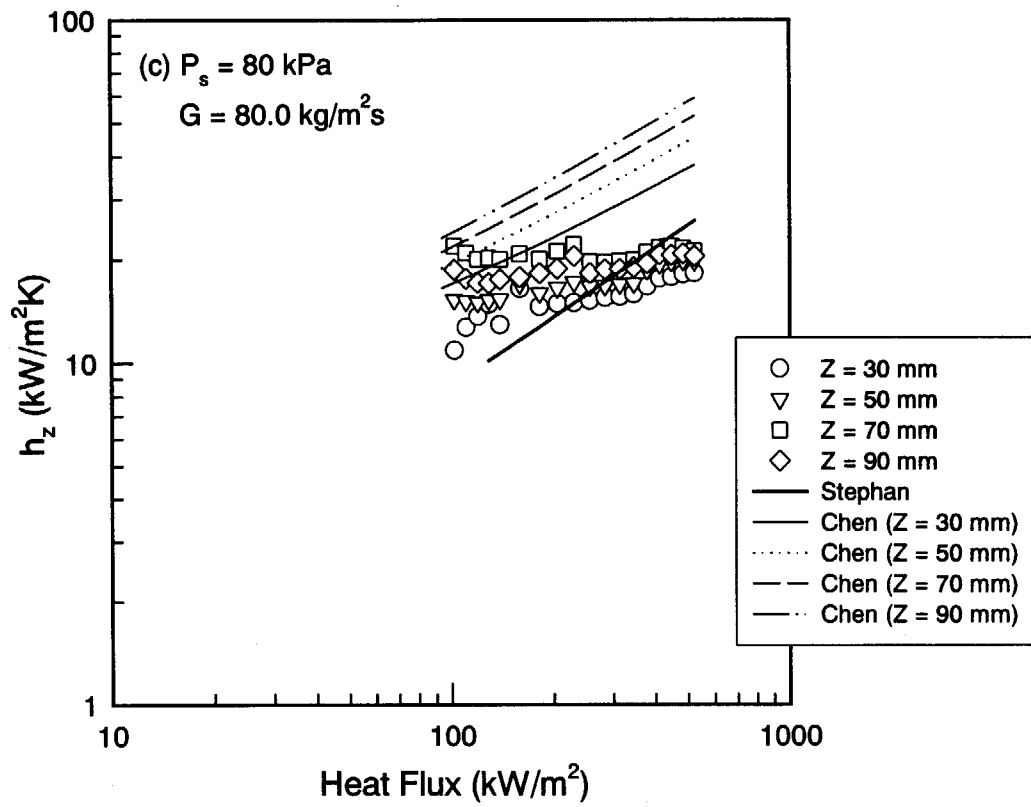


Fig.4.12 (continued) ($p=80\text{kPa}$)

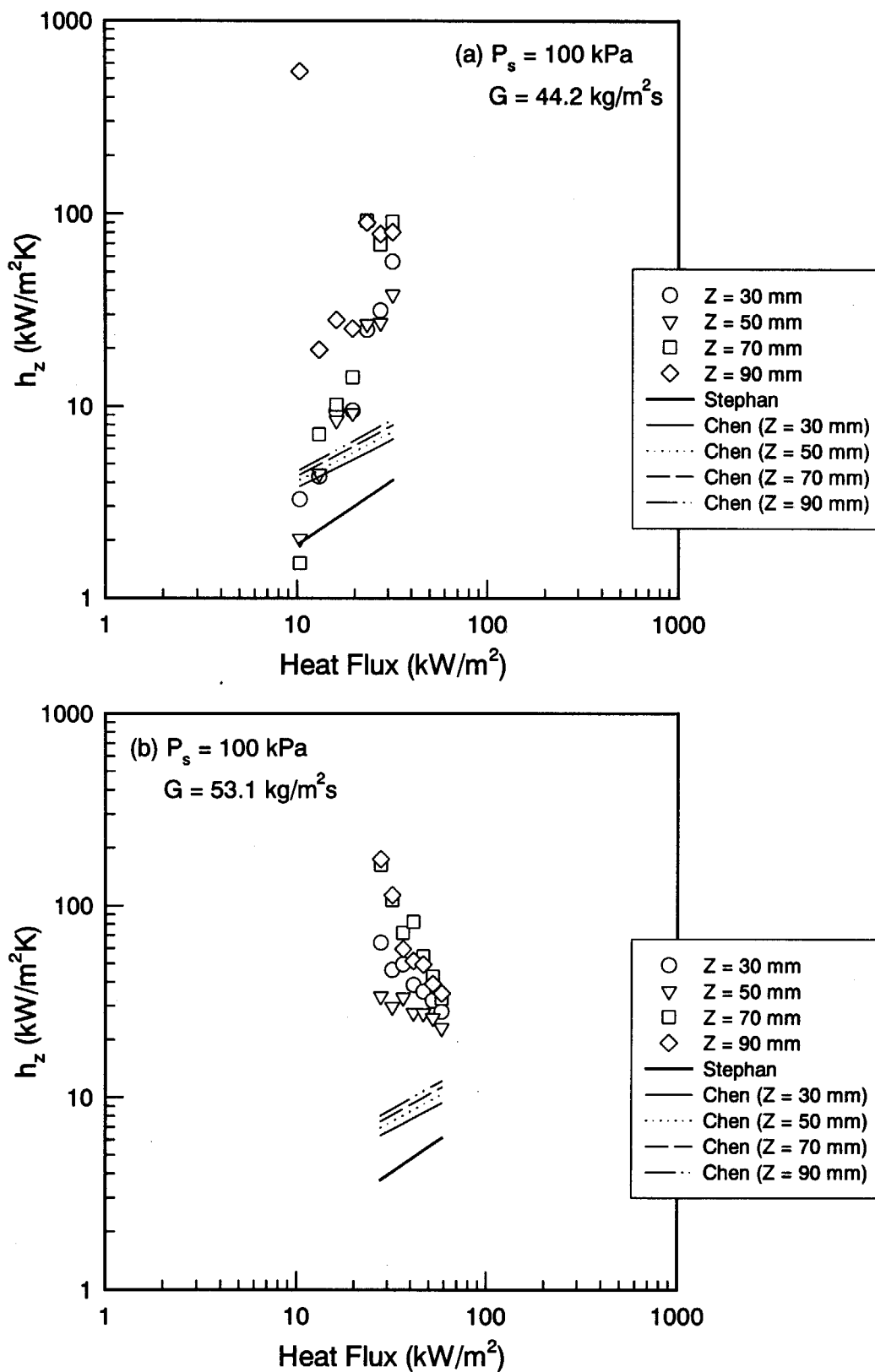


Fig.4.13 Local heat transfer coefficients ($p=100\text{kPa}$)

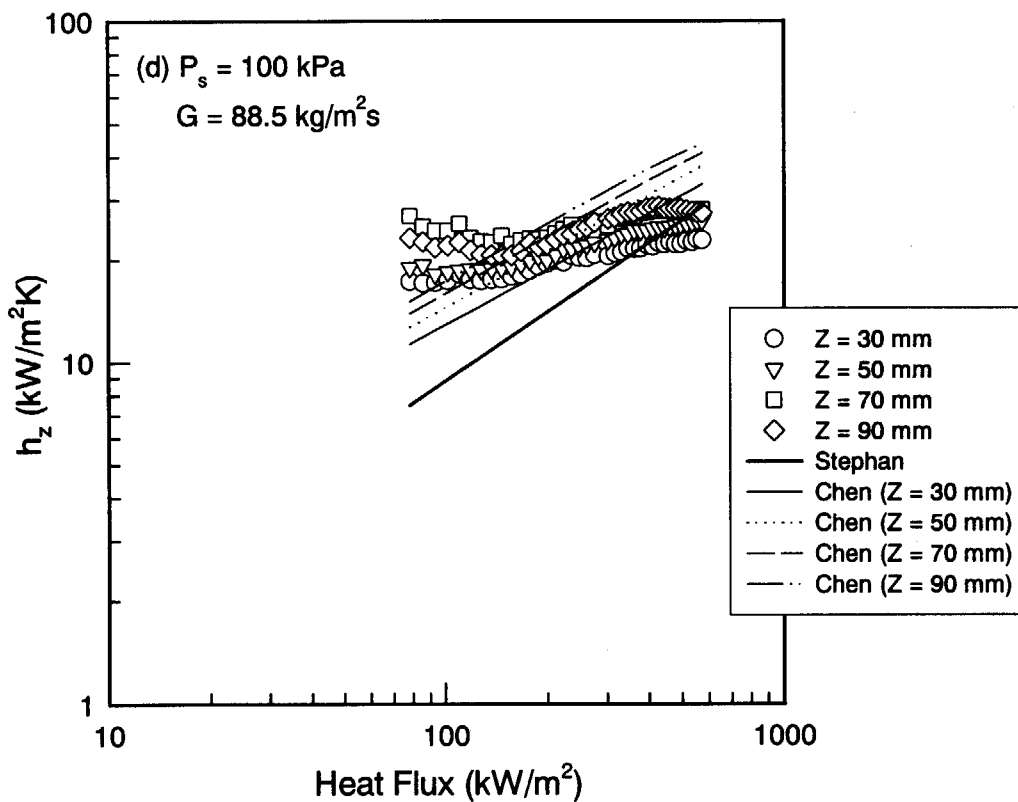
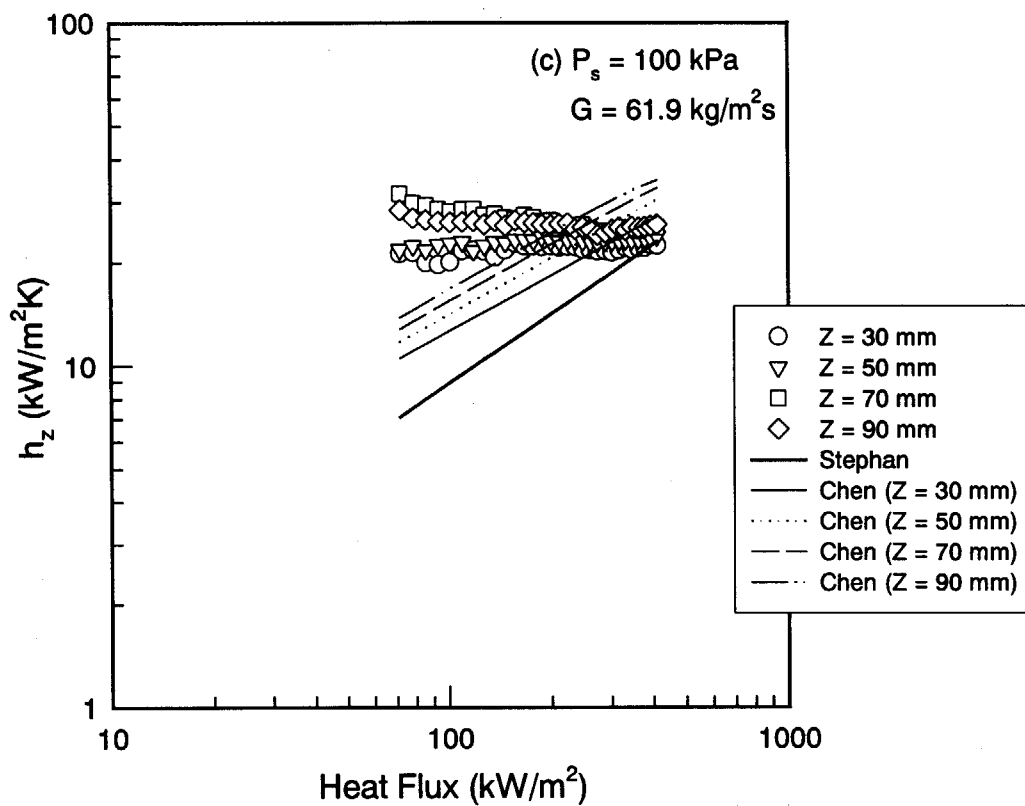


Fig.4.13 (continued) ($p=100\text{kPa}$)

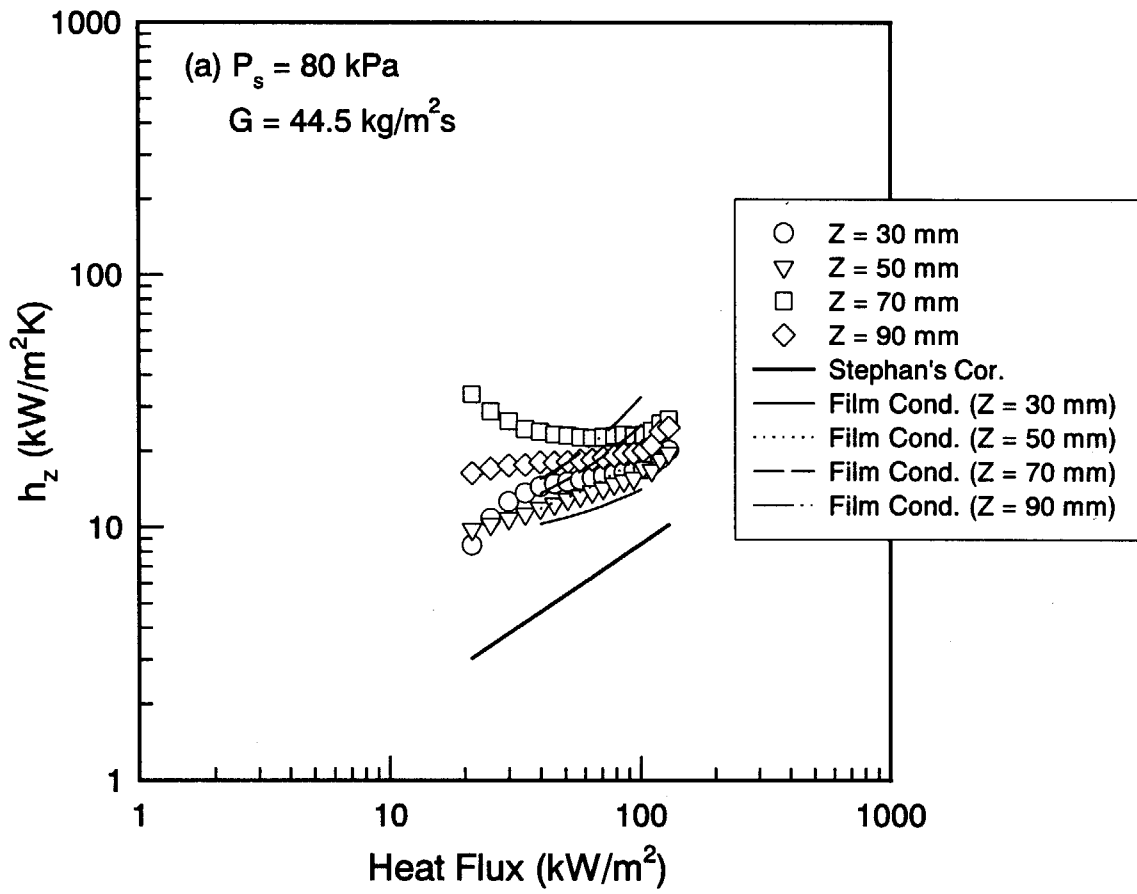


Fig.4.14 Comparison of measured local heat transfer coefficients with the film evaporation model

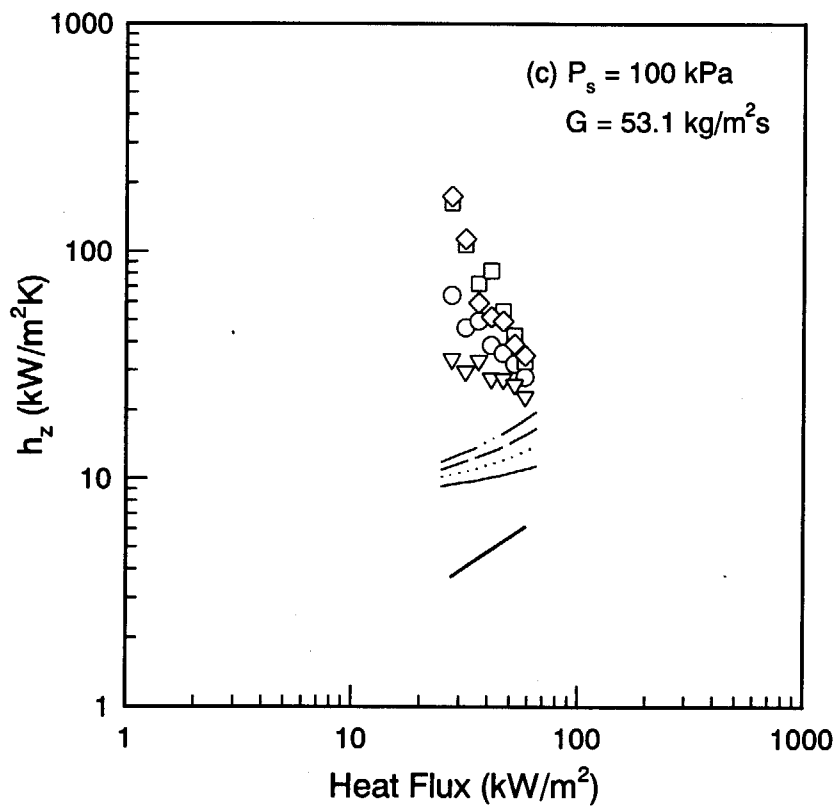
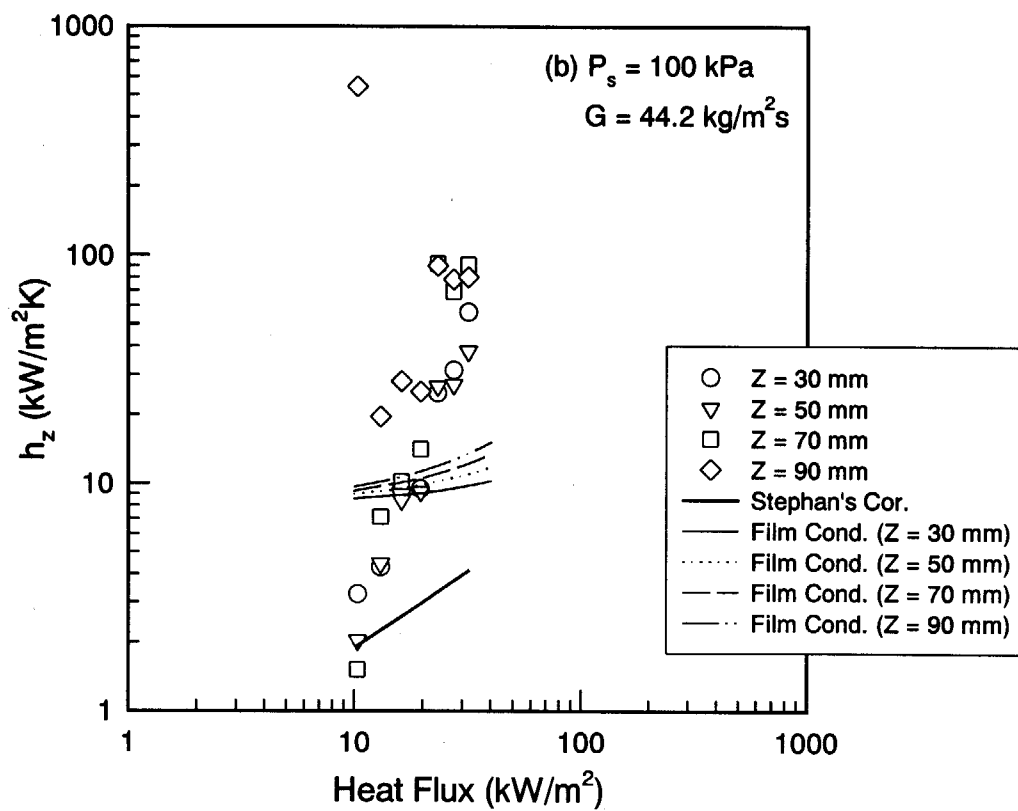


Fig.4.14 (continued)

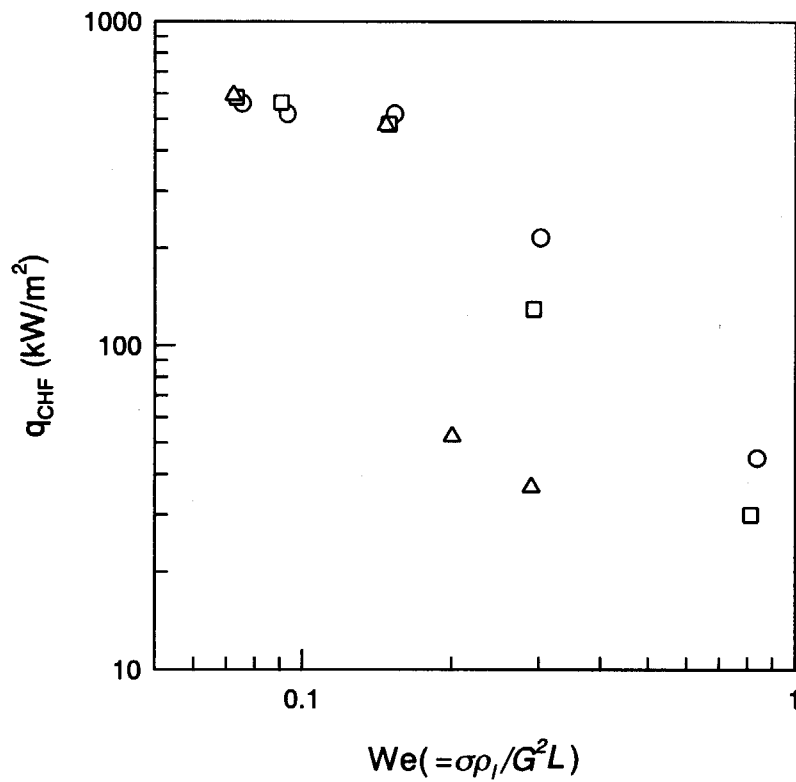
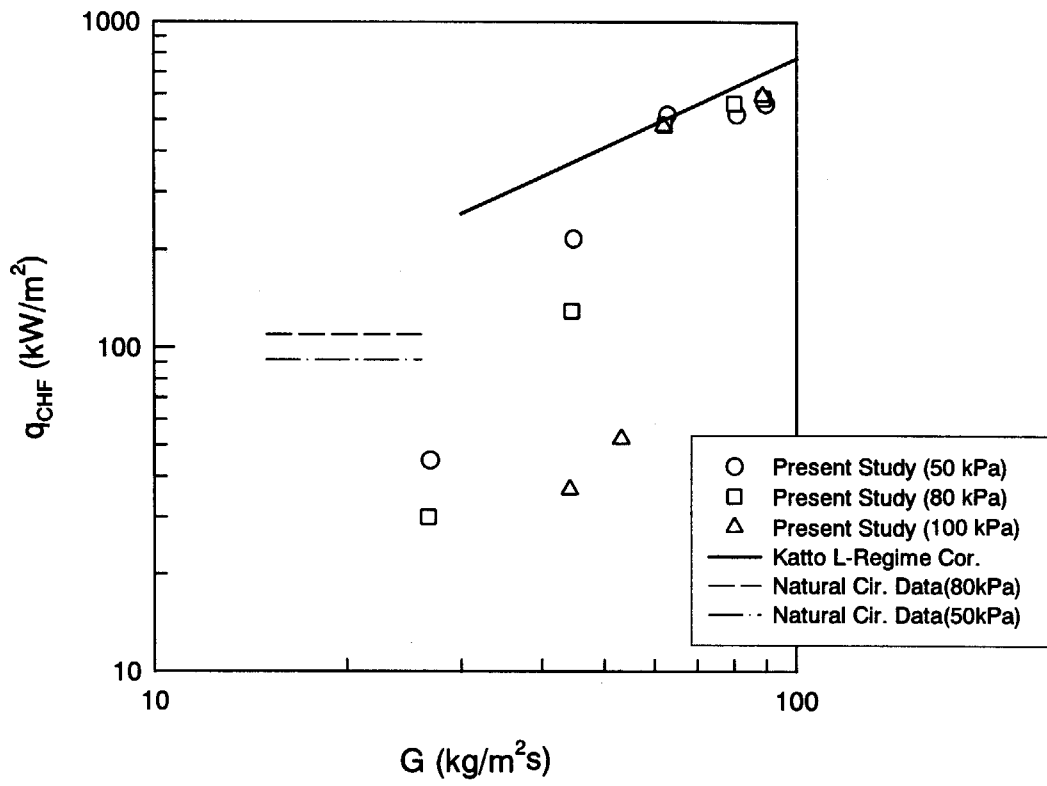


Fig.4.15 Relationship between maximum heat flux and liquid mass flux

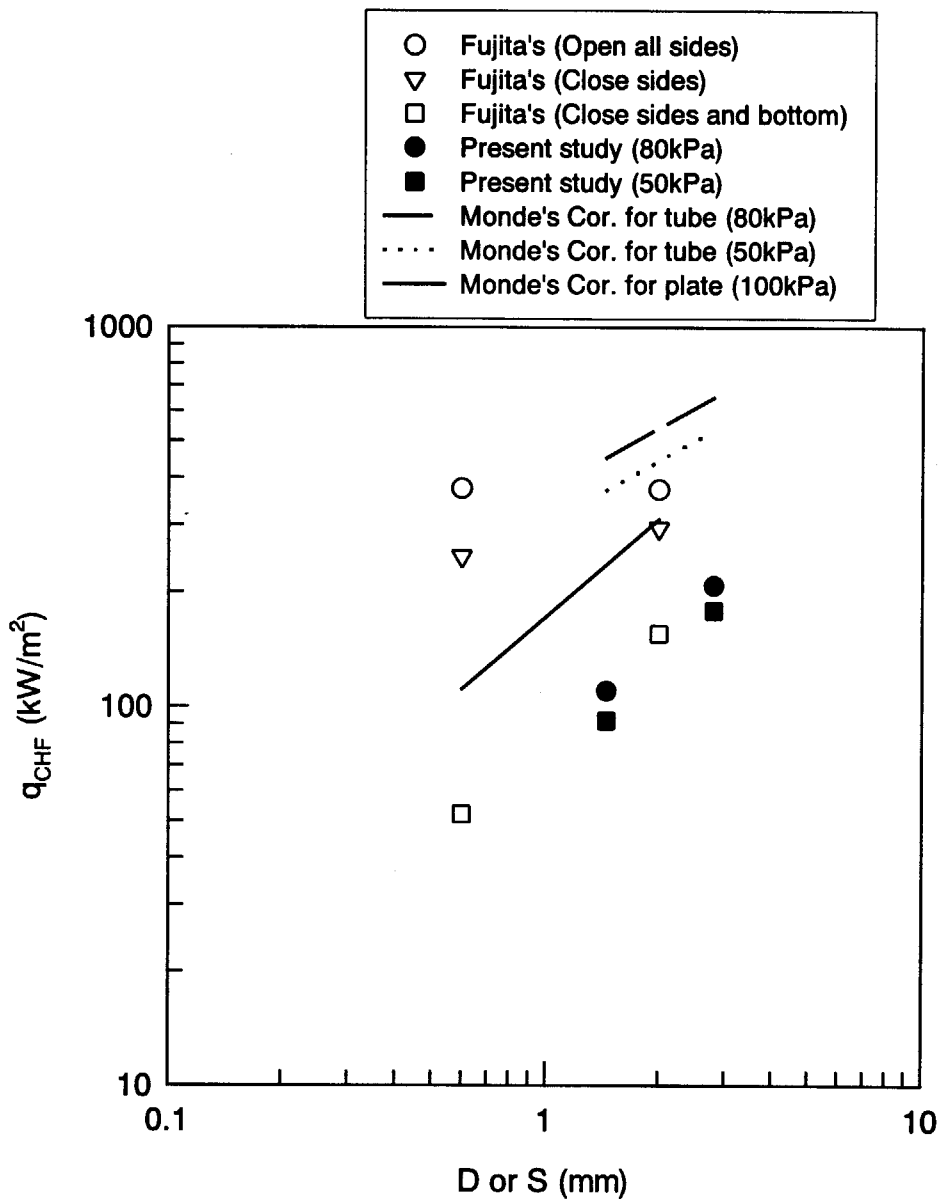


Fig.4.16 Relationship between maximum heat flux and gap size under natural circulation condition

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10⁻¹⁹ J
1 u = 1.66054 × 10⁻²⁷ kg

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10⁻¹⁰ m
1 b = 100 fm = 10⁻²⁸ m²
1 bar = 0.1 MPa = 10⁵ Pa
1 Gal = 1 cm/s² = 10⁻² m/s²
1 Ci = 3.7 × 10¹⁰ Bq
1 R = 2.58 × 10⁻⁴ C/kg
1 rad = 1 cGy = 10⁻² Gy
1 rem = 1 cSv = 10⁻² Sv

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局 1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値は CODATA の1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC関係理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (N·s/m²) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s = 10⁴ St (ストークス) (cm²/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg (Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法) = 4.184 J (熱化学) = 4.1855 J (15 °C) = 4.1868 J (国際蒸気表)
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸	
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹	
	3.6 × 10 ⁸	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵	
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹	仕事率 1 PS (仏馬力) = 75 kgf·m/s = 735.499 W
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹	
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸	
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1	

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

シビアアウツレットの伝熱流動現象における蒸気種に関する研究—狭隘流路での沸騰熱伝達—(原子力基礎研究 H10-027-4) (委託研究)

R100

古紙配合率100%
白色度70%再生紙を使用しています。