

JAERI-M

88-134

垂直矩形流路の対向二相流下における
落水制限に関する研究
—矩形流路に関するCCFL相関式の導出—

1988年7月

薄井 徹*・神永 雅紀・数土 幸夫

JAERI-M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。
入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、
お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡
東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-
ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1988

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 日青工業株式会社

垂直矩形流路の対向二相流下における落下水制限に関する研究
— 矩形流路に関する CCFL 相関式の導出 —

日本原子力研究所東海研究所研究炉管理部

薄井 徹*・神永 雅紀・数土 幸夫+

(1988 年 6 月 20 日受理)

板状燃料を用いた研究炉の熱水力設計および安全評価においては、狭い垂直矩形流路での限界熱流束の把握が重要である。特に、冷却材の下向き低流速時における限界熱流束は、対向二相流による落下水制限 (CCFL: Counter-current Flow Limitation) と密接な関係がある。そこで、本研究では垂直矩形流路における CCFL 特性を明らかにするために、各種寸法の垂直矩形流路および垂直円管を用い、空気-水系気液二相流の CCFL 実験を行った。実験では、矩形流路の長径比 l/d_e を 3.5~180 の範囲で変化させた。その結果、等価水力直径 d_e すなわち流路幅あるいは流路ギャップが異なることにより矩形流路の CCFL 特性が異なることが明らかとなった。しかし、本実験範囲においては流路長 l が CCFL 特性に及ぼす影響はみられなかった。

さらに、これらの実験結果に基づき矩形流路の流路断面寸法を考慮した気相上昇流速と液相流下流速との関係性を評価する無次元相関式を導出した。また、円管と矩形流路との CCFL 特性の相違を検討し、とくに後者に対する本実験範囲でのドライパッチ発生条件をフローマップとして明らかにした。

東海研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方字白根 2-4

+ 大洗研究所高温工学試験研究炉設計室

* 外来研究員，日本鋼管株式会社

Experimental Study of Falling Water Limitation under
Counter-current Flow in the Vertical Rectangular Channel
- CCFL Correlation for Rectangular Channel -

Tohru USUI^{*}, Masanori KAMINAGA and Yukio SUDO⁺

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

(Received June 20, 1988)

Quantitative understanding of critical heat flux (CHF) in the narrow vertical rectangular channel is required for the thermo-hydraulic design and the safety analysis of research reactors in which flat-plate-type fuel is adopted. Especially, critical heat flux under low downward velocity has a close relation with falling water limitation under counter-current flow. Accordingly, CCFL (Counter-current Flow Limitation) experiments were carried out for both vertical rectangular channels and vertical circular tubes varied in their size and configuration of their cross sections, to make clear CCFL characteristics in the vertical rectangular channels. In the experiments, ℓ/d_e of the rectangular channel was changed from 3.5 to 180. As the results, it was clear that different equivalent hydraulic diameter d_e , namely width or water gap of channel, gave different CCFL characteristics of rectangular channel. But the influence of channel length ℓ on CCFL characteristics was not observed.

Besides, a dimensionless correlation to estimate a relation between upward air velocity and downward water velocity was proposed based on the present experimental results. The difference of CCFL characteristics between rectangular channels and circular tubes was also investigated. Especially for the rectangular channels, dry-patches appearing condition was made clear as a flow-map.

+ HTTR Designing Laboratory, Oarai Research Establishment

* On leave from Nippon Kokan K.K.

Keywords: Critical Heat Flux, Counter-current Flow Limitation,
Vertical Rectangular Channel, Vertical Circular Tube,
Research Reactor, Dry-patch, CCFL, CHF

目 次

1. 序	1
2. 実 験	4
3. 実験結果と考察	7
3.1 円管における気相流量と落水量	7
3.2 矩形流路における気相流量と落水量	7
3.3 矩形流路における代表寸法のとり方	8
3.4 矩形流路におけるCCFL相関式	9
3.5 流動様相の観察	11
3.6 考 察	12
3.6.1 円管と矩形流路におけるCCFLの相違	12
3.6.2 従来の式との比較	12
4. 結 論	25
謝 辞	26
参 考 文 献	26

Contents

1. Introduction	1
2. Experiments	4
3. Experimental Results and Discussions	7
3.1 Flow Rate of Air and that of Falling Water in the Vertical Circular Tubes	7
3.2 Flow Rate of Air and that of Falling Water in the Vertical Rectangular Channels	7
3.3 Characteristic Length for Rectangular Channels	8
3.4 CCFL Correlation for Rectangular Channels	9
3.5 Visual Observation of Flow Pattern	11
3.6 Consideration	12
3.6.1 Difference of CCFL between Circular Tubes and Rectangular Channels	12
3.6.2 Comparison with existing correlations	12
4. Conclusions	25
Acknowledgement	26
References	26

記 号

- A : 流路断面積 (m^2)
 a : 流路幅 (m)
 b : 流路ギャップ (m)
 B_o : ボンド数 (-) $\left(= \frac{W^2(\rho_l - \rho_g)g}{\sigma} \text{ あるいは } \frac{a \cdot b(\rho_l - \rho_g)g}{\sigma} \right)$
 C : 定数 (-)
 C_b : 式 (3.7) で定義される値 (-)
 C_w : 壁面摩擦係数 (-)
 d : 下部プレナム内径 (m)
 de : 等価水力直径 (m)
 di : 管内径 (m)
 g : 重力加速度 ($= 9.81 \text{ m/s}^2$)
 j_g : 気相みかけ速度 (m/s)
 j_l : 液相みかけ速度 (m/s)
 j_g^* : 無次元気相みかけ速度 (-)
 j_l^* : 無次元液相みかけ速度 (-)
 L : 試験流路の代表寸法 (m)
 l : 流路長さ (m)
 m : 係数 (-)
 p : 空気の圧力 (MPa)
 p_o : 浮子式流量計の定格圧力 ($= 0.3 \text{ MPa}$)
 Q_{go} : 浮子式流量計による空気流量 (m^3/s)
 Q_g : 気相体積流量 (m^3/s)
 Q_l : 液相体積流量 (m^3/s)
 T : 空気の温度 (K)
 T_o : 浮子式流量計の定格温度 (K)
 W : 流路周長 (m)
 X : 式 (3.10) で定義される値 (-)
 Y : 式 (3.11) で定義される値 (-)
 Δh : 液面上昇量 (m)
 Δt : 液面が Δh 上昇するのに要する時間 (s)
 ρ_g : 気相密度 (kg/m^3)
 ρ_l : 液相密度 (kg/m^3)
 σ : 表面張力 (N/m)

添 字

- a : 代表寸法 a
- b : 代表寸法 b
- d : 代表寸法 di

1. 序

JRR-3改造炉のように板状燃料を用いた研究炉の熱水力設計および安全評価においては、狭い垂直矩形流路での限界熱流束の把握が重要である。とくに、定格出力運転時において炉心内の冷却材の流れが下向流である研究炉の異常な過渡変化時および事故時におけるような、冷却材の流速零を含む下向き低流速条件下では、その限界熱流束は対向二相流下の落下水制限(CCFL: Counter-current Flow Limitation)と密接な関係にあることが報告されている^{(1),(2)}。

Fig.1.1は、下向き低流速条件下でのCCFLによる限界熱流束状態の発生に至る過程を、縦軸に $\sqrt{j_g^*}$ 、横軸に $\sqrt{j_l^*}$ をそれぞれとり、概念的に示したものである。点Bおよび点Cを含む直線は、CCFL下の $\sqrt{j_g^*}$ と $\sqrt{j_l^*}$ との関係で、 j_g^* が増加するにつれ、管路上端から管路内へ落下してくる j_l^* が、上昇気流に制限されて減少する傾向にあることを示している。

定常の下向き強制対流状態が点Aである。沸騰が生じてボイド(蒸気)が発生すると、破線で示すように j_g^* が増加する一方 j_l^* は減少していき、前述の直線との交点Bに至る。さらにボイドが増加すると、こんどは前述のCCFL特性曲線に沿って j_l^* は減少してゆくが、以下に示す直線

$$\rho_g j_g = \rho_l j_l \quad (1.1)$$

との交点Cに至ってドライアウトを生じる。このように、CCFLによる限界熱流束の評価においては、Fig.1.1に示すようなCCFL特性曲線の把握が重要である。

CCFL特性曲線に関しては、従来から数多くの検討が加えられてきた。Wallis⁽³⁾は、垂直円管でのCCFLについて、 j_g^* と j_l^* との関係を、実験に基づき次式で表わした。

$$\sqrt{j_g^*} + \sqrt{j_l^*} = C \quad (1.2)$$

$$j_g^* = \sqrt{\frac{\rho_g}{g \cdot di (\rho_l - \rho_g)}} j_g \quad (1.3)$$

$$j_l^* = \sqrt{\frac{\rho_l}{g \cdot di (\rho_l - \rho_g)}} j_l \quad (1.4)$$

定数Cは管端がsharp-edgeの場合0.725、管端を丸めた場合0.875である。

Richter⁽⁴⁾は、円管および環状流路でのCCFLの理論解析を行ない、 j_g^* と j_l^* の関係として次式を導いた。

$$\left(\frac{C_w}{4} \right) B_o^3 j_g^{*6} j_l^{*2} + C_w B_o j_g^{*4} + 150 C_w j_g^{*2} = 1 \quad (1.5)$$

$$C_w B_o^3 j_g^{*6} \left(\frac{b}{W} \right)^2 j_l^{*2} + C_w B_o j_g^{*4} + 150 C_w j_g^{*2} \left(\frac{b}{W} \right) = 1 \quad (1.6)$$

ただし、環状流路の場合、 j_g^* および j_l^* の代表寸法は、式(1.3)および式(1.4)で用いた d_i のかわりに、流路の W を用いる。 B_o は次式で定義される。

$$B_o = \frac{W^2 (\rho_l - \rho_g) g}{\sigma} \quad (1.7)$$

Mishima⁽¹⁾ は、垂直矩形流路の流路ギャップを変化させた C C F L 実験を行った。そして矩形流路の C C F L は式(1.2)で j_g^* および j_l^* を代表寸法に、流路幅の2倍(2a)を用い、 $C = 0.6$ とすることにより表わされるとし、次式を提案した。

$$\sqrt{j_g^*} + \sqrt{j_l^*} = 0.6 \quad (1.8)$$

$$j_g^* = \sqrt{\frac{\rho_g}{g \cdot 2a(\rho_l - \rho_g)}} j_g \quad (1.9)$$

$$j_l^* = \sqrt{\frac{\rho_l}{g \cdot 2a(\rho_l - \rho_g)}} j_l \quad (1.10)$$

数土ら⁽⁵⁾は、円管での C C F L 実験を行ない、流路長さ ℓ と管内径の比(ℓ/d_i)の落下水量に及ぼす効果を調べ、 $\ell/d_i < 2$ の場合と $\ell/d_i \geq 2$ の場合とでは落下水制限機構が異なることを明らかにした。

しかし、前述のように、Mishimaが行った流路ギャップを変化させた実験では、その C C F L に及ぼす影響については定量的な考察が加えられていない。また、流路幅および流路長さの影響についてはまだ明らかではない。

そこで本研究では、流路幅、流路長さなどの影響を明らかにするため垂直矩形流路の流路断面の流路幅 a および流路ギャップ b 、流路長さ ℓ を系統的に変化させて、空気-水系二相流に対して C C F L 実験を行った。本報告は、 $\ell/de \geq 2$ の範囲における実験結果を報告するものである。なお、円管と矩形流路との相違を検討するために円管の実験も行った。

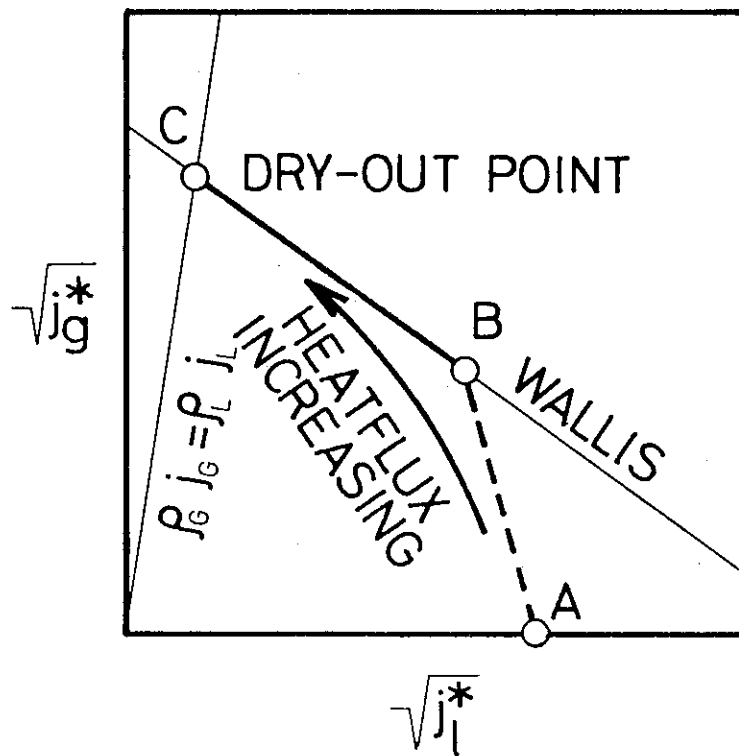


Fig. 1.1 Dry-out appearing condition under counter current flow

2. 実 験

本実験に使用した実験装置の概要を Fig. 2.1 に示す。試験部は上部プレナム，試験流路および下部プレナムから構成されている。実験装置にはそのほか，コンプレッサ，空気用浮子式流量計（3本），熱電対およびブルドン管式圧力計が取り付けられている。

試験流路は，透明アクリル製円管あるいは矩形流路である（実験に供した試験流路の断面寸法については後述する）。上部プレナムは，その上端が大気に開放，その下端が試験部に接続された，内径約 150 mm，高さ約 300 mm のステンレス製円筒型容器である。下部プレナムは，その上端が試験部に接続された，内径約 300 mm，高さ約 1 m のステンレス製円筒型密閉容器である。下部プレナムには，目盛りを付けた水位計が取り付けられている。

コンプレッサから供給された空気は，浮子式流量計でその体積流量を測定したのち，下部プレナム上部に設けた空気入口から試験部に導入する。試験流路を上昇した空気は，上部プレナム上端から大気に放散される。一方，上部プレナム内には一定の液位を保って水が供給されている。その一部は試験流路内を流下し，下部プレナム内に貯えられる。そして残りはオーバーフロー管から試験部外へ排出される。

本実験の実験条件を Table 2.1 に示す。実験手順は次の通りである。まず，上部プレナムに水を供給した状態で，下部プレナムから多量の空気を送ることにより，試験流路内の水を完全に排除する。つぎに空気流量の調整弁を徐々に閉じ，空気流量を設定値まで減じる。浮子式流量計で測定した体積流量の温度・圧力の補正は空気を理想気体とみなし，次式によった。

$$Q_g = \sqrt{\frac{p T_0}{p_0 T}} Q_{g0} \quad (2.1)$$

p は，浮子式流量計から下部プレナムに至る配管の圧力損失を無視し，下部プレナムに取り付けたブルドン管圧力計の値を用いた。また， T については，空気配管の途中にそう入した熱電対により測定した。

以上の状態で数分程度置いたのち，下部プレナム内の液面上昇速度を測定し，次式を用いて落水流量を求めた。

$$Q_l = \frac{\pi d^2}{4} \frac{\Delta h}{\Delta t} \quad (2.2)$$

試験流路における水，空気のみかけ速度は次式で求めた。

$$\text{(空気に関して)} \quad j_g = \frac{Q_g}{A} \quad (2.3)$$

$$\text{(水に関して)} \quad j_l = \frac{Q_l}{A} \quad (2.4)$$

また、無次元気相みかけ速度及び無次元液相みかけ速度は、Wallis⁽³⁾にならって次式で求めた。

$$\text{(空気に関して)} \quad j_g^* = \sqrt{\frac{\rho_g}{gL(\rho_l - \rho_g)}} j_g \quad (2.5)$$

$$\text{(水に関して)} \quad j_l^* = \sqrt{\frac{\rho_l}{gL(\rho_l - \rho_g)}} j_l \quad (2.6)$$

Table 2.1 Major experimental condition and channel dimensions

Tubes	Length (mm)	250, 750
	Diameter (mm)	8, 12, 20
Rectangular channels	Length (mm)	72, 362, 782
	Width (mm)	66, 33
	Gap (mm)	2.3, 5.3, 8.3, 12.3
Fluid	Air, Water	
Pressure and Temperature	Normal temperature Atmospheric pressure	
Superficial air velocity (m/s)	1~17	
Water level of the upper plenum (mm)	550	

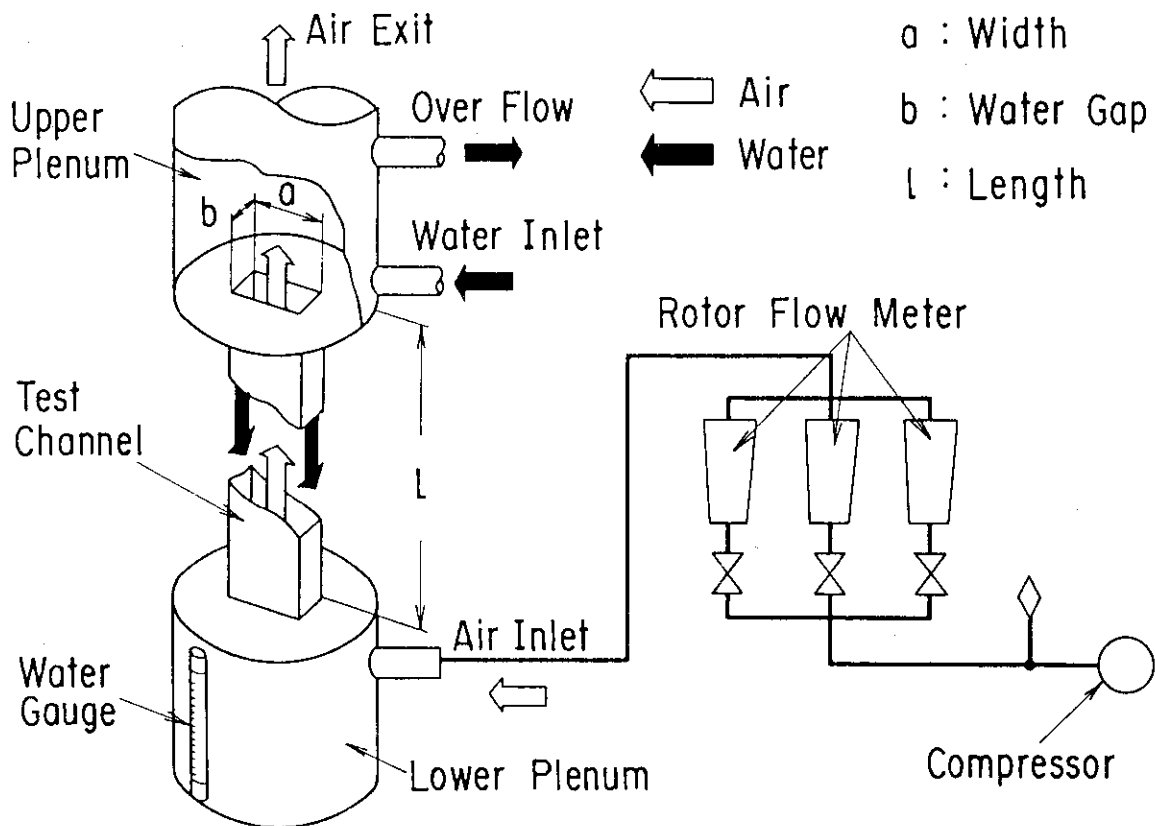


Fig. 2.1 Schematic diagram of the test apparatus

3. 実験結果と考察

3.1 円管における気相流量と落下水量

Fig.3.1にWallis⁽³⁾の方法に従って円管のデータを、縦軸に $\sqrt{j_{gd}^*}$ 、横軸に $\sqrt{j_{ld}^*}$ をとり、 d_i および ℓ をパラメータとして整理した結果を示す。 j_g^* および j_l^* の代表寸法としては、 d_i を用いた。また、図中には比較のため式(1.2)を示した。

円管のデータは、 d_i および ℓ の変化に対して系統的な変化はなく、 $C=0.7$ とした場合に式(1.2)とよく一致している。式(1.2)の C は、流路端部の形状によっても変化する。Wallisの実験⁽³⁾においては、本実験のように流路端部がsharp-edgeの場合 $C=0.725$ という結果が得られている。本実験データは、前述のように $C=0.7$ とした場合に式(1.2)によく一致していることから、Wallisの実験結果とよく一致しているものと考えられる。

3.2 矩形流路における気相流量と落下水量

Fig.3.2に矩形流路のデータを、縦軸に $\sqrt{j_{ga}^*}$ 、横軸に $\sqrt{j_{la}^*}$ をとり、流路ギャップ b をパラメータとして整理した結果を示す。 j_{ga}^* および j_{la}^* の代表寸法としては、添字が示すように a を用いた。

データは、すべて $\sqrt{j_{ga}^*}$ の減少につれ $\sqrt{j_{la}^*}$ が単調に増加する傾向を示す。 b の影響に関しては、 j_{ga}^* が比較的高い条件下($\sqrt{j_{ga}^*}$ が約0.5以上)では b を変化させたことによるデータの違いはみられない。しかし、 j_{ga}^* が比較的低い条件下($\sqrt{j_{ga}^*}$ が約0.5未満)では、 b を変化させたことによる影響がみられ、 $\sqrt{j_{ga}^*}$ の減少に伴う $\sqrt{j_{la}^*}$ の増加割合、すなわち傾きが異なる。 $\sqrt{j_{ga}^*}$ の減少に伴う $\sqrt{j_{la}^*}$ の増加割合は、 $b=2.3$ mmの場合が最も大きく、 b が大きくなるに従ってその割合は小さくなる傾向を示す。

Fig.3.3(a)および(b)に矩形流路のデータを、縦軸に $\sqrt{j_{ga}^*}$ 、横軸に $\sqrt{j_{la}^*}$ をとり、流路幅 a をパラメータとして整理した結果を示す。Fig.3.3(a)は、 $\ell=782$ mm、 $b=2.3$ mmの場合、Fig.3.3(b)は、 $\ell=782$ mm、 $b=12.3$ mmの場合のものである。

Fig.3.3(a)においては、 $\sqrt{j_{ga}^*}$ の全範囲にわたって a を変化させたことによるデータの違いはみられない。一方、Fig.3.3(b)においては、 a を変化させたことによる影響がみられ、 $a=33$ mmの場合の方が、 $a=66$ mmの場合に比べ $\sqrt{j_{ga}^*}$ の減少に伴う $\sqrt{j_{la}^*}$ の増加割合が大きくなる傾向を示す。

Fig.3.4に矩形流路のデータを、縦軸に $\sqrt{j_{ga}^*}$ 、横軸に $\sqrt{j_{la}^*}$ をとり、流路長さ ℓ をパラメータとして整理した結果を示す。

Fig.3.4においては、 $\sqrt{j_{ga}^*}$ の全範囲にわたって ℓ を変化させたことによる系統的な影響はみられない。

3.3 矩形流路における代表寸法のとり方

Fig.3.5にFig.3.2に示したデータを、縦軸に $\sqrt{j_{gb}^*}$ 、横軸に $\sqrt{j_{lb}^*}$ をとり、 b をパラメータとして整理した結果を示す。 j_{gb}^* および j_{lb}^* の代表寸法としては、添字が示すように b を用いた。

Fig.3.5がFig.3.2と異なる点は、 b の影響が $\sqrt{j_{gb}^*}$ の全範囲にわたってみられることである。 b が大きいほど $\sqrt{j_{gb}^*}$ の減少に伴う $\sqrt{j_{lb}^*}$ の増加割合が小さい点についてはFig.3.2の傾向と同じである。

Fig.3.6にFig.3.3(a)に示したデータを、縦軸に $\sqrt{j_{gb}^*}$ 、横軸に $\sqrt{j_{lb}^*}$ をとり、 a をパラメータとして整理した結果を示す。 j_g^* および j_l^* の代表寸法として a を用いたFig.3.3(a)においては、 a の影響はみられなかったが、Fig.3.6においては、 a が小さくなると $\sqrt{j_{gb}^*}$ の減少に伴う $\sqrt{j_{lb}^*}$ の増加する割合が大きくなる傾向がみられる。ただし、この傾向は、Fig.3.3(b)においてみられたものと同じものである。

Fig.3.7にFig.3.4に示したデータを、縦軸に $\sqrt{j_{gb}^*}$ 、横軸に $\sqrt{j_{lb}^*}$ をとり、 l をパラメータとして整理した結果を示す。Fig.3.7が示すように、 j_g^* および j_l^* の代表寸法として a の代わりに b を用いても l の影響はみられない。

ここで、矩形流路における代表寸法について検討するために式(1.2)を一般的な形で表してみる。

$$\sqrt{j_g^*} + m \sqrt{j_l^*} = C \quad (3.1)$$

式(1.2)は、式(3.1)において $m=1$ の場合に相当する。 C は $\sqrt{j_g^*} - \sqrt{j_l^*}$ 平面における切片、 m は傾きを表す。代表寸法として a を採用する場合に対して式(3.1)を適用すれば次式となる。

$$\sqrt{j_{ga}^*} + m \sqrt{j_{la}^*} = C \quad (3.2)$$

また、代表寸法として b を採用したものを、それぞれ j_{gb}^* および j_{lb}^* とすれば、 j_{ga}^* および j_{la}^* との関係は次式となる。

$$j_{ga}^* = \left(\frac{b}{a} \right)^{\frac{1}{2}} j_{gb}^* \quad (3.3)$$

$$j_{la}^* = \left(\frac{b}{a} \right)^{\frac{1}{2}} j_{lb}^* \quad (3.4)$$

ここで、式(3.3)および式(3.4)を式(3.2)に代入すれば次式が得られる。

$$\sqrt{j_{gb}^*} + m \sqrt{j_{lb}^*} = \left(\frac{a}{b} \right)^{\frac{1}{4}} C \quad (3.5)$$

Fig.3.2, Fig.3.3(a), (b)およびFig.3.4のようなグラフの傾向を考慮して式(3.2)におけ

るCは、a、bおよび l に対して無関係な定数と仮定する。mはaおよびbの関数である。Fig. 3.5において、各データを直線で近似したときの直線の切片に、bの変化に伴う差がみられるが、これは式(3.5)右辺の $\left(\frac{a}{b}\right)^{\frac{1}{4}}$ の効果によるものである。換言すれば、Fig.3.2とFig.3.5とを比較して、前者の代表寸法にaをとった場合よりも、後者のbをとった場合のほうがデータの差が大きいが、これは代表寸法のとり方によるものである。

以上の検討から、CCFL下の j_g^* と j_l^* との関係を式(3.1)で整理する場合、代表寸法としてa、あるいはbを用いても、本質的な差がないことが明らかとなった。

3.4 矩形流路におけるCCFL相関式

本節では、式(3.1)におけるmおよびCを実験的に定め、矩形流路のaおよびbが異なることによるCCFL特性の違いを考慮したCCFL相関式を導出する。本実験で得られた実験データを $\sqrt{j_{ga}^*}$ vs. $\sqrt{j_{la}^*}$ の関係で示したものがFig.3.8(a)および(b)、 $\sqrt{j_{gb}^*}$ vs. $\sqrt{j_{lb}^*}$ の関係で示したものがFig.3.9(a)および(b)である。Fig.3.8(a)およびFig.3.9(a)は $a=66\text{mm}$ のデータを、Fig.3.8(b)およびFig.3.9(b)は $a=33\text{mm}$ のデータをそれぞれ示したものである。各図のパラメータはbおよび l である。

各データは、データの傾向を大まかに把握するために第1近似的に式(3.1)、すなわち直線で代表させた。式(3.1)で近似するにあたり、次の点を考慮した。まず、Fig.3.4およびFig.3.7の説明で述べたように、 l が落水水量に及ぼす影響はないものとして、 l のみ異なるデータは同一の直線で代表させた。次に、 $\sqrt{j_{ga}^*}$ vs. $\sqrt{j_{la}^*}$ の関係で示した場合のCは、aおよびbの違いによらず一定値をとるものとした。

以上の仮定により、Fig.3.8(b)において $\sqrt{j_{ga}^*}$ が約0.7以上のデータあるいはFig.3.9(b)において $\sqrt{j_{gb}^*}$ が約1.2以上のデータは、直線から大きくずれることになる。しかし、これらの直線は、これから導出するCCFL相関式においてaおよびbが異なることによるデータの違いを考慮するため、一種の座標変換によってデータを移動させるための基準として用いるものであり、図に示したデータの近似曲線としての役割は期待していない。また、本実験で得られたデータの傾向は、気相の流量($\sqrt{j_{ga}^*}$ あるいは $\sqrt{j_{gb}^*}$)が小さい領域では、aおよびbの影響が大きく、気相の流量が大きい領域ではその影響は小さい。このため、これらのデータを一種の座標変換によって、1つのCCFL相関式で表わそうとする場合、気相の流量が大きい領域のデータはあまり移動させずに、気相の流量が小さい領域のデータを主に移動させることになる。このため、そのような変換方法のひとつとして直線の切片Cを固定して傾きmを変化させる方法を採用した。

Fig.3.8(a), (b), Fig.3.9(a)および(b)に示した直線群とmおよびC、 C_b の値は、以降の検討をくり返した末、最終的に決定したものである。ここで

$$C_b = C (b/a)^{-0.25} \quad (3.6)$$

であり、式(3.5)の右辺を C_b とおいたものである。

Fig.3.10に、Fig.3.9(a)および(b)から読みとった C_b の値を、横軸に b/a をとり示す。図中に示した直線はデータをもっともよく表わすように引いたもので、以下に示す式で表わされる。

$$C_b = 0.66 (b/a)^{-0.25} \quad (3.7)$$

式(3.6)と式(3.7)を比較すると、 $C = 0.66$ と決定される。

Fig. 3.11は、Fig. 3.8(a)および(b)あるいはFig. 3.9(a)および(b)からよみとった m の値を、横軸に次式に示す値をとり示したものである。

$$B_o = \frac{a b (\rho_l - \rho_g) g}{\sigma} \quad (3.8)$$

この値は一種のボンド数である。 $\rho_l - \rho_g$, g , σ は無次元化のために導入したもので、今後その σ 依存性に関しては更に検討を要する。図中に示す曲線はデータをもっともよく表わすように引いたもので、以下に示す式で表わされる。

$$m = 0.5 + 0.0015 B_o^{1.3} \quad (3.9)$$

Fig. 3.8(a), (b), Fig. 3.9(a)および(b)中に示した m , および C_b は、それぞれ式(3.9)および式(3.7)により求めた。また各直線は式(3.7)および式(3.9)を式(3.2)あるいは式(3.5)に代入した関数を示す。

ここで次に示す無次元数を定義する。

$$X \equiv (m/C) \sqrt{j_{la}^*} \quad (3.10)$$

$$Y \equiv (1/C) \sqrt{j_{ga}^*} \quad (3.11)$$

式(3.10)に式(3.9)を代入し $C = 0.66$ とすれば、次式を得る。

$$X = 1.52 (0.5 + 0.0015 B_o^{1.3}) \sqrt{j_{la}^*} \quad (3.12)$$

$$Y = 1.52 \sqrt{j_{ga}^*} \quad (3.13)$$

Fig. 3.12にすべての本実験データを、縦軸に無次元数 Y , 横軸に X をとり示す。図中に示した曲線は次式で示される。

$$Y = 1.3 e^{-2.1X} \quad (3.14)$$

式(3.12), 式(3.13)および式(3.14)を用いることにより、本実験で得られたすべてのデータを±15%の誤差で整理することができる。ところでFig. 3.8(a), (b), Fig. 3.9(a)および(b)において代表線を引くにあたり考慮していなかった j_g^* が大きな条件下のデータも、式(3.14)においては、所定の誤差範囲に収まっている。

一方 X , Y を、代表寸法として b をとって表わすと、式(3.12)および式(3.4)および式(3.5)を代入した次式となり、代表寸法に b を用いた場合でも同様に整理することができる。

$$X = 1.52 (b/a)^{0.25} (0.5 + 0.0015 B_o^{1.3}) \sqrt{j_{lb}^*} \quad (3.15)$$

$$Y = 1.52 (b/a)^{0.25} \sqrt{j_{gb}^*} \quad (3.16)$$

3.5 流動様相の観察

Fig. 3.13(a), (b)に $a = 66\text{mm}$, $b = 8.3\text{mm}$ および $l = 782\text{mm}$ の場合の代表的な流動様相を示す。Fig. 3.13(a)においては j_g が約 3.1 m/s , Fig. 3.13(b)においては 10.1 m/s である。写真は、左右方向が a , 奥行方向が b となるように撮影したものである。

j_g が約 3.1 m/s の場合, Fig. 3.13(a)に示すように, 液相は矩形流路の4面を完全に濡らしながら, リップルを伴う液膜となって流下している。一方気相は流路の中央を上昇している。流路の長辺側の面の液膜厚さは, 短辺側のそれと比べて薄くなっている。これは, ほぼ全周にわたって均一な厚さの液膜が形成される円管と比べた場合の, 矩形流路の流動様相のうえでのきわだった特徴である。

j_g が増加して, 約 10.1 m/s となると, Fig. 3.13(b)に示すように, 長辺側の面上に液膜によって濡れていない領域が写真の上半分に現れている。一方短辺側の面上は一定の厚さの液膜が保たれている。下半分の部分では, 短辺側の面上の液膜は, 気相との相互干渉により激しく波打ち, フラッディングを生じている。そこでは短辺側の面上の液膜の一部が, 長辺側の面上へと水平方向に輸送され, その結果長辺側の面上は, 液膜によりおおわれている。なお, 上半分の濡れていない領域で, 長辺側の面上に付着している水滴は, 下半分で発生した液滴が, 上方へエントレインメントされてきたものである。これより j_g を増加させると, 下半分の部分に現われたフラッディングが全領域に及び, 矩形流路の4面は, 再び完全に濡れた状態となる。更に増加させると液相のみかけ速度は零となり, 矩形流路の4面は完全に乾いた状態となる。

以上述べたように, 矩形流路におけるCCFL時の j_g の増加に伴う流動様相の変化は, 液膜の挙動に着目すると, (a)液膜流 (Fig. 3.13(a)), (b)長辺側の面上の乾き (Fig. 3.13(b)上半分), (c)フラッディングによる長辺側の面のリウエットィング (Fig. 3.13(b)下半分), (d)完全な乾き (気相単相上昇流) の経過を経て変化してゆく。

Fig. 3.14(a)および(b)は $l = 782\text{mm}$ の場合において, (a)~(d)の流動様相の現われる領域を, 縦軸に b , 横軸に j_g をとり, フローマップにまとめたものである。Fig. 3.14(a)は $a = 66\text{mm}$, Fig. 3.14(b)は $a = 33\text{mm}$ の場合を示す。(a)~(d)の各領域に対応したシンボルを用いて, 実際に得られたデータを示している。黒ぬりのシンボルは, 一切の乾きが生じていないデータ, 白ぬきのシンボルは, 一時的にせよ乾きが生じたデータを示す。

Fig. 3.14(a)と Fig. 3.14(b)と比較すると, (a)領域および(b)領域の位置はおおよそ同じであるが, (b)領域および(c)領域の位置は異なっている。すなわち, $a = 66\text{mm}$ の場合には, (c)領域は $b = 5.3\text{mm}$ のときのみ現われているが, 流路幅 $a = 33\text{mm}$ の場合には(c)領域は全流路ギャップのデータについて現われており, その分(b)領域が減少している。以上の図から, 大まかに言って a が小さいほど, 乾きが生じる領域がせまくなる傾向にある。一方, b の及ぼす影響は極めて複雑である。

ところで, Fig. 3.13(a)に示す流動様相については, 以前に完全に濡れているものと説明したにもかかわらず, (b)領域に編入した。これは, Fig. 3.13(a)に示す条件下では, まれに局所的な乾き

(ドライパッチ)が生じたためである。このように(a)領域と(b)領域との境界、(b)領域と(c)領域との境界および(c)領域と(d)領域との境界は、壁面の濡れ易さの相違によっても大きく変化するものと思われる。

3.6 考察

3.6.1 円管と矩形流路におけるCCFLの相違

まず円管と矩形流路について、それぞれのCCFL時における j_g^* と j_l^* との関係の相違について検討する。円管においては、Fig.3.1に既に示したように、 $\sqrt{j_{gd}^*}$ の増加とともに、 $\sqrt{j_{ld}^*}$ が直線的に減少して行く。一方、矩形流路においては、Fig.3.8(b)に示したように、 $\sqrt{j_{ga}^*}$ の増加とともに、 $\sqrt{j_{la}^*}$ は急激に減少することなく0に漸近してゆく傾向を示す。

Fig.3.15(a)~(c)に、観察結果に基づく矩形流路における代表的な液膜の形成状況の断面を模式的に示す。(a)において j_g は最も低く(b)、(c)と j_g が高くなっている。斜線部は液膜を表わす。(a)においては、矩形流路の4面は全て液膜におおわれている。(b)においては、長辺側の面上に乾きを生じている。さらに j_g を増加させると、液は(c)に示すように、矩形流路の4角をメニスカス状に流下するようになる。このように j_g を大幅に増加させても、矩形流路においては、4角において液の流下が長く保たれるためFig.3.8(b)の $\sqrt{j_{ga}^*}$ が高い部分にみられるような、 $\sqrt{j_{ga}^*}$ が増加するにつれ $\sqrt{j_{la}^*}$ が0に漸近する傾向を示す。

3.6.2 従来の式との比較

Fig.3.16(a)、(b)に本実験データとRichterによる式(1.5)、式(1.6)およびMishimaによる式(1.8)との比較を、 $\sqrt{j_{gb}^*} - \sqrt{j_{lb}^*}$ 平面上で示す。Fig.3.16(a)は $l = 782 \text{ mm}$ 、 $a = 66 \text{ mm}$ および $b = 8.3 \text{ mm}$ のデータについての比較、Fig.3.16(b)は l および a はFig.3.16(a)と等しく、 $b = 2.3 \text{ mm}$ のデータについての比較をそれぞれ示す。

Fig.3.16(a)においては、Mishimaの式は本実験データに対しよい評価値を与えているが、Richterによる解析は、二重管に関するものについても本実験データに対し大きく外れている。Fig.3.16(b)においてはMishimaの式は本実験データと傾向を異にしている。これはMishimaの式においては b の効果が考慮されていないためである。なおRichterによる評価値は、本図中には現われない領域にある。

以上の検討から、矩形流路のCCFLにおける落水量の評価に関して、従来の相関式は b の効果を考慮しておらず、式(3.14)はこの点に関して改善されている。

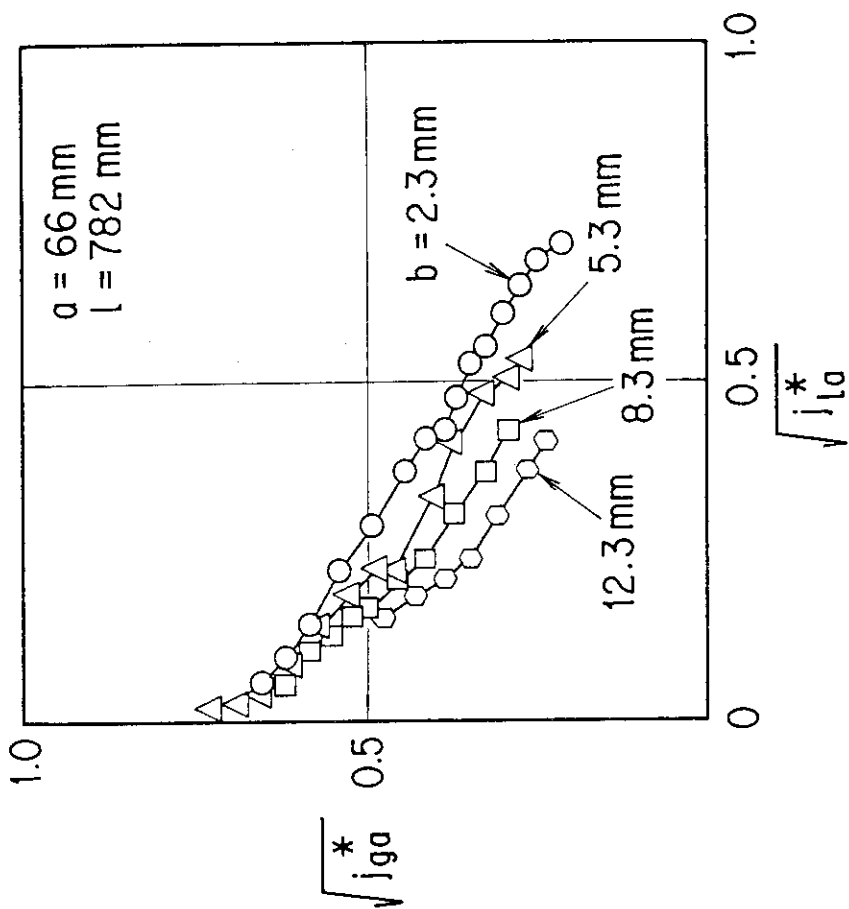


Fig. 3.2 $\sqrt{j^*ga}$ vs. $\sqrt{j^*la}$, under counter current flow in the vertical rectangular channels. Influence of the water gap "b"

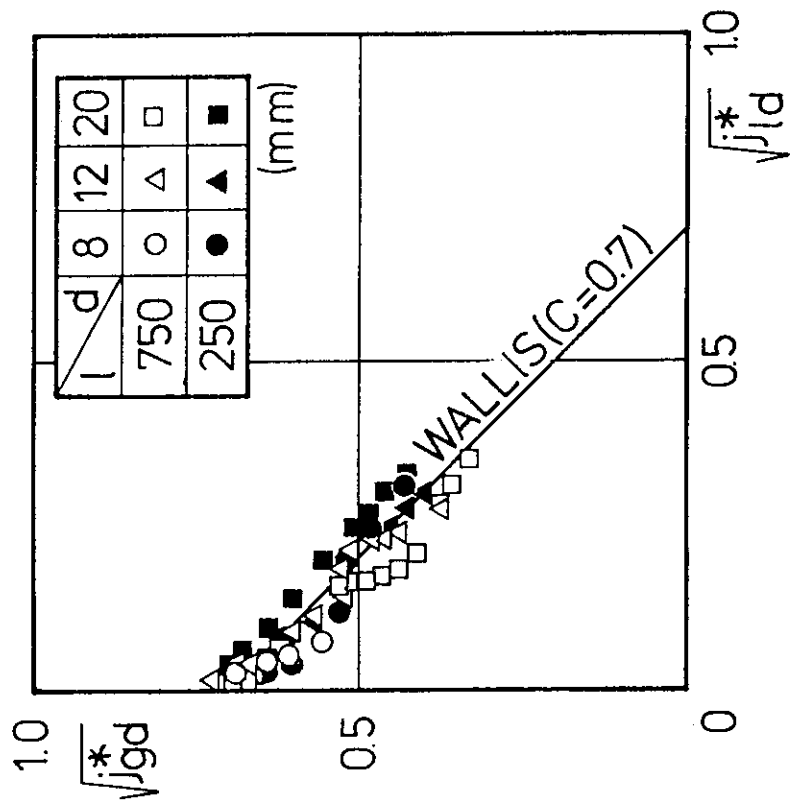


Fig. 3.1 $\sqrt{j^*gd}$ vs. $\sqrt{j^*ld}$, under counter-current flow in the vertical circular tubes.

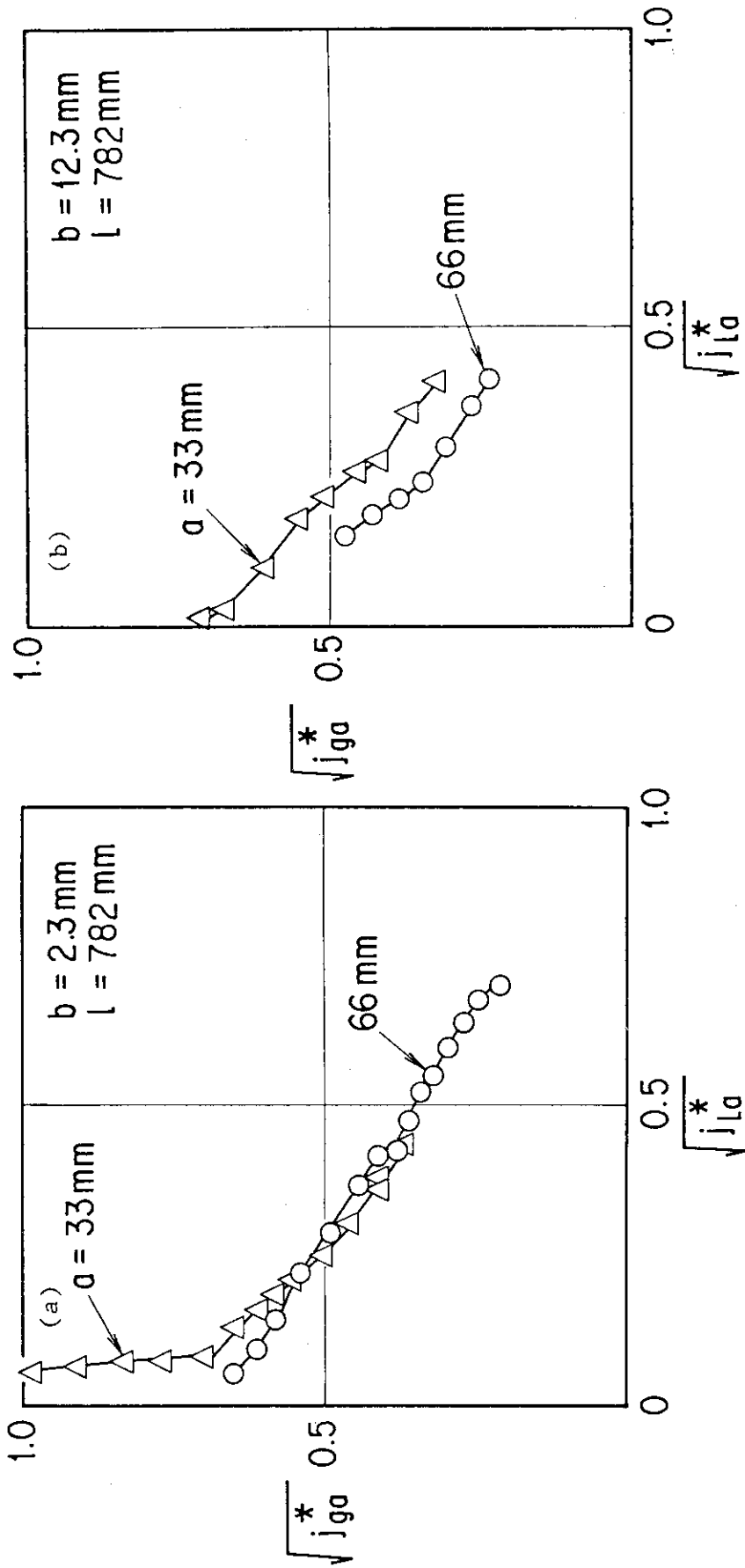


Fig. 3.3 $\sqrt{j^*ga}$ vs. $\sqrt{j^*la}$, under counter current flow in the vertical rectangular channels. Influence of the water gap "a"

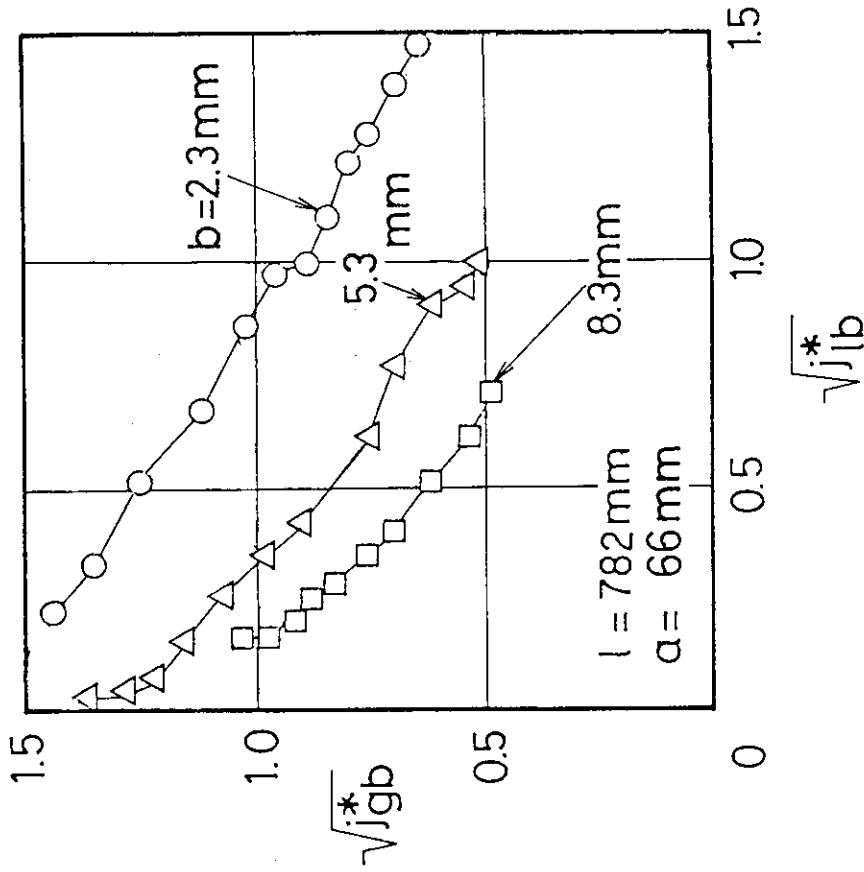


Fig. 3.5 $\sqrt{j^*gb}$ vs. $\sqrt{j^*lb}$, under counter current flow in the vertical rectangular channels. Influence of the water gap "b"

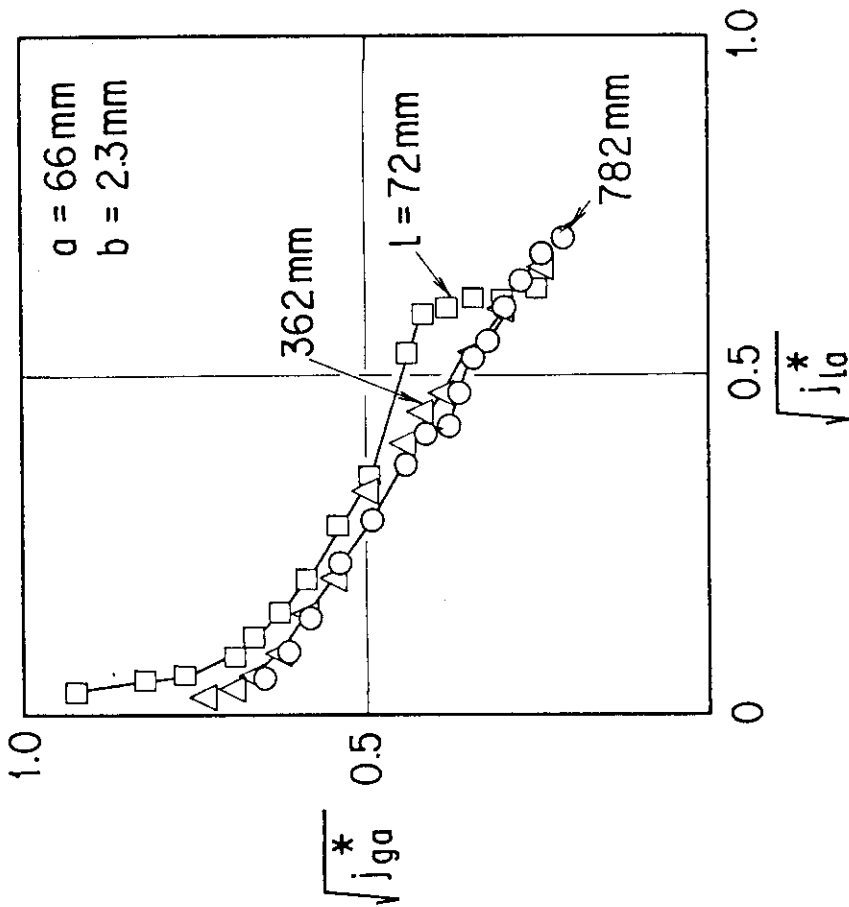


Fig. 3.4 $\sqrt{j^*ga}$ vs. $\sqrt{j^*la}$, under counter current flow in the vertical rectangular channels. Influence of the water gap "l"

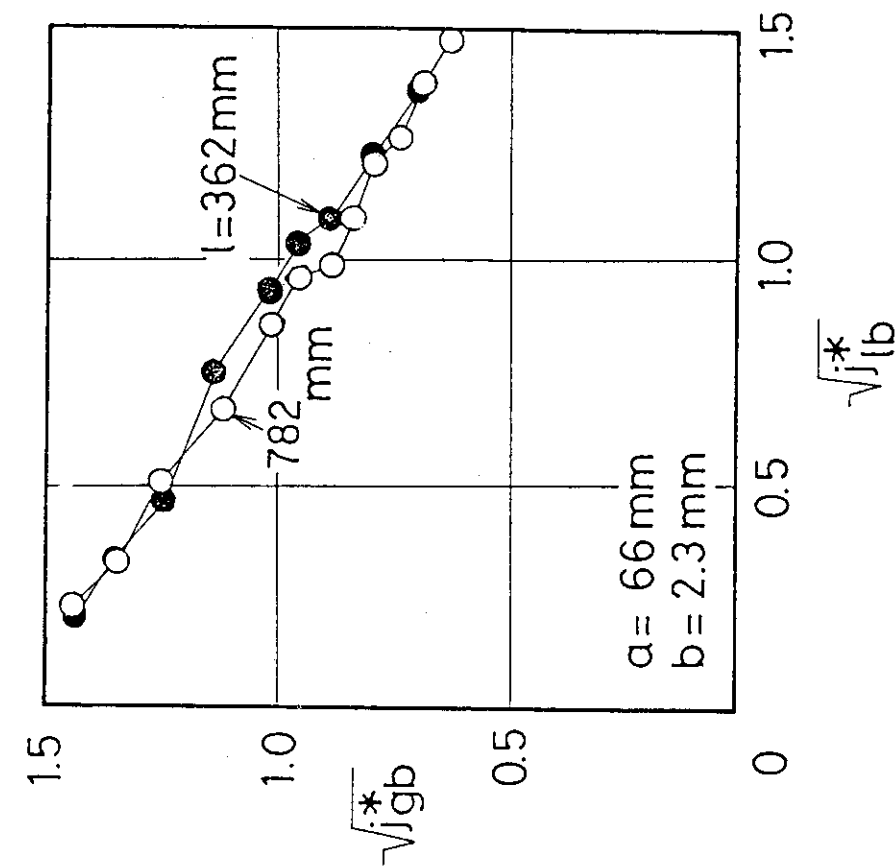


Fig. 3.7 $\sqrt{j^*gb}$ vs. $\sqrt{j^*lb}$, under counter current flow in the vertical rectangular channels. Influence of the water gap "l"

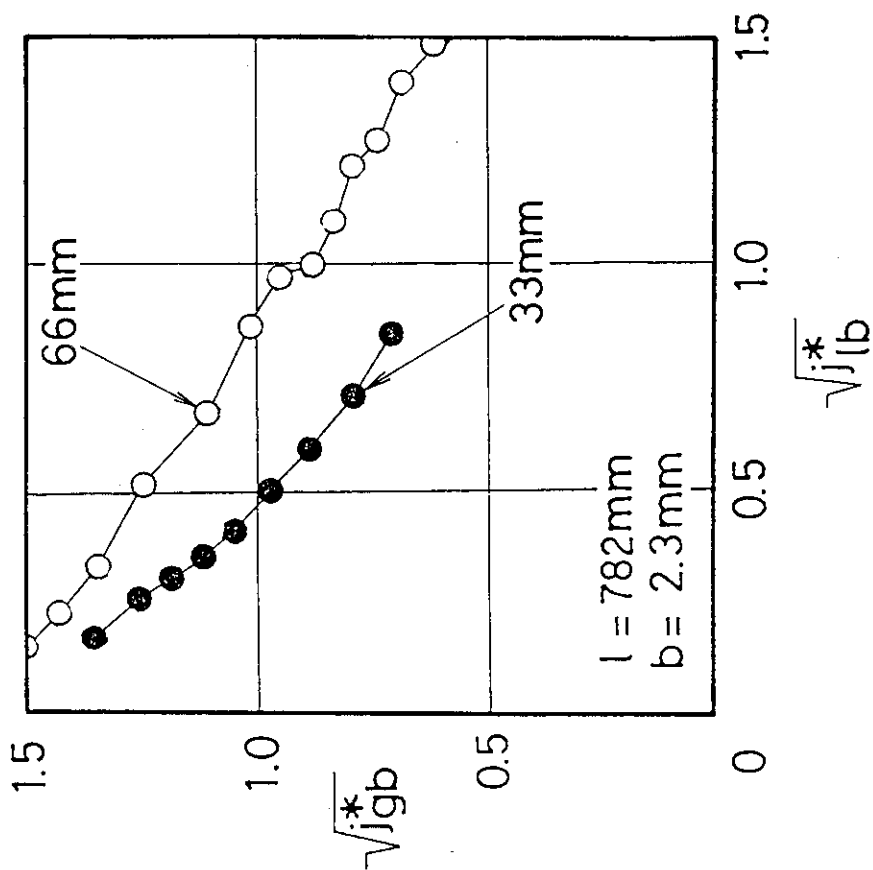


Fig. 3.6 $\sqrt{j^*gb}$ vs. $\sqrt{j^*lb}$, under counter current flow in the vertical rectangular channels. Influence of the water gap "a"

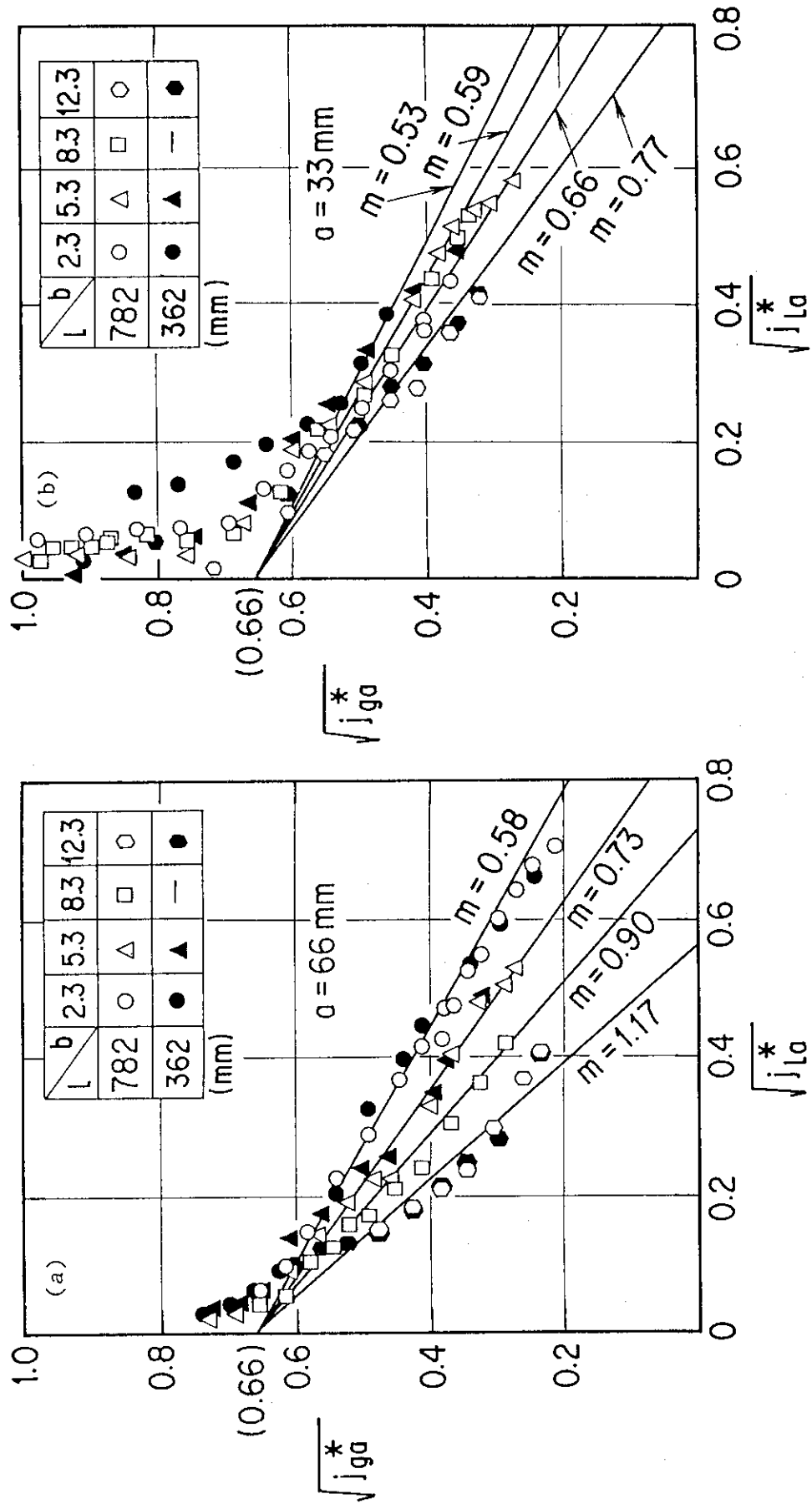


Fig. 3.8 Comparisons of present experimental data with the predictions by Eq.(3.2).

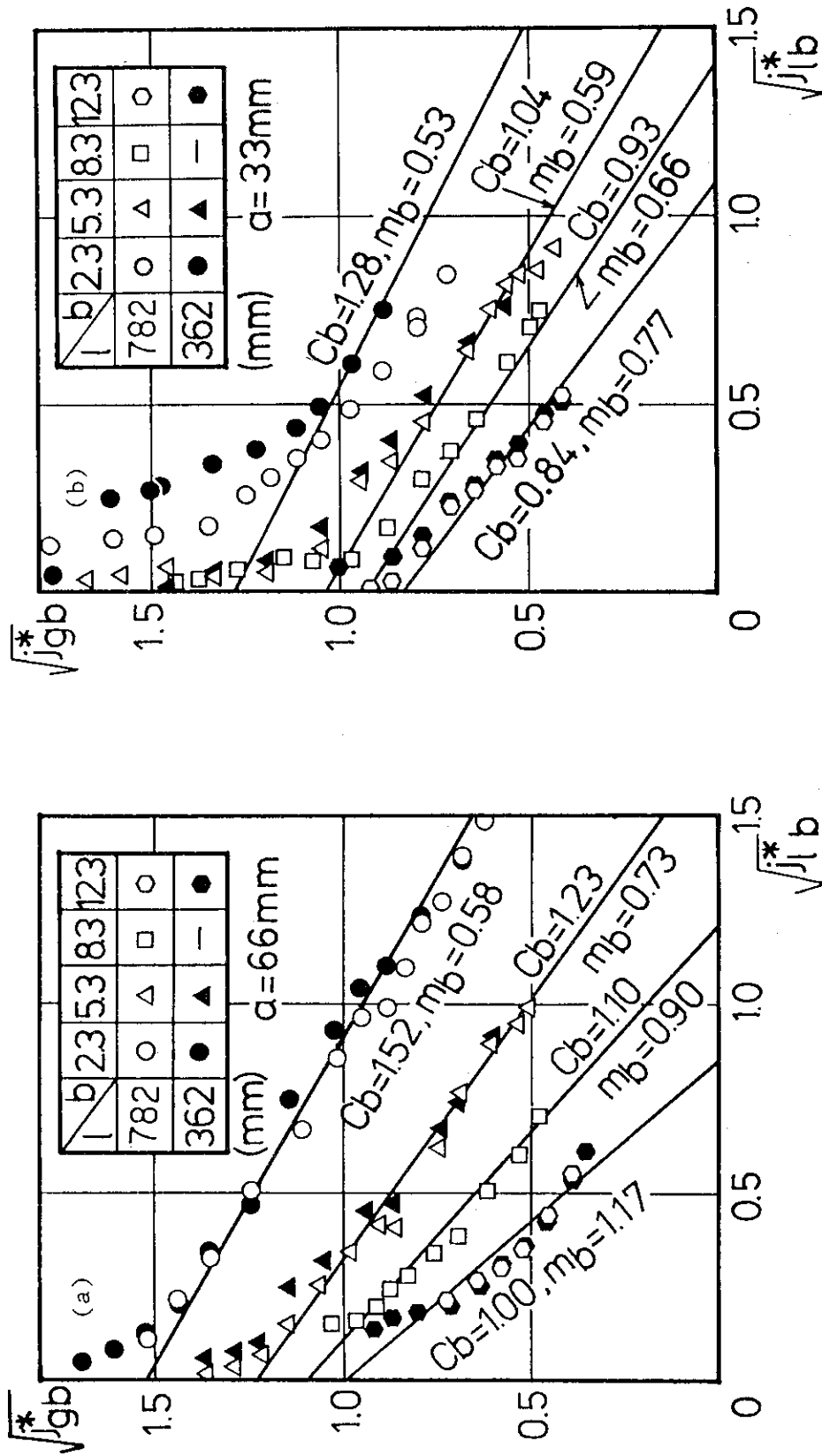


Fig. 3.9 Comparisons of present experimental data with the predictions by Eq.(3.5).

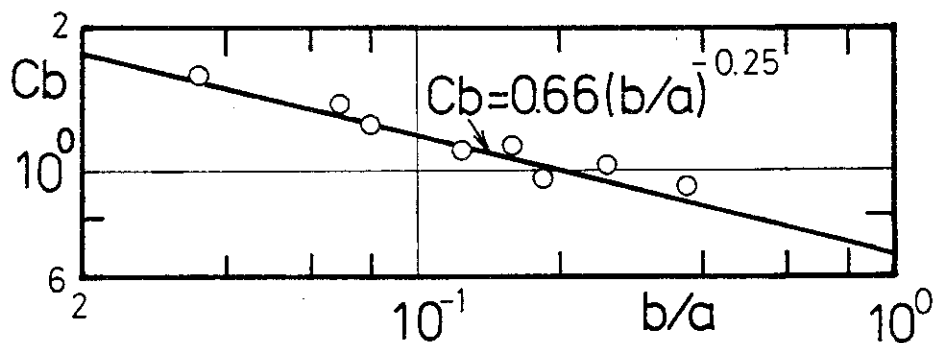


Fig. 3.10 Relation between C_b and b/a in the vertical rectangular channel.

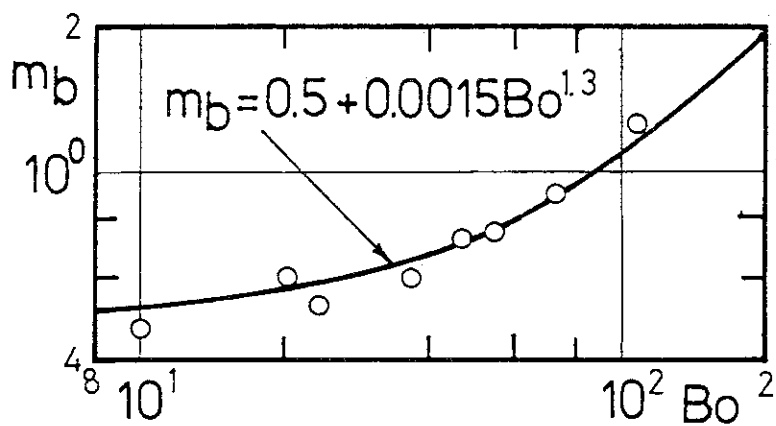


Fig. 3.11 Relation between m and Bo in the vertical rectangular channel.

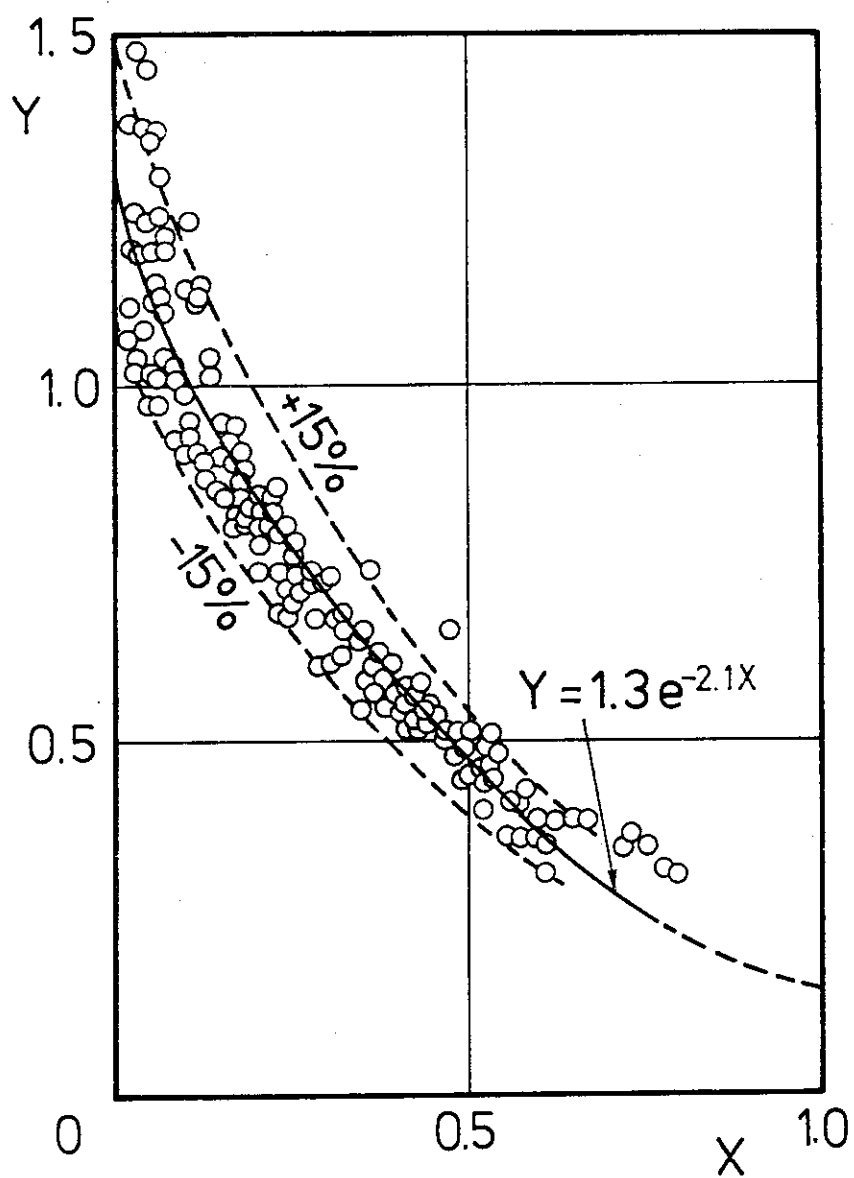


Fig. 3.12 Comparison of present experimental data with the predictions by Eq.(3.14).

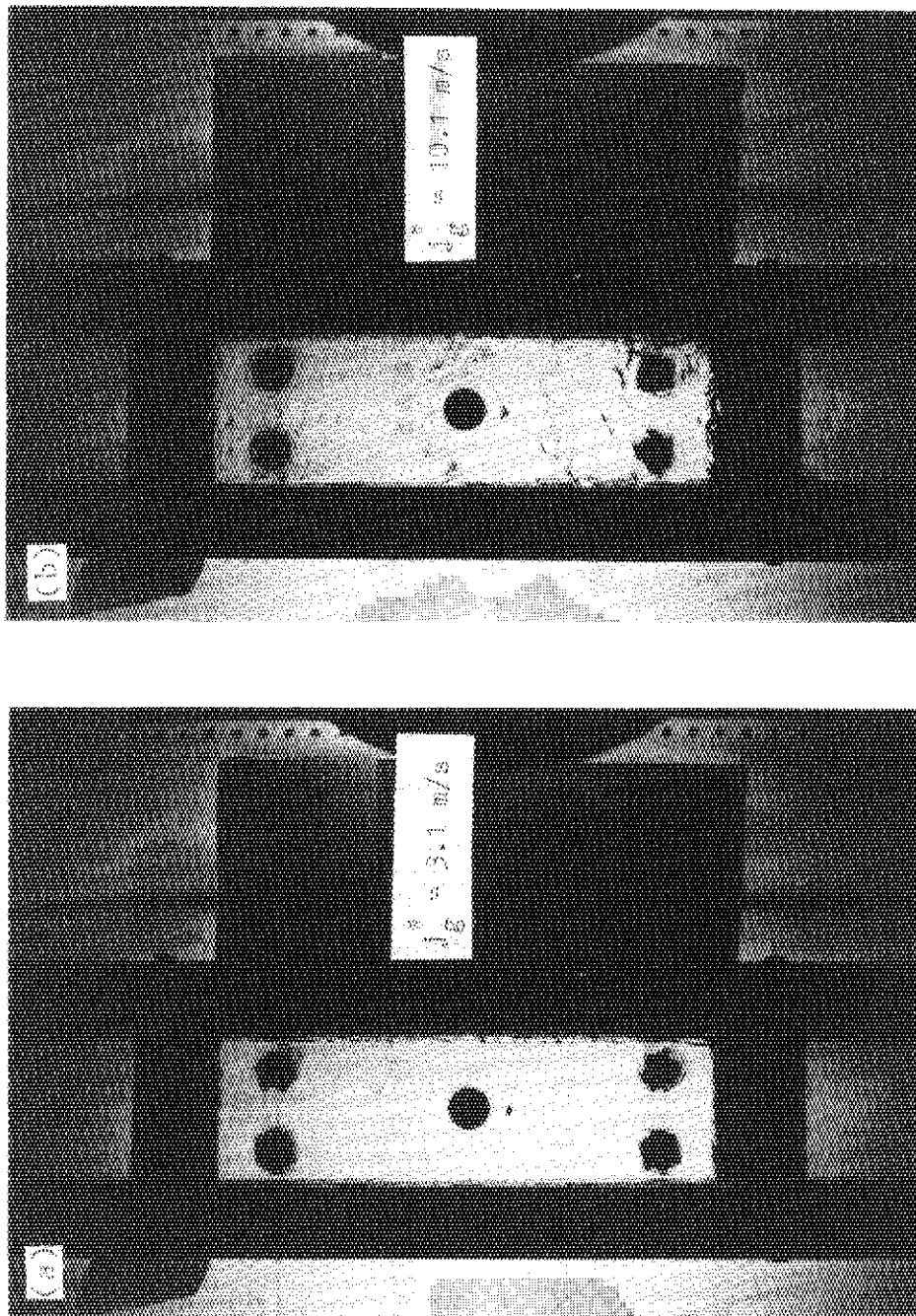


Fig. 3.13 Typical flow pattern in the rectangular channel.
($l=782$, $a=66$, $b=8.3$)

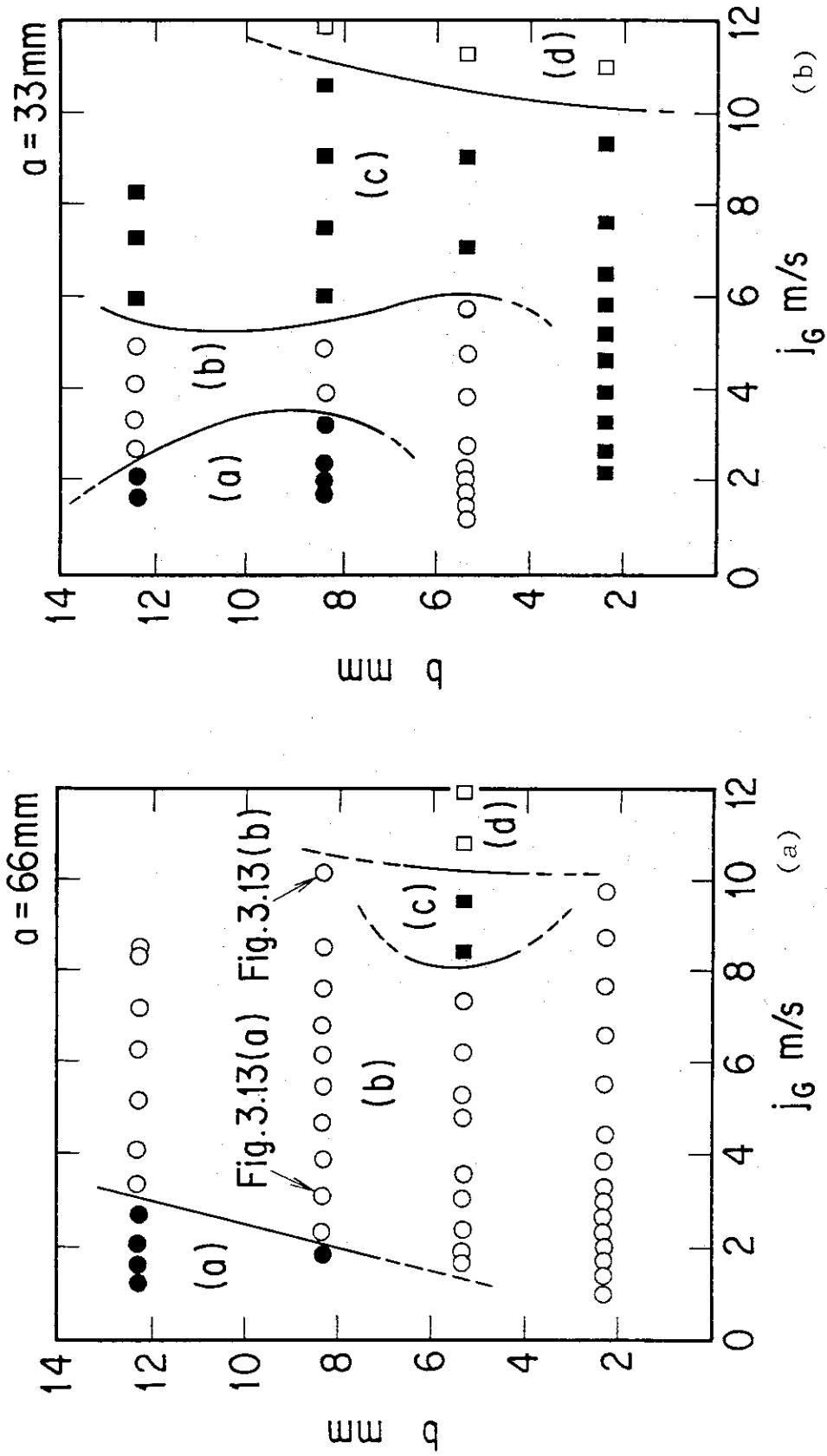


Fig. 3.14 Flow regime map of the rectangular channels.

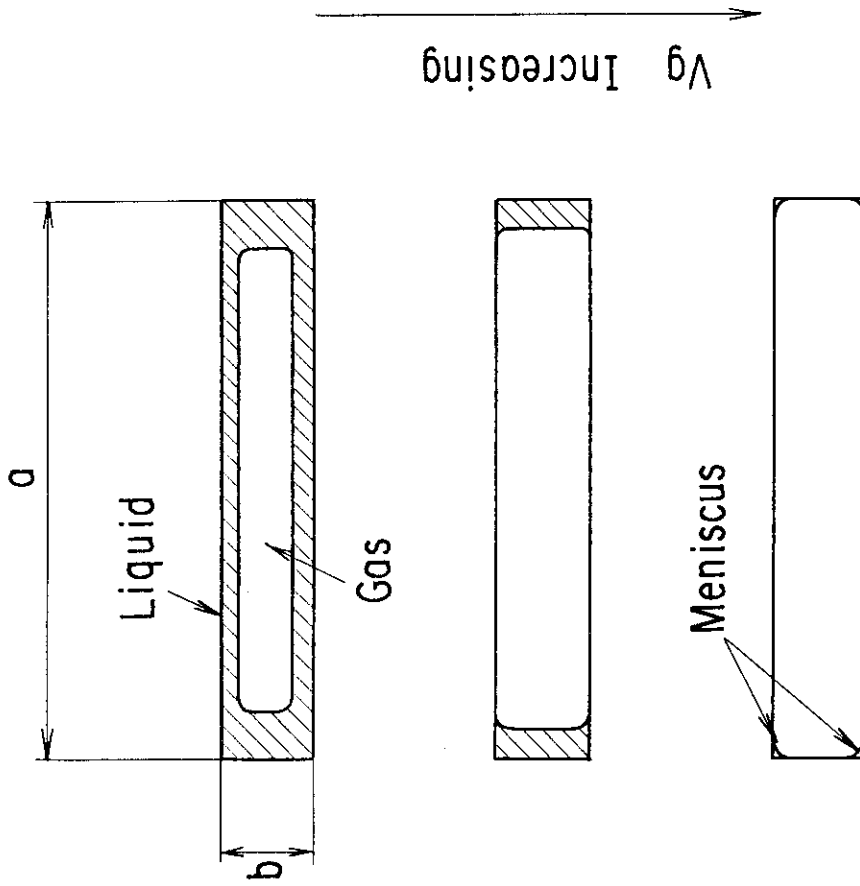


Fig. 3.15 Typical flow pattern in the rectangular channel from viewpoint of liquid films on the walls. (Cross sectional view)

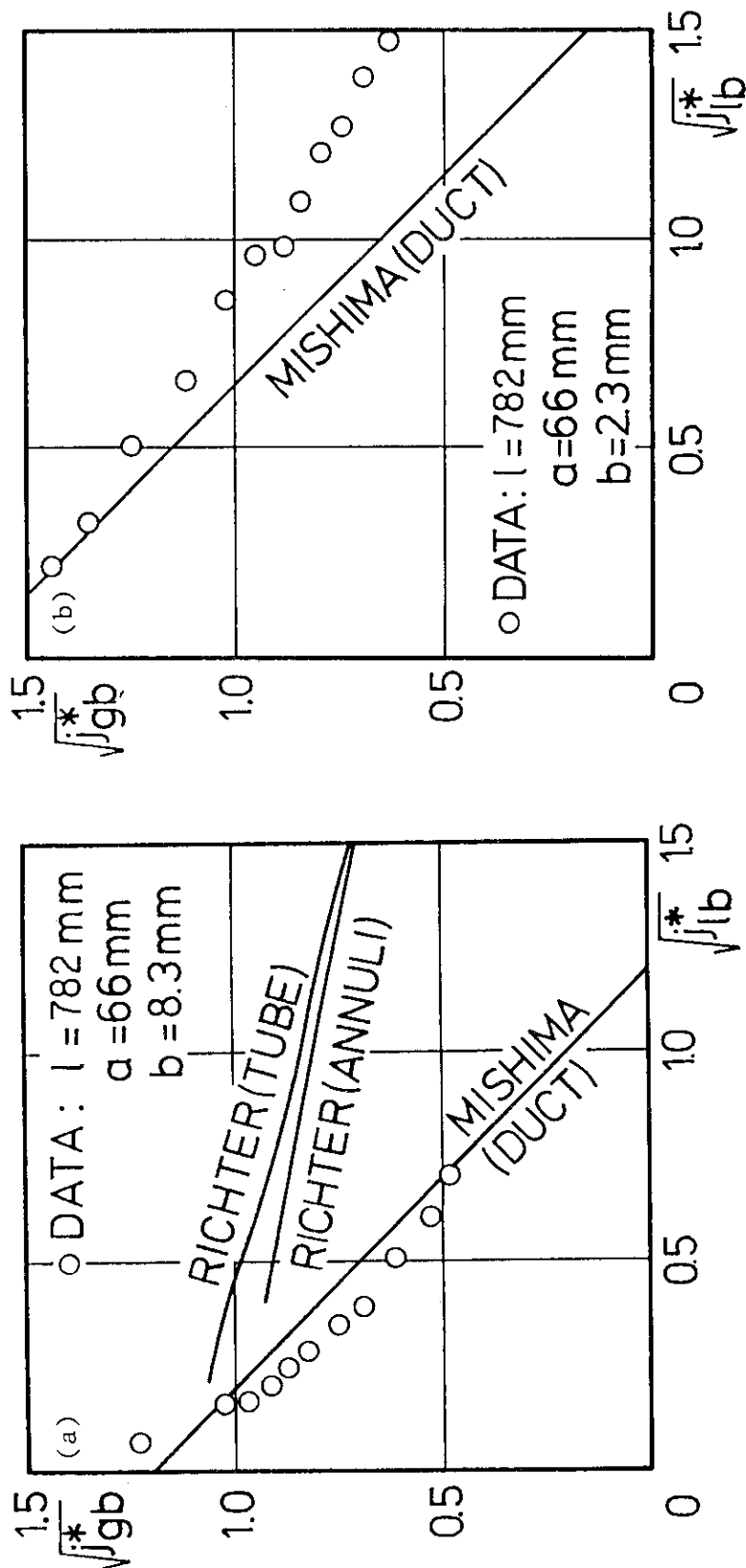


Fig. 3.16 Comparison of present experimental data with existing correlations.

4. 結 論

垂直矩形流路におけるCCFL特性および垂直矩形流路と垂直円管とのCCFL特性の違いを明らかにするために、垂直円管の管内径および流路長さ、垂直矩形流路の流路幅、流路ギャップおよび流路長さを系統的に変化させ空気-水系気液二相流のCCFL実験を行い、以下の結論を得た。

(1) 垂直円管におけるCCFL実験では円管の l/d_i を12~94の範囲で変化させたが、管内径および流路長さの違いによるCCFL特性の系統的な違いは見られず、いずれもWallisの実験結果とよく一致した。

(2) 垂直矩形流路におけるCCFL実験では、矩形流路の l/d_e を3.5~180の範囲で変化させた。その結果、等価水力直径すなわち流路幅あるいは流路ギャップが異なることによりCCFL特性が異なることが明らかとなった。しかし、流路長さがCCFL特性に及ぼす影響はみられなかった。

(3) (2)の結果に基づき、以下に示す矩形流路の流路幅および流路ギャップの効果を考慮した気相みかけ速度と液相みかけ速度との関係を評価する無次元相関式を導出した。

$$Y = 1.3 e^{-2.1x}$$

ここで

$$Y = 1.52 (0.5 + 0.0015 B_o^{1.3}) \sqrt{j_{\ell a}^*}$$

$$X = 1.52 \sqrt{j_{g a}^*}$$

$$B_o = \frac{a \cdot b (\rho_{\ell} - \rho_g) \cdot g}{\sigma}$$

本実験で得られた垂直矩形流路のCCFLデータは、上式を用いれば±15%の誤差で整理することができる。

(4) 垂直円管と垂直矩形流路とのCCFL下の流動様相の違いは、後者において比較的頻繁にドライパッチの発生がみられる点にあるが、このドライパッチの発生条件を流動観察結果を基に、本実験範囲においてフローマップとして明らかにした。

謝 辞

本研究の遂行にあたり、研究炉開発室の大西信秋室長および安藤弘栄前安全性・特性解析グループリーダーには終始御指導御鞭達を戴いた。ここに記し、深甚なる謝意を表する。

参 考 文 献

- (1) Mishima, K. : BOILING BURNOUT AT LOW FLOW RATE AND LOW PRESSURE CONDITIONS, 京都大学学位論文 (1984)
- (2) 数土幸夫, 宮田佳一, 井川博雅, 大河原正美, 神永雅紀 : JRR-3 改造炉のための炉心熱伝達実験Ⅱ — 垂直矩形流路における沸騰開始 (ONB) 条件およびDNB熱流束に関する実験的研究 —, JAERI-M 85-126, (1985)
- (3) Wallis, G.B. : Flooding velocities for air and water in vertical tubes, AEEW-R123, (1961)
- (4) Richter, H. J. : Flooding in tubes and annuli, Int. J. Multiphase Flow 7-6, (1981), pp647.
- (5) 数土幸夫, 大貫 晃 : 単一孔垂直流路における対向二相流の落下水制限機構, 日本機械学会論文集B編 49-444, (1982), pp1685.

謝 辞

本研究の遂行にあたり、研究炉開発室の大西信秋室長および安藤弘栄前安全性・特性解析グループリーダーには終始御指導御鞭達を戴いた。ここに記し、深甚なる謝意を表する。

参 考 文 献

- (1) Mishima, K. : BOILING BURNOUT AT LOW FLOW RATE AND LOW PRESSURE CONDITIONS, 京都大学学位論文 (1984)
- (2) 数土幸夫, 宮田佳一, 井川博雅, 大河原正美, 神永雅紀 : JRR-3 改造炉のための炉心熱伝達実験Ⅱ — 垂直矩形流路における沸騰開始(ONB)条件およびDNB熱流束に関する実験的研究 —, JAERI-M 85-126, (1985)
- (3) Wallis, G.B. : Flooding velocities for air and water in vertical tubes, AEEW-R123, (1961)
- (4) Richter, H. J. : Flooding in tubes and annuli, Int. J. Multiphase Flow 7-6, (1981), pp647.
- (5) 数土幸夫, 大貫 晃 : 単一孔垂直流路における対向二相流の落下水制限機構, 日本機械学会論文集B編 49-444, (1982), pp1685.