

JAERI-M  
88-157

均一径粒子から構成されるデブリベッドの  
ドライアウト熱流束及びフラッシング  
現象

1988年8月

丸山 結・阿部 豊・山野 憲洋・早田 邦久

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。  
入手の間合わせは、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）で複写による実費頒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, Tokai-mura, 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 日立高速印刷株式会社

均一径粒子から構成されるデブリベッドの  
ドライアウト熱流束及びフラッディング現象

日本原子力研究所東海研究所燃料安全工学部  
丸山 結・阿部 豊・山野 憲洋・早田 邦久

(1988年7月27日受理)

1979年に発生したTMI-2事故が契機となり各国でシビアアクシデント (Severe accident) の現象把握の必要性が認識され, そのための研究が盛んに実施されるようになった。軽水炉のシビアアクシデント時には崩壊した炉心構造物が堆積し, デブリベッド (Debris bed) を形成する。デブリベッドからは崩壊熱が放出され続けるので, 冷却可能な形状が保持されない場合には再溶融する可能性がある。そこで日本原子力研究所では現在までに均一粒子から構成されるデブリベッドの冷却可能性に及ぼすデブリ粒子径及び冷却水の供給形態の影響を明らかにするための損傷炉心冷却性実験 (Degraded core coolability experiments) 及びデブリベッド内でフラッディング現象が開始する時の気液両相の流速, つまり対向二相流限界 (Counter-current flow limitation: CCFL) のデブリベッド形状への依存性を明らかにするためのフラッディング実験 (Flooding experiments) を実施した。損傷炉心冷却性実験の結果から, 冷却水が供給されることによりデブリベッドの冷却性が向上すること, 静水中及びデブリベッド下部から強制的に冷却水を供給する場合, Lipinskiの1次元モデルとドライアウト熱流束実測値は良く一致すること, ダウンカマーを介した自然循環で冷却水を供給する場合には, 本実験で用いた解析モデルが実験結果を良く再現することを明らかにした。またフラッディング実験の結果から, 均一径粒子のベッドでは臨界高さが存在し, その高さ以上ではフラッディング定数のベッド高さへの依存性は認められないこと, 層状ベッドのフラッディング現象は小さい粒子径の層に支配されること, フラッディング理論に基づいたドライアウト熱流束解析モデルは静水中のデブリベッドに関して過小評価となることを示した。

Dryout Heat Flux and Flooding Phenomena in Debris Beds  
Consisting of Homogeneous Diameter Particles

Yu MARUYAMA, Yutaka ABE, Norihiro YAMANO and Kuniyoshi SODA

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

(Received July 27, 1988)

Since the TMI-2 accident, which occurred in 1979, necessity of understanding phenomena associated with a severe accident have been recognized and researches have been conducted in many countries. During a severe accident of a light water reactor, a debris bed consisting of the degraded core materials would be formed. Because the debris bed continues to release decay heat, the debris bed would remelt when the coolable geometry is not maintained. Thus the degraded core coolability experiments to investigate the influence of the debris particle diameter and coolant flow conditions on the coolability of the debris bed and the flooding experiments to investigate the dependence of flooding phenomena on the configuration of the debris bed have been conducted in JAERI. From the degraded core coolability experiments, the following conclusions were derived; the coolability of debris beds would be improved by coolant supply into the beds, Lipinski's 1-dimensional model shows good agreement with the measured dryout heat flux for the beds under stagnant and forced flow conditions from the bottom of the beds, and the analytical model used for the case that coolant is fed by natural circulation through the downcomer reproduces the experimental results. And the following conclusions were given from the flooding experiments; no dependence between bed height and the flooding constant exists for the beds lower than the critical bed height, flooding phenomena of the stratified beds would be dominated by the layer consisting of smaller particles, and the predicted dryout heat flux by the analytical model based on the flooding theory gives underestimation under stagnant condition.

Keywords: Dryout Heat Flux, TMI-2 Accident, Severe Accident, Debris Bed, Coolability, Flooding, Degraded Core

## 目 次

1. 序論 .....	1
2. 解析モデル及び解析例 .....	3
2.1 運動量保存側に基づいた解析モデル .....	4
2.2 フラッディング理論に基づいた解析モデル .....	9
2.3 本実験における解析 .....	10
3. 実験 .....	15
3.1 損傷炉心冷却性実験 .....	15
3.1.1 実験装置 .....	15
3.1.2 実験方法 .....	15
3.1.3 実験条件 .....	17
3.2 フラッディング実験 .....	18
3.2.1 実験装置 .....	18
3.2.2 実験方法 .....	18
3.2.3 実験条件 .....	19
4. 結果及び考察 .....	27
4.1 損傷炉心冷却性実験 .....	27
4.1.1 デブリ粒子径の影響 .....	27
4.1.2 冷却水強性注入の効果 .....	28
4.1.3 ダウンカマーを通じた冷却水自然注入の効果 .....	30
4.2 フラッディング実験 .....	33
4.2.1 粒子径の影響 .....	33
4.2.2 ベッド高の影響 .....	34
4.2.3 層状ベッドのフラッディング .....	34
4.2.4 フラッディング理論に基づいたドライアウト熱流束解析モデルと実験 結果との比較 .....	35
5. 結論 .....	51
5.1 損傷炉心冷却性実験 .....	51
5.2 フラッディング実験 .....	51
5.3 今後の課題 .....	52
謝辞 .....	52
参考文献 .....	53
付録 TMI-2 事故における炉心損傷現象 .....	55

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Analytical Models and examples of analysis .....	3
2.1 Analytical models based on momentum conservation theory .....	4
2.2 Analytical models based on flooding phenomena .....	9
2.3 Analysis in the present study .....	10
3. Experiments .....	15
3.1 Degraded core coolability experiments .....	15
3.1.1 Experimental apparatus .....	15
3.1.2 Experimental method .....	15
3.1.3 Experimental conditions .....	17
3.2 Flooding experiments .....	18
3.2.1 Experimental apparatus .....	18
3.2.2 Experimental method .....	18
3.2.3 Experimental conditions .....	19
4. Results and Discussion .....	27
4.1 Degraded core coolability experiments .....	27
4.1.1 Effect of debris particle diameter .....	27
4.1.2 Effect of forced-fed coolant .....	28
4.1.3 Effect of gravity-fed coolant .....	30
4.2 Flooding experiments .....	33
4.2.1 Effect of particle diameter .....	33
4.2.2 Effect of bed height .....	34
4.2.3 Flooding in stratified bed .....	34
4.2.4 Analytical models based on flooding phenomena and comparison with measured dryout heat flux .....	35
5. Conclusions .....	51
5.1 Degraded core coolability experiments .....	51
5.2 Flooding experiments .....	51
5.3 Future work .....	52
Acknowledgment .....	52
References .....	53
Appendix    Core degradation phenomena in the TMI-2 accident .....	55

## 1. 序 論

軽水炉のシビアアクシデント時には、TMI-2事故のように炉心が露出し燃料集合体が損傷する可能性がある（付録参照）。シビアアクシデント時には溶融した炉心と冷却水との相互作用あるいは溶融には到っていないが高温になった炉心がクエンチすることにより、原子炉圧力容器内に損傷した炉心構成物の粒子層であるデブリベットが形成される。デブリベットからは崩壊熱が放出され続けるので、冷却可能な状態が保たれない場合はデブリベット内でドライアウト（Dryout）が発生し、デブリ粒子が再溶融する。<sup>1)</sup> この場合さらに冷却が不十分であると、事故が格納容器中へ拡大する事態を招くことも考えられる。したがって事故の拡大を防ぎ、事故を早期に収束させるためには、デブリベットを冷却するための冷却条件を明らかにしておく必要がある。Fig. 1にシビアアクシデント時に炉心部及び下部ヘッドに形成されると考えられるデブリベットの状態を示す。<sup>2)</sup> 炉心部についてはベット下部から冷却水が流入できる場合とできない場合を想定している。

デブリベットの冷却性はベット内のある場所でドライアウトが起こる時の熱流束、ドライアウト熱流束（Dryout heat flux）から判断できる。ドライアウト熱流束よりもデブリベットの発熱による熱流束が高い場合にはデブリベット内でドライアウトが発生し、水蒸気及び水素の混合雰囲気下に置かれるその領域は熱伝達が悪化しデブリが再溶融する。一方ドライアウト熱流束の方が高い場合は、放出される崩壊熱は自然対流あるいは沸騰熱伝達により除去され、事故は収束に向かう。

デブリベットのドライアウト熱流束は、デブリ粒子径、デブリベットの高さ、ポロシティー（Porosity：空隙率）、系内圧力、冷却水の供給状態等多くのパラメータに依存する。また、シビアアクシデント時に形成されるデブリベットの形状もあまり明らかではない。このような状況を考えると、より多くのパラメータに関して、できる限り広く実験データを取得することが重要である。

これまでに均一径粒子で構成されるデブリベットに関して数多くの実験が実施され、デブリ粒子径、デブリベット高さ等のドライアウト熱流束への依存性についてかなりの知見が蓄積された。<sup>3) 6) 9) 18) - 21)</sup> しかしながらこれらの実験は静水中のデブリベットに関するものが多く、デブリベットに冷却水が供給される状態を模擬した実験は少ない。特に、より現実的に冷却水の流動状態を考慮しているダウンカマーを介した自然循環についての実験はほとんど実施されていない。

そこで本実験では高周波誘導加熱で崩壊熱を模擬し、デブリベットのドライアウト挙動を明らかにする損傷炉心冷却性実験を実施し、デブリ粒子径、冷却水供給形態及び供給量をパラメータとしてドライアウト熱流束を測定しデブリベットの冷却性を評価した。特に冷却水供給形態では、静水状態の他にデブリベット下部から強制的に冷却水を供給する場合とダウンカマー（Downcomer）を通して自然循環で供給する場合について実験を行った。さらにフラッキング実験を実施し、粒子径、ベッドの高さ、ベッドの径及びベッドの層状化（Stratification）が対向二相流限界に及ぼす影響を明らかにした。



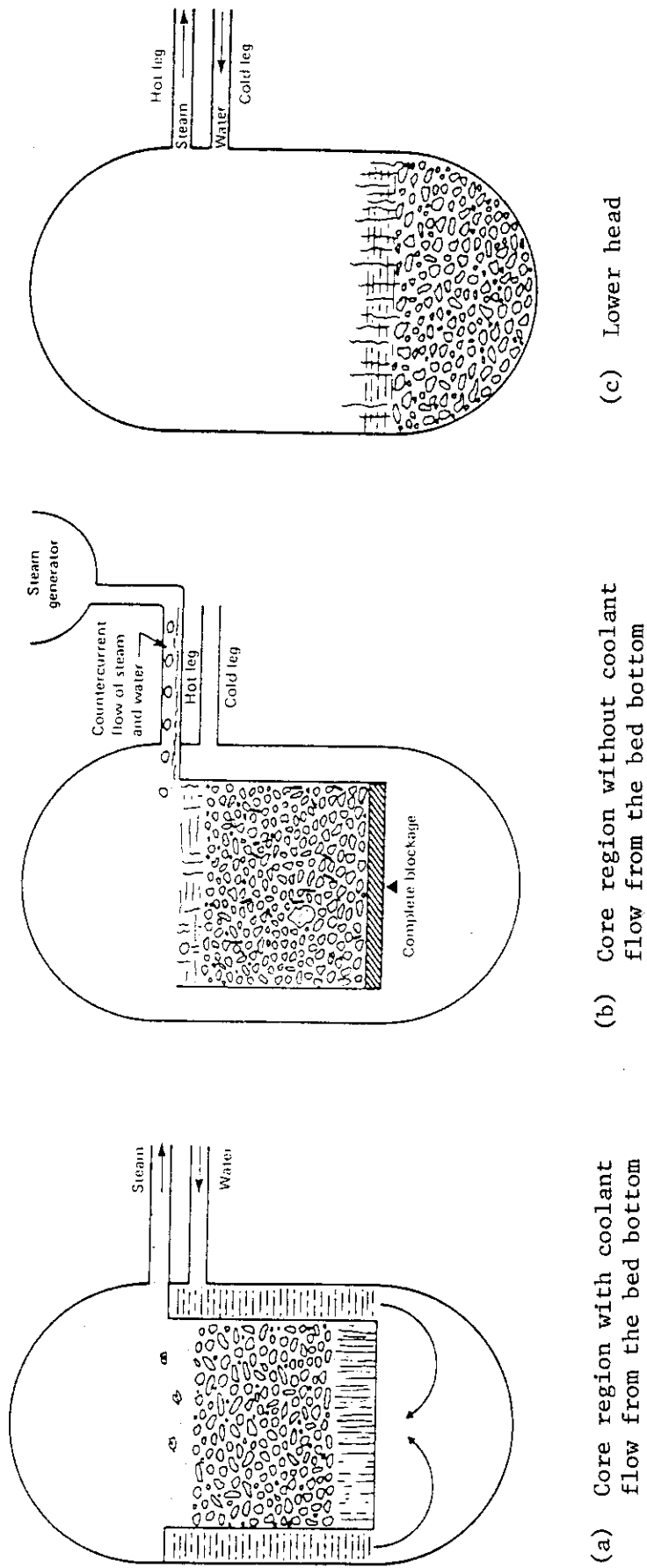


Fig. 1 Configuration of debris beds formed during severe accident<sup>1)</sup>

## 2. 解析モデル及び解析例

デブリベッドのドライアウト挙動はベッド内二相流流動状態に密接に関係している。静水状態及び冷却水がベッド上部から供給される場合は Fig. 2 に示すように冷却水と水蒸気は対向二相流 (Counter-current flow) となる。冷却水がベッド下部から供給される場合は 2 通りの状態が考えられる。1つはデブリベッドで発生する熱がベッド内に流入する冷却水のすべてを蒸発させるのに必要な熱量よりも大きい時で、流入冷却水がすべて蒸発する位置 (Stagnant location) より下部の並流二相流 (Co-current flow) 領域と上部の対向二相流領域とが存在する。この状態を Fig. 3 に示す。もう1つはデブリベッドの持つ熱量が冷却水のすべてを蒸発させることができない場合で、Fig. 4 に示すようにデブリベッド全高にわたり並流二相流となる。なお、Fig. 3 及び 4 に示されている单相流領域は、供給される冷却水がサブクール水 (Subcooled water) の時に限られる。

デブリベッドのドライアウト熱流束解析モデルはベッド内二相流流動状態に影響を及ぼす冷却水供給状態を踏まえて、これまでに数多く提案されている。これらのモデルは運動量保存則、フラッキング理論のどちらに基づいているかによって 2 つに大別することができる。

粒子層内の流体の運動量保存則から求まる圧力損失は、粒子径、ポロシティ、流体密度、流体粘性係数、重力加速度及び流体空塔速度 (Superficial velocity) をそれぞれ  $d$  (m),  $\epsilon$  (-),  $\rho$  (kg/m<sup>3</sup>),  $\mu$  (Pa·s),  $g$  (m/s<sup>2</sup>) 及び  $v$  (m/s) とすると、以下に示すような Ergun の式で表すことができる。<sup>4)</sup>

$$\frac{dP}{dZ} = \frac{\mu}{K} v + \frac{\rho}{\eta} v^2 + \rho g \quad (1)$$

上式の右辺第一項は層流項、第二項は乱流項、第三項は重力項である。K,  $\eta$  はそれぞれ以下に示す 2 式で定義される層流及び乱流に対する透過率 (Permeability) である。

$$K = \frac{d^2}{150} \cdot \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} \quad (2)$$

$$\eta = \frac{d}{1.75} \cdot \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)} \quad (3)$$

上記 3 式を二相流に応用して導いたモデルが運動量保存則に基づいたドライアウト熱流束解析モデルである。

一方フラッキング理論では、次式に示す無次元の液相流速,  $j_g^*$ , 及び気相流速,

$j_{\ell}^*$ , の関係を応用している。<sup>5)</sup>

$$j_g^{*n} + m j_{\ell}^{*n} = C \quad (4)$$

$n$ ,  $m$ 及び $C$ は実験的に得られる定数, 添字 $g$ ,  $\ell$ はそれぞれ気相, 液相を示す。ここで,

$$j_i^* = j_i \left[ \frac{\rho_i}{gD\Delta\rho} \right]^{1/2}, \quad i = g, \ell \quad (5)$$

$j_i$  及び $\Delta\rho$ はそれぞれ流体空塔速度 ( $m/s$ ), 液相と気相の密度差 ( $kg/m^3$ ) である。 $D$ は水力直径 (Hydraulic diameter)で, 粒子径とポロシティを用いた次式で表される。

$$D = \frac{\epsilon d}{6(1-\epsilon)} \quad (6)$$

従来のドライアウト熱流束解析モデルは用いられる仮定などにより多少の違いはあるが, 基本的には(1)あるいは(4)式とエネルギー, 質量の両保存則から導かれている。

## 2.1 運動量保存則に基づいた解析モデル

運動量保存則に基づく解析モデルは, 次のようなステップで開発されてきた。

- (1) 液相に関する層流抵抗のみを考慮したモデル。
- (2) 液相, 気相に関して層流抵抗を考慮したモデル。
- (3) (2)に毛管力 (Capillary force) を適応したモデル。
- (4) (3)に液相, 気相に関する乱流抵抗を加えたモデル。

ただし, 重力の効果 (水頭) はすべてのモデルに含まれている。

DhirとCatton<sup>6)</sup>は下降する液相に関する層流抵抗のみを考慮し, さらに上昇する気相に関しては摩擦損失が無視され得ると仮定し, 運動量保存則及びエネルギー保存則をそれぞれ次式のように表した。

$$v_{\ell} = \frac{K}{\mu_{\ell}} (\rho_{\ell} - \rho_v) d^2 \quad (7)$$

$$q_{DR} = \rho_{\ell} v_{\ell} h_{\ell v} \quad (8)$$

ここで,  $q_{DR}$ はドライアウト熱流束 ( $W/m^2$ ),  $h_{\ell v}$ は蒸発潜熱 ( $J/kg$ )を示す。上記2式から実験的に求められる定数 ( $C = 0.0177$ )を含むドライアウト熱流束解析モデルが得られる。

$$q_{DR} = C \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} \frac{g(\rho_l - \rho_g) \rho_l h_{lv}}{\mu} d^2 \quad (9)$$

Hardee と Nilson<sup>7)</sup> は質量、エネルギー保存則及び液相、気相に関する層流抵抗のみを考慮した運動量保存則をそれぞれ次式のように表した。

$$s \rho_l v_l = (1-s) \rho_g v_g \quad (10)$$

$$s \rho_l v_l C_{pl}(T_B - T_C) + (1-s) \rho_g v_g h_{lv} = Q Z_B \quad (11)$$

$$v_l = \frac{K}{\mu} \left( \rho_l g - \frac{dP}{dZ} \right) \quad (12)$$

$$v_g = \frac{K}{\mu_g} \left( \frac{dP}{dZ} - \rho_g g \right) \quad (13)$$

(10) から (13) 式を用いてドライアウト熱流束解析モデルを次のように導いた。

$$Q = \frac{s [C_{pl}(T_B - T_C) + h_{lv}] g K \rho_l}{Z_B \left( \nu_l + \frac{s}{1-s} \nu_g \right)} \quad (14)$$

ここで、 $s$ 、 $C_{pl}$ 、 $T_B$ 、 $T_C$ 、 $Q$ 、 $Z_B$  及び  $\nu$  はそれぞれ Saturation (デブリベッド内の液相の占める体積割合)、冷却水の比熱 ( $J/kg \cdot K$ )、ベッド底部の温度 ( $^{\circ}C$ )、ベッド頂部の温度 ( $^{\circ}C$ )、出力密度 ( $W/m^2$ )、ベッドの高さ (m) 及び動粘性係数 ( $m^2/s$ ) を示す。ドライアウト熱流束は (14) 式に  $Q$  を最大にするような  $s$  を代入し、 $T_B = T_{boiling}$  と置くことによって得られる。即ち、

$$q_{DR} = \frac{K g h_{lv} \rho_l}{Z_B \nu_v} \frac{[1 + C_{pl}(T_{boiling} - T_C)/h_{lv}]}{[1 + (\nu_l/\nu_v)^{1/2}]^2} \quad (15)$$

Shires と Stevens<sup>8)</sup> は、Hardee と Nilson のモデルに毛管力の効果を導入した。これはドライアウト熱流束解析モデルの開発上極めて重要な進展である。何故なら、毛管力の大きさは、デブリベッドの形状によっては重力の効果よりもはるかに重要となるからである。この解析モデルを以下に示す。

$$q_{DR} = \frac{C \rho_l g d^2 \epsilon^3 \rho_g h_{lv}}{180 (1-\epsilon)^2 \mu_g} \left[ 1 + \frac{4.29 \sigma (1-\epsilon)}{\epsilon d \rho_l g Z_B} \right] \quad (16)$$

ここで、 $\sigma$  は表面張力 ( $N/m$ )、 $C$  及び 4.29 は実験から得られる定数である。 $C$  の値として 0.211 を用いると Trenberth と Stevens<sup>9)</sup> の実験データと良く一致する。

Lipinski<sup>10)</sup> は、Hardee と Nilson、Shires と Stevens のモデルを拡張し、

気相、液相に関して乱流抵抗の効果を加え、解析モデルを発展させた。また、充填層内二相流の圧力損失を予測する場合に用いられる比透過率 (Relative permeability) という概念を導入した。このモデルは0次元モデルと呼ばれ、以下に示す気相、液相に関する運動量保存則、エネルギー保存則、質量保存則及び毛管力に関する方程式から導くことができる。

$$\frac{1.75 (1-\varepsilon) \rho_g v_g^2}{d \varepsilon^2 (1-s)^3} + \frac{150 (1-\varepsilon)^2 \mu_g v_g}{d^2 \varepsilon^3 (1-s)^3} + \frac{\Delta P_g}{Z_B} + \rho_g g = 0 \quad (17)$$

$$\frac{1.75 (1-\varepsilon) \rho_l v_l |v_l|}{d \varepsilon^3 s^3} + \frac{150 (1-\varepsilon)^2 \mu_l v_l}{d^2 \varepsilon^3 s^3} + \frac{\Delta P_l}{Z_B} + \rho_l g = 0 \quad (18)$$

$$\rho_g v_g h_{lv} = Q Z_B = q \quad (19)$$

$$\rho_g v_g + \rho_l v_l = w \quad (20)$$

$$\Delta P_g - \Delta P_l = \frac{6 \sigma (1-\varepsilon) \cos \theta}{\varepsilon d} \quad (21)$$

(18) から (21) 式を用いて、0次元モデルは、

$$\begin{aligned} & \frac{1.75 (1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 d h_{lv}^2} \left[ \frac{1}{\rho_g (1-s)^3} + \frac{1}{\rho_l s^3} \right] q_{DR}^2 \\ & + \frac{150 (1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3 d^2 h_{lv}} \left[ \frac{\mu_g}{\rho_g (1-s)^3} + \frac{\mu_l}{\rho_l s^3} \right] q_{DR} \\ & + \frac{(1-\varepsilon) w}{\varepsilon^3 d \rho_l s^3} \left[ 1.75 w - \frac{3.5}{h_{lv}} q_{DR} - \frac{150 (1-\varepsilon) \mu_l}{d} \right] \\ & = \frac{6 \cos \theta \sigma (1-\varepsilon)}{\varepsilon d Z_B} + (\rho_l - \rho_g) g \end{aligned} \quad (22)$$

で与えられる。ここで、 $w$ 、 $\theta$  はデブリベッド下部から供給される冷却水の質量流束 (Mass flux,  $\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ )、接触角 ( $^\circ$ ) である。0次元モデルはこれまで述べてきたモデルと異なり、静水中のデブリベッドのドライアウト熱流束ばかりでなく、デブリベッド底部から上向きに冷却水が供給される場合にも適応可能である。ドライアウト熱流束は、デブリベッド内の液相の占める体積割合である Saturation,  $s$  の変化に関して熱流束を最大にすることによって求めることができる。

更に、Lipinski<sup>11)</sup> は、デブリベッド内の二相流挙動がベッドの高さ方向によって異なることを考慮して0次元モデルを1次元モデルに発展させた。このモデルは集大成的なモデルであり、多くの実験データと比較され、他のモデルに比べてかなり良い一致を示し

ている。基本的には、他のモデル同様分離流モデル (Separated flow model) であり、以下に示す気相、液相に関する運動量保存則、エネルギー保存則、質量保存則及び毛管力の効果に関する方程式を組み合わせたものである。

$$\frac{1.75 (1-\epsilon) \rho_g v_g |v_g|}{d \epsilon^3 K_g} + \frac{150 (1-\epsilon)^2 \mu_g v_g}{d^2 \epsilon^3 \eta_g} + \frac{dP_g}{dZ} + \rho_g g = 0 \quad (23)$$

$$\frac{1.75 (1-\epsilon) \rho_l v_l |v_l|}{d \epsilon^3 K_l} + \frac{150 (1-\epsilon)^2 \mu_l v_l}{d^2 \epsilon^3 \eta_l} + \frac{dP_l}{dZ} + \rho_l g = 0 \quad (24)$$

$$\rho_g v_g h_{lv} = \int Q dZ = q \quad (25)$$

$$\rho_g v_g + \rho_l v_l = w \quad (26)$$

$$P_g - P_l = \frac{\sqrt{150} \sigma (1-\epsilon) \cos \theta J}{\epsilon d} \quad (27)$$

(27) 式中の J は準経験的な関数で、Leverett 関数 (Leverett function) と呼ばれる。<sup>11)</sup> Fig. 5 に典型的な Leverett 関数と Saturation の関係を示す。<sup>11)</sup> Leverett 関数は、次式で表すことができる。<sup>11)</sup>

$$J = \frac{(s-1-1)^{0.175}}{\sqrt{5}} \quad (28)$$

(23), (24) 式に含まれている  $K_g$ ,  $K_l$ ,  $\eta_g$  及び  $\eta_l$  は 0 次元モデルでも用いられている比透過率で、Saturation の関数として次式のように表すことができる。<sup>11)</sup>

$$K_g = (1-s)^3 \quad (29)$$

$$K_l = s^3 \quad (30)$$

$$\eta_g = (1-s)^3 \quad (31)$$

$$\eta_l = s^3 \quad (32)$$

(23) から (32) 式を組み合わせると次に示す 1 次モデルが得られる。

$$\begin{aligned} & -\frac{\sqrt{150} \cos \theta \sigma (1-\epsilon)}{\epsilon d} \frac{dJ}{ds} \frac{ds}{dZ} - \sqrt{150} \cos \theta \sigma J \frac{d}{dZ} \left( \frac{1-\epsilon}{\epsilon d} \right) + (\rho_l - \rho_g) g \\ & = \frac{1.75 (1-\epsilon) q}{\epsilon^3 d h_{lv}^2} \left[ \frac{1}{\rho_g (1-s)^3} \pm \frac{1}{\rho_l s^3} \right] \\ & + \frac{150 (1-\epsilon)^2 q}{\epsilon^3 d^2 h_{lv}} \left[ \frac{\mu_g}{\rho_g (1-s)^3} + \frac{\mu_l}{\rho_l s^3} \right] \end{aligned}$$

$$+ \frac{(1-\varepsilon)w}{\varepsilon^3 d \rho_\ell s^3} \pm \left[ 1.75 w \mp \frac{3.5 q}{h_{\ell v}} - \frac{150 (1-\varepsilon) \mu_\ell}{d} \right]$$

for  $q \gtrless wh_{\ell v}$  (33)

ドライアウト熱流束はデブリベッドの上部に形成されるチャンネル (Channel) によっても影響される。チャンネルが形成された場合、充填領域 (Packed zone) の頂上、つまりチャンネル領域 (Channeled zone) 底部の Saturation は次式で示される。<sup>11)</sup>

$$\frac{(1-\varepsilon) q_0}{\varepsilon^3 d \rho_g g h_{\ell v} (1-s)^3} \left[ \frac{1.75 q_0}{h_{\ell v}} + \frac{150 (1-\varepsilon) \mu_g}{d} \right]$$

$$= \rho_p (1-\varepsilon) + \rho_\ell \varepsilon$$
 (34)

ここで、 $q_0$  はチャンネル領域底部の熱流束 ( $W/m^2$ ) である。また、チャンネルの長さ、 $L_0$  (m) は次式により計算できる。<sup>11)</sup>

$$L_0 = \frac{\sqrt{150 \cos \theta \sigma J}}{\varepsilon d (\rho_p - \rho_\ell) g}$$
 (35)

上記2式は、1次元モデルの境界条件として用いられる。

1次元モデルはある特定のデブリベッドに対して用いる場合は簡略化でき、計算が容易になる。デブリベッド底部から冷却水が供給されない場合は、 $w=0$  となり (33) 式の右辺第三項が消去される。また、粒子径が大きいかあるいはデブリベッドが高く、毛管力が重力に比較して無視し得るほど小さい場合は左辺第一項及び第二項を消去できる。このとき1次元モデルは次式のように表される。

$$\frac{1.75 (1-\varepsilon) Q^2 Z^2}{\varepsilon^3 d h_{\ell v}^2} \left[ \frac{1}{\rho_g (1-s)^3} + \frac{1}{\rho_\ell s^3} \right]$$

$$+ \frac{150 (1-\varepsilon)^2 Q Z}{\varepsilon^3 d^2 h_{\ell v}} \left[ \frac{\mu_g}{\rho_g (1-s)^3} + \frac{\mu_\ell}{\rho_\ell s^3} \right]$$

$$= (\rho_\ell - \rho_g) g$$
 (36)

デブリベッドが高い場合は、デブリベッド上部に形成されるチャンネルの影響も無視することが可能である。したがって (34)、(35) 式を考える必要はない。

(36) 式を用いることができるのは、静水中あるいはベッド上部から冷却水が供給される高いデブリベッド (Deep debris bed) に限られるが、解き方は (33) 式に比べると非常に容易で、0次元モデルと同様に、Saturation の変化に関して最大となる熱流束

がドライアウト熱流束となる。

これまで述べた解析モデルを用いた場合の、ドライアウト熱流束のデブリ粒子径、デブリベッド高さへの依存性をそれぞれ Fig. 6 及び 7 に示す。粒子径の影響に関しては、Lipinski の 0 次元及び 1 次元モデルでは 1 mm を境にして傾向が変わっている。この理由は Lipinski のモデルには乱流抵抗の効果が含まれているためである。Shires と Stevens, 及び Lipinski のモデルでは毛管力を考慮しているので粒子径が小さい範囲で上に開いた曲線を示している。デブリベッドの高さの影響に関しては、Dhir と Catton, Hardee と Nilson のモデルには高さ依存性はないが、毛管力の効果を考慮している他のモデルではドライアウト熱流束がベッド高さに依存することがわかる。さらに、ベッドが高くなるほど高さへの依存性は小さくなる。

## 2.2 フラッピング理論に基づいた解析モデル

フラッピングとは、垂直管内面にそって液膜を流下させ、中心部に気相を上向きに流す対向二相流で、上向き気相流がある値に達すると、液の一部が上昇を開始する現象を言う。<sup>12)</sup> この現象を粒子層に応用したものがフラッピング理論に基づいた解析モデルである。

フラッピング理論に基づいたドライアウト熱流束解析モデルは、(2)、(3) 及び (4) 式で示されるフラッピング相関式、質量保存則及びエネルギー保存則を組み合わせることにより、以下に示すような形式で表現できる。

$$q_{DR} = C^{1/n} h_{\ell} v \frac{\left[ \frac{\epsilon^3 d}{6(1-\epsilon)} g \Delta \rho \rho_{\ell} \right]^{1/2}}{\left[ \left( \frac{\rho_{\ell}}{\rho_g} \right)^{n/2} + m \right]^{1/n}} \quad (37)$$

Ostensen と Lipinski<sup>13)</sup>, Marshall と Dhir<sup>14)</sup> 及び Schrock ら<sup>15)</sup> のモデルに関して、定数  $n$ ,  $m$  及び  $C$  を Table 1 にまとめる。

上に述べた 3 つの解析モデル以外に、Sowa ら<sup>16)</sup> 及び Theofanous と Saito<sup>17)</sup> のモデルがある。Sowa らによるフラッピング理論に基づいたモデルは、運動量保存則に基づいたモデルも含めて、一番最初に提案されたドライアウト熱流束解析モデルであり、次式で示される。

$$q_{DR} = 0.463 h_{\ell} v \left[ \frac{\rho_g \rho_{\ell} g d \epsilon^3 f}{(1-\epsilon)} \right]^{1/2} \left( \frac{\mu_w}{\mu_{\ell}} \right)^{0.1} \quad (38)$$

ここで  $\mu_w$  は大気圧における飽和水の粘性係数 ( $\text{Pa} \cdot \text{s}$ ) である。 $f$  は液相と気相の密度比の関数で、フィッティングで求めることができる。

$$f = 0.03 \left( \rho_{\ell} / \rho_g \right)^{1/4} \quad (39)$$



Theofanous と Saito は Sowa らのモデルと同様に  $f$  をフィッティングで求め、次のモデルを導いた。

$$q_{DR} = 0.071 h_{\ell v} \left[ \frac{\rho_g \rho_{\ell} g d \varepsilon^3}{(1-\varepsilon) (\rho_g / \rho_{\ell})^{1/4}} \right]^{1/2} \left( \frac{\mu_w}{\mu_{\ell}} \right)^{0.1} \quad (40)$$

フラッディング理論に基づく解析モデルは、静水中あるいはベッド上部から冷却水が供給されるデブリベッドで、しかもデブリ粒子径が 1mm 以上でなければ適応することができない。デブリ粒子径が 1mm 以下の場合には、フラッディング現象そのものが起こりにくい、つまり冷却水と蒸気が別々の経路をとると考えられる。

Ostensen と Lipinski, Marshall と Dhir 及び Schrock のモデルに対して、ドライアウト熱流束のデブリ粒子径への依存性を Fig. 8 に示す。(37) 式に示されているように 3 モデルとも  $d^{1/2}$  に比例するので、傾きは同じである。用いている定数の違いにより各粒子径に対するドライアウト熱流束の値が異なるだけである。なお、フラッディングに基づいた解析モデルではドライアウト熱流束のベッド高さへの依存性は考慮できない。

### 2.3 本実験における解析

詳しいことは結果及び考察の章で述べることにして、ここでは概要を説明するに留めておく。まず損傷炉心冷却性実験では、毛管力もベッド上部に形成されるチャンネルの影響も無視し得るような高いデブリベッド (Deep debris bed) を用いたので、静水中でデブリ粒子径の影響を明らかにするために実施した実験に関しては、(36) 式を、デブリベッド下部から冷却水を供給する場合は、(33) 式から毛管力の項 (左辺第一項及び第二項) を消去したモデルを用いた。ダウンカマーからの自然循環実験では、まずダウンカマー内の水頭とデブリベッド内二相流の圧力損失が等しくなるような冷却水流量を求め、その流量に基づいてドライアウト熱流束を計算した。

フラッディング実験では、(4) 式中に含まれる定数  $n$ ,  $m$  及び  $C$  を実験的に求め、粒子径、ベッド高さ、ベッドの層状化及びベッド径の影響を調べた。得られたフラッディング相関式を用いてドライアウト熱流束解析モデルを導き、損傷炉心冷却性実験のデータと比較した。

Table 1 Constants in the analytical model based on flooding phenomena

	$n$	$m$	$C$
Ostensen and Lipinski	1/2	1	0.775
Marshall and Dhir	1/2	1	0.875
Schrock et al.	0.38	0.95	1.075

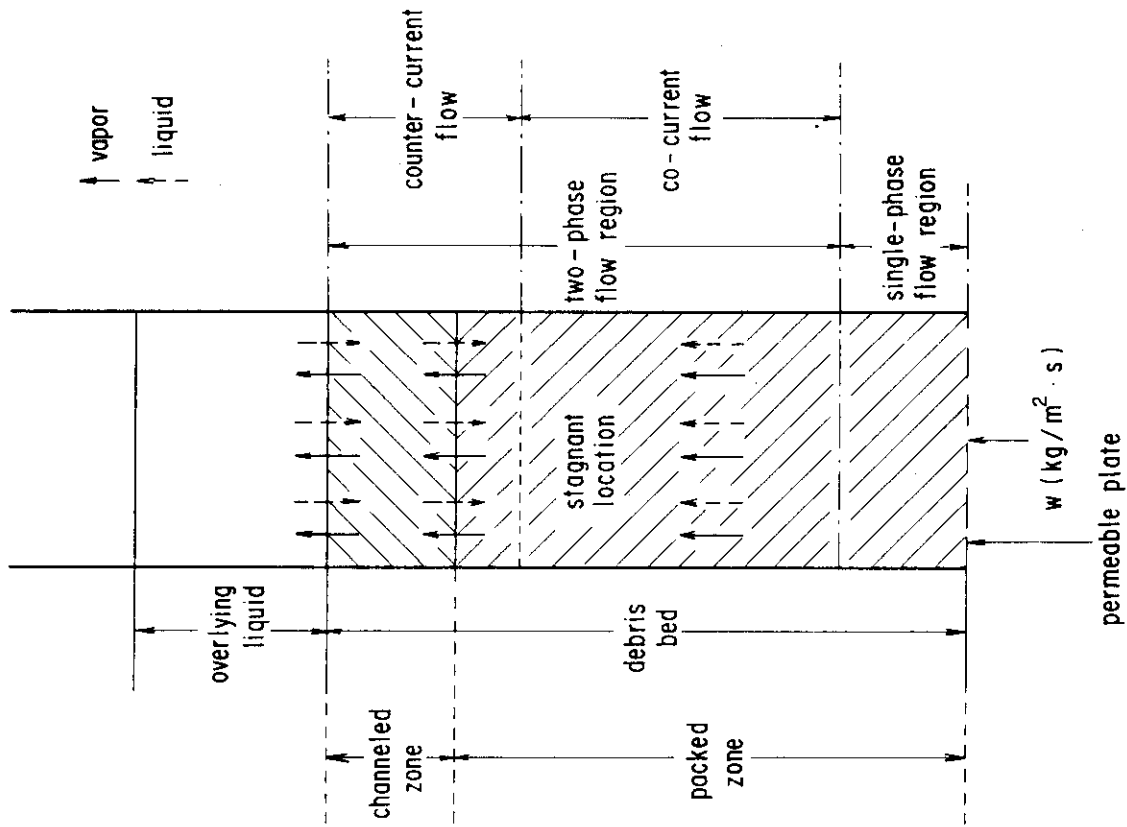


Fig. 3 Two-phase flow characteristic in debris bed for bottom-fed coolant flow condition ( $q < w \cdot h / v$ )

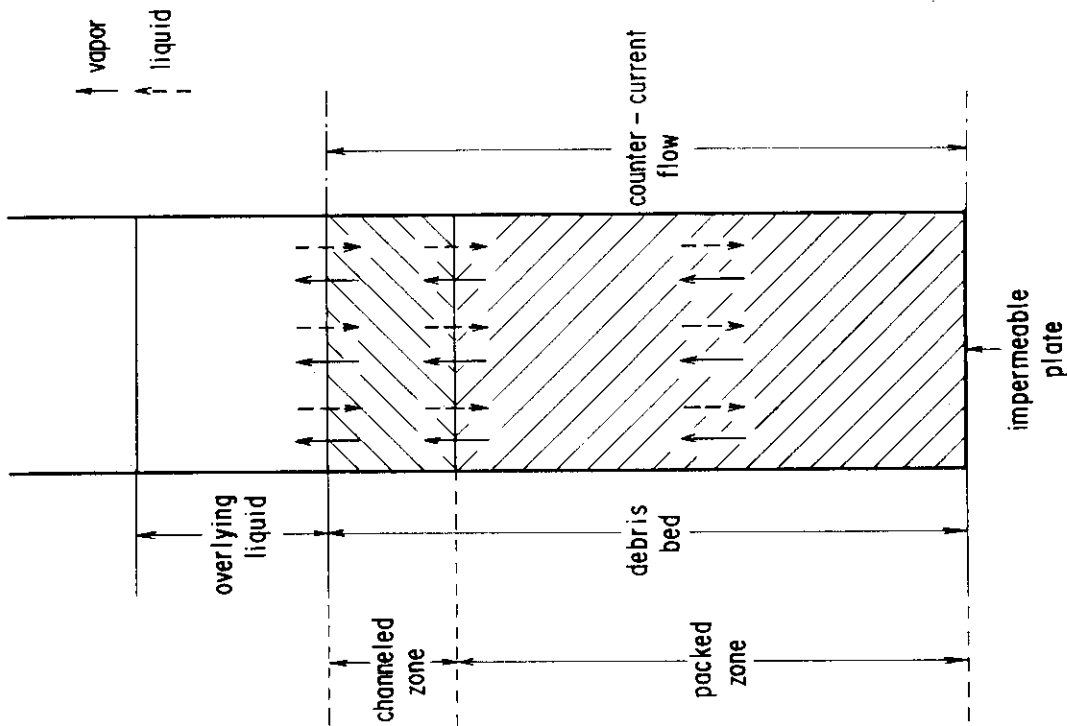


Fig. 2 Two-phase flow characteristic in debris bed for stagnant or top-fed coolant flow condition

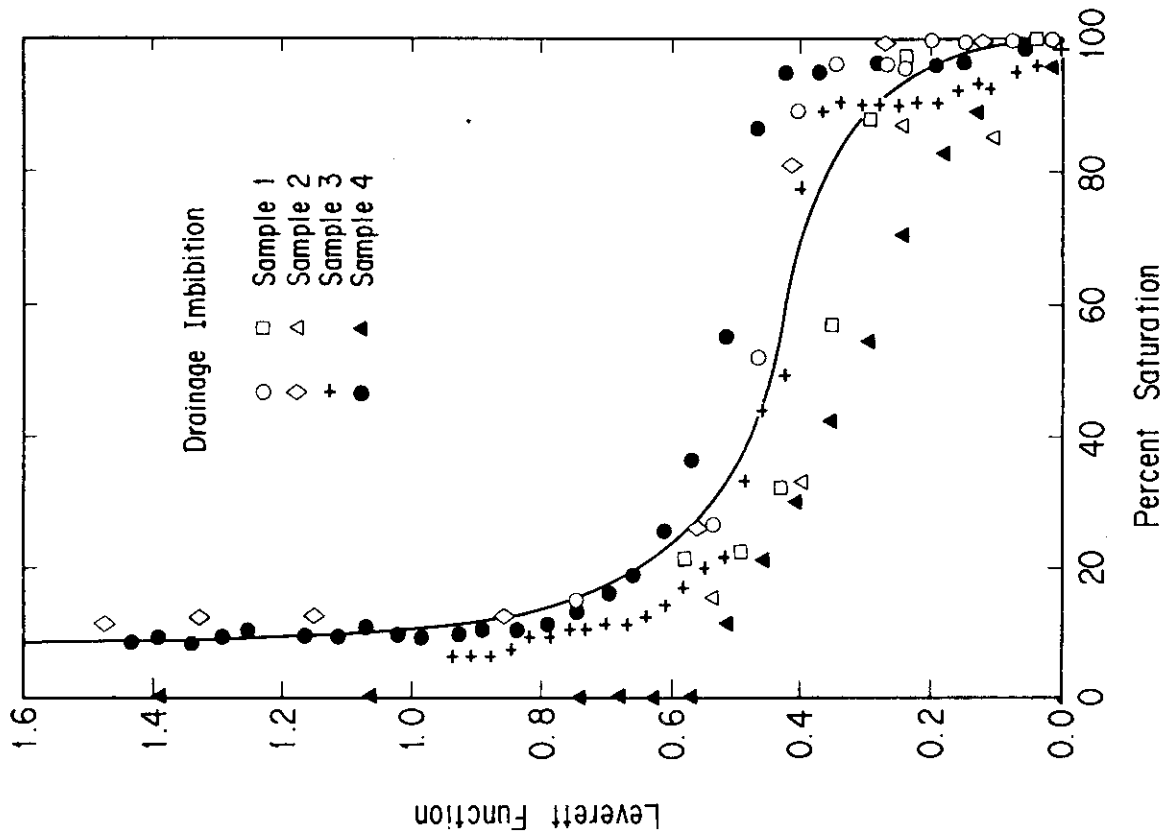


Fig. 5 Typical examples of some Leverett functions<sup>11)</sup>

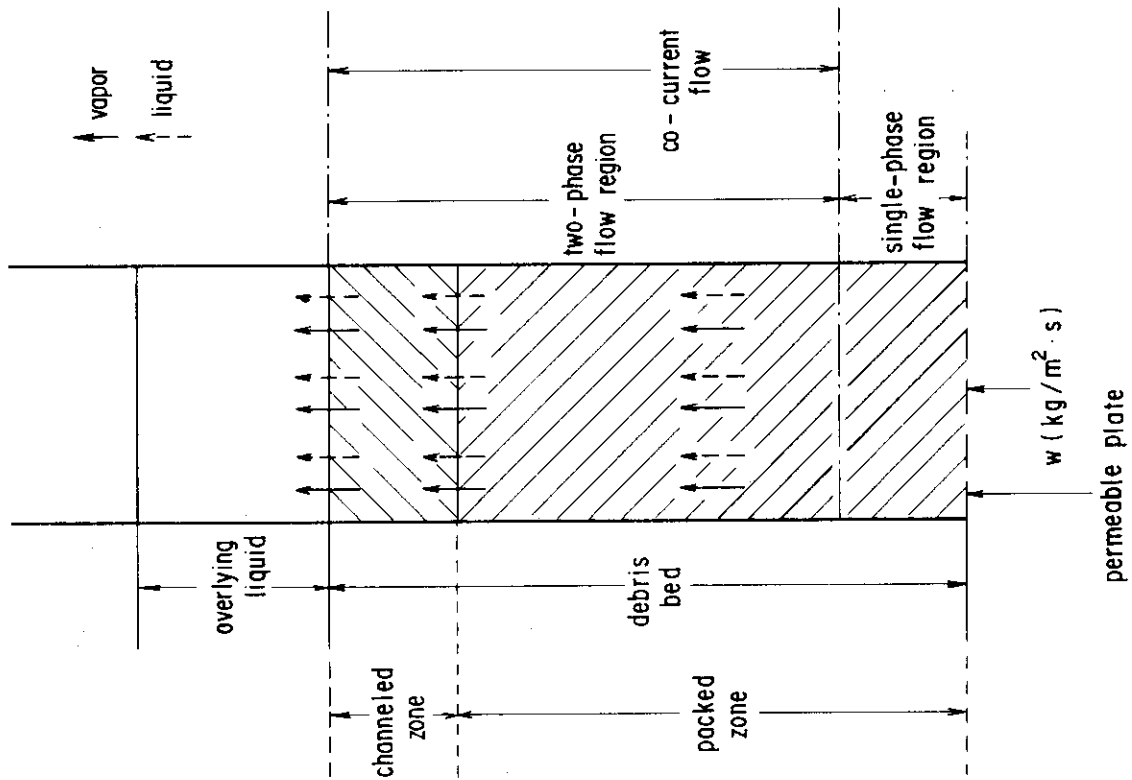


Fig. 4 Two-phase flow characteristic in debris bed for bottom-fed coolant flow condition ( $q < w \cdot h \rho_v$ )

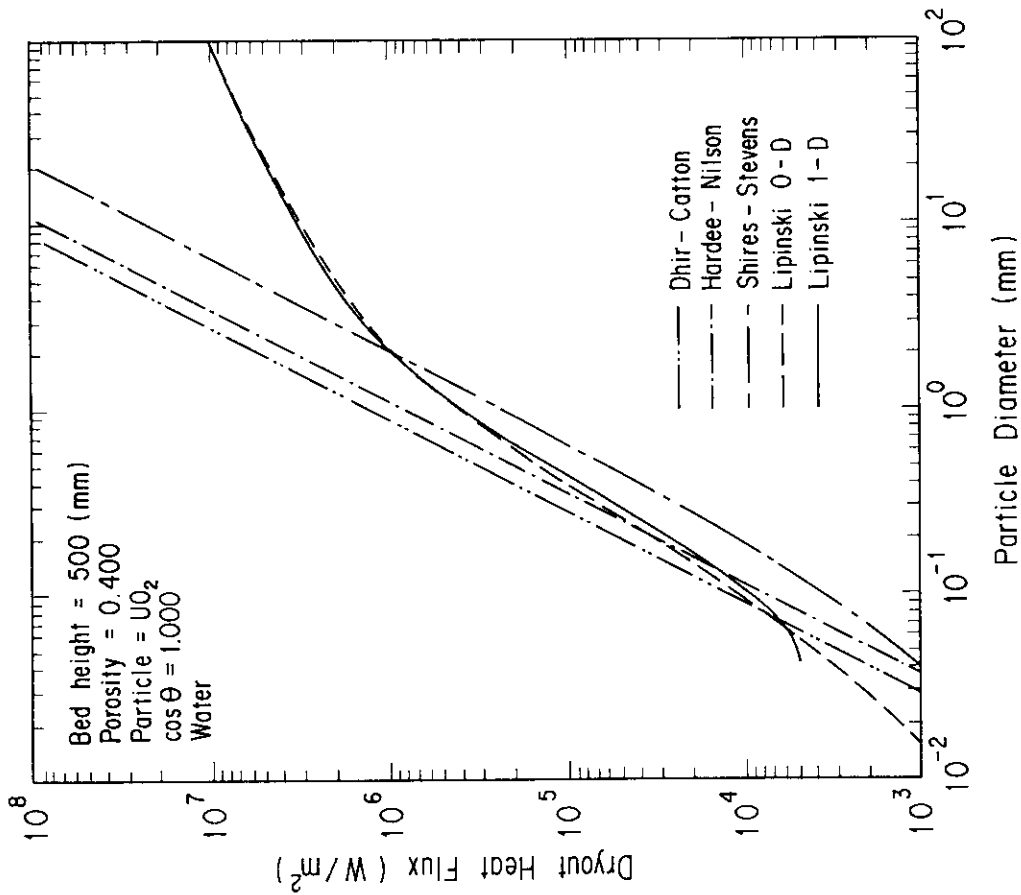


Fig. 6 Influence of dryout heat flux on particle diameter for various analytical models based on momentum conservation law<sup>11)</sup>

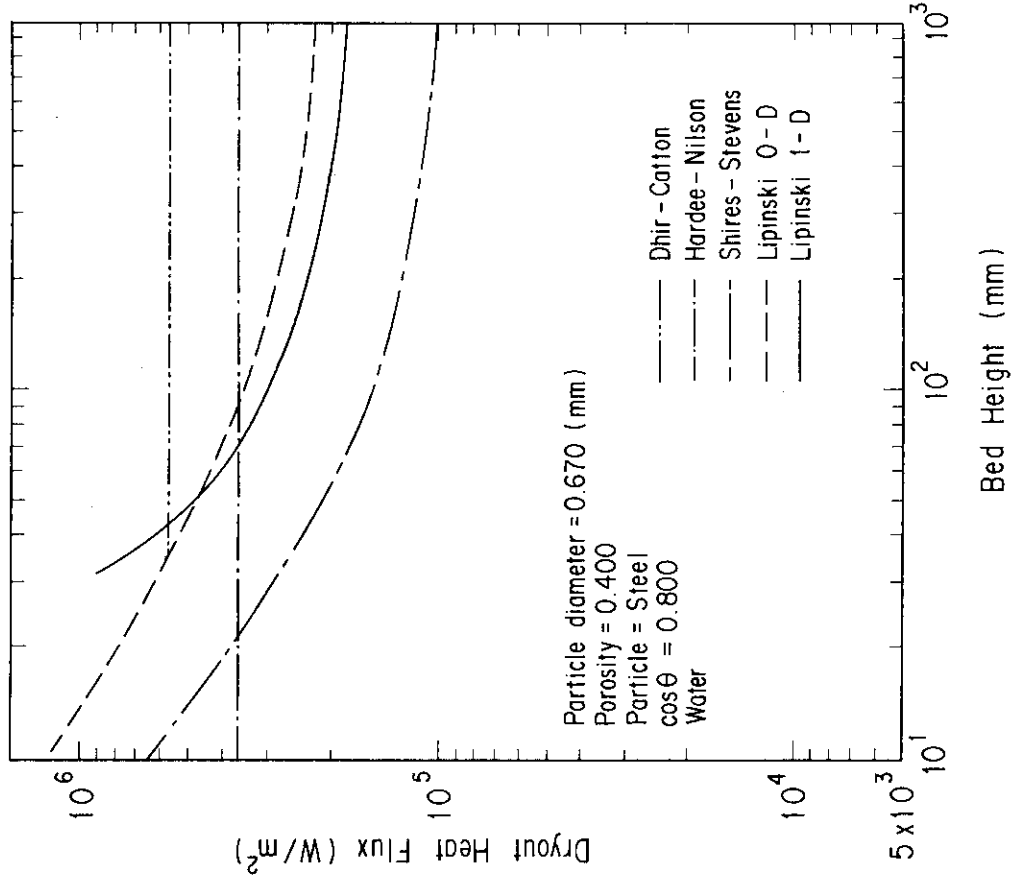


Fig. 7 Influence of dryout heat flux on bed height for various analytical models based on momentum conservation law<sup>11)</sup>

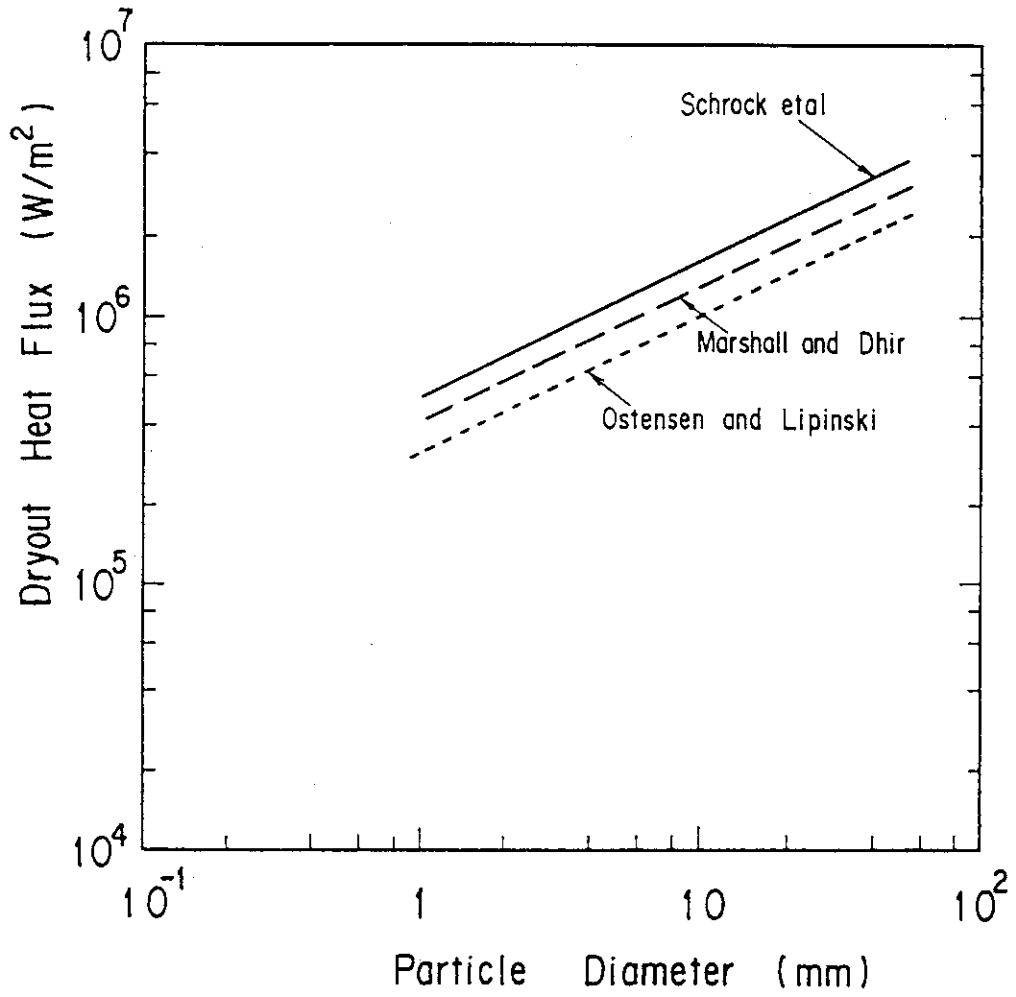


Fig. 8 Dependence of dryout heat flux on particle diameter for analytical models based on flooding theory<sup>15)</sup>

## 3. 実 験

### 3.1 損傷炉心冷却性実験

#### 3.1.1 実験装置

損傷炉心冷却性実験装置の全体構成概略図を Fig. 9 に示す。本装置はテスト部、加熱部、ループ部及び計測部から構成される。テスト部はデブリベッドを模擬し、多数の計測系が設けられている。ループ部は容量 200ℓ の貯水タンクを含み、ポンプによってテスト部に水を供給する。ポンプによる強制循環の他に自然循環状態も模擬できるように実験ループにはダウンカマーが接続されている。Fig. 10 にテスト部にダウンカマーを接続した概略図を示す。加熱部はテスト部を誘導加熱する高周波誘導加熱装置とそれを冷却するための水循環系から成る。計測部はテスト部で測定されるデータの収録を行う。

テスト部は二重のガラス管を支持構造物で固定し、その上下に上部ヘッダー及び下部ヘッダーがフランジで接続されている構造になっている。二重ガラス管は断熱と、万一内側のガラス管が破損した場合にその破片の飛散を防止する役目を持っている。デブリベッド径の影響を調べるためにデブリベッドの外径が 50 mm 及び 200 mm になるような二つのテスト部を準備している。デブリベッドは、テスト部ガラス管内に炭素鋼製の鋼球を充填することによって模擬する。テスト部内にはデブリベッドの温度を測定するために 20 本の外径 0.5 mm のステンレスシースクロメル-アルメル型熱電対が装着されている。Fig. 11 に熱電対の配置状態図を示す。熱電対の信号はペンレコーダーとデータロガーにリアルタイムで記録される。

ループ部は貯水タンク、循環ポンプ、配管及びダウンカマーから構成されている。貯水タンク内の水は合計 7.5 kW のヒーターによって加熱でき、温度コントローラーによる温度制御が可能である。循環水量は調節弁で調節し、浮き子式流量計で測定する。さらにループ内の弁の組み合わせによってテスト部への注水モードを、テスト部下部からの強制循環モード、上部からの注水モード及びダウンカマーを通す自然循環モードに変更することができる。

加熱部は高周波誘導加熱装置、ワークコイル及び冷却系から成る。高周波誘導加熱装置の最大出力及び周波数はそれぞれ 50 kW, 100 から 150 kHz である。

#### 3.1.2 実験方法

##### (1) 実験手順

損傷炉心冷却性実験では冷却水流動状態によって、静水、テスト部下部からの強制循環及びダウンカマーを通す自然循環の 3 通りの実験を実施した。以下にそれぞれの実験手順を説明する。

##### 1) 静水状態

- ① 鋼球をテスト部内に500mmの高さに充填する。
- ② 貯水タンクに給水し、冷却水の加熱を開始する。タンク内の水温が均一になるよう時々水を循環させる。
- ③ タンク内の水温が60℃程度になったらループ部の弁を強制循環モードに設定し冷却水をテスト部に供給する。
- ④ タンク内の水温が実験設定温度に達したらテスト部に給水しテスト部の入口にある弁を閉じる。
- ⑤ 差圧伝送器の準備をする。
- ⑥ 高周波誘導加熱装置のスイッチを入れ、段階的にしかもゆっくりと出力を上げる。この際同一出力で少なくとも1分は保持させる。
- ⑦ ペンレコーダーの支持温度を観測し、飽和温度に保たれているデブリベッド内温度が、急激に上昇した時をドライアウトの発生とみなし、高周波誘導加熱装置のスイッチを切る。
- ⑧ ドライアウトが起こった時の高周波誘導加熱装置の出力調整ダイヤルの数字に合わせ、出力の校正を行う。

## 2) 冷却水のテスト部下部への強制循環

- ①から③までは静水状態と同じ。
- ④タンク内の水温が実験設定温度に達したらポンプで冷却水を循環させる。
- ⑤テスト部内の水温が定常状態になったら一旦ポンプを止めて差圧伝送器の準備をする。
- ⑥冷却水の流量を所定の値に合わせて循環させる。
- ⑦静水状態の⑥と同じ。
- ⑧静水状態の⑦と同じ。
- ⑨静水状態の⑧と同じ。
- ⑩流量を変えて④から⑨を繰り返す。

この実験ではダウンカマーを通した強制循環に関してもその影響を調べた。この場合は③の段階で冷却水がダウンカマーを通過してからテスト部に供給されるように弁の調整を行う。

## 3) ダウンカマーを通した自然循環

- ①, ②は静水状態と同じ。
- ③タンク内の水温が60℃程度になったらダウンカマー注水モードに弁を調節し、冷却水を循環させる。
- ④タンク内の水温が実験設定温度に達したら弁を同じ状態にしたまま冷却水を循環させテスト部内の水温をタンク内の水温と同じくらいにする。
- ⑤強制循環の⑤と同じ。
- ⑥ダウンカマーの高さを所定の位置に合わせる。
- ⑦流量は必ずダウンカマーからオーバーフローするようにし、水頭を一定に保つ。
- ⑧静水状態の⑥と同じ。

⑨ 静水状態の⑦と同じ。

⑩ 静水状態の⑧と同じ。

⑪ ダウンカマーの位置を変えて④から⑩を繰り返す。

## (2) 出力の校正

高周波誘導加熱装置では、その効率が負荷の状態に依存するので、装置の出力を以てデブリベッドに加わるエネルギーとすることはできない。したがってドライアウト熱流束を求めるにはドライアウト発生時の装置の出力を校正する必要がある。その方法としては、

① サブクールのある静水中にデブリベッドを浸して、これを加熱しその温度上昇速度と全体の熱容量から求める方法、

② サブクールのある水をテスト部下部から強制注入し、その流量とデブリベッド内の温度分布から求める方法がある。

①の方法ではデブリベッドに加わる熱量を次式から計算する。

$$Q_{\text{input}} = [\varepsilon \rho_{\ell} C_{p\ell} + (1 - \varepsilon) \rho_p C_{pp}] \frac{dT}{dt} \quad (41)$$

ここで、 $\rho_p$  及び  $C_{pp}$  は鋼球の密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )、鋼球の比熱 ( $\text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}$ ) である。この方法は②に比べると誤差が小さいと考えられるが、高出力の校正には用いることができない。高周波誘導加熱装置の性能上、出力が定常状態に達するのに数秒の時間が必要であるので、高出力に対して用いる場合は、飽和温度に達した時、まだ定常状態になっていない場合がある。

②の場合は次式から校正する。

$$Q_{\text{input}} = \frac{\rho_{\ell} V_{\ell} C_{p\ell} \Delta T}{Z_B} \quad (42)$$

この方法は広範囲の出力に関して適応することができるが、流入水量に依存するため、流量を一定に保つことと流量計の正確な校正が必要である。

本実験では静水中のデブリベッドのドライアウト熱流束など、出力が低い場合は①の方法を、デブリベッド下部から冷却水を供給し、高い出力が加えられる場合は②の方法を採用した。

### 3.1.3 実験条件

本実験では冷却水流動状態の違いにより、3種類の実験を実施した。したがってこれらの実験を相互比較すればドライアウト熱流束の冷却水流動状態に対する依存性を知ることができる。また、それぞれの実験において実験パラメータが異なり、均一粒子径のデブリベッドのドライアウト熱流束に関する様々な知見が得られる。3通りの実験の実験パラメータは、静水中ではデブリの粒子径、強制循環では冷却水流量及び流動様式、自然循環で



はダウンカマール内の水頭及びデブリ粒子径である。各実験の条件をそれぞれTable 2, 3及び4にまとめる。

### 3.2 フラiddiing実験

#### 3.2.1 実験装置

フラiddiing実験装置の概略図をFig. 12に示す。本実験装置は、アクリル円筒製のテスト部、貯水タンクを含む水供給系及びコンプレッサーを含む空気供給系から構成されている。

テスト部の概要をFig. 13に示す。テスト部は上部、ガラス粒子を充填する中間部及び下部から成り、フランジで接続されている。テスト部はデブリベッド径の影響を明らかにするために、内径98.0及び49.5 mmの2種類を用いた。デブリ粒子を模擬するガラス粒子は、テスト部中央部と下部を接続するフランジの間に挿入した支持板の上に積み上げる。支持板のメッシュサイズよりも小さい粒子を実験に使用する場合は、粒子の落下を防ぐために大きな粒子を1から2層充填してから小さい粒子を積み上げる。水供給ノズル及び空気供給ノズルはそれぞれテスト部上部及び下部の中程に取り付けられている。

#### 3.2.2 実験方法

##### (1) 実験手順

フラiddiing実験の手順は以下の通りである。

- ①ガラス粒子をテスト部中央部の支持板上に設定高さまで積み上げる。
- ②テスト部ドレインバルブを閉じる。
- ③空気供給系のコンプレッサーを作動し、所定の流量を設定する。
- ④水供給系の循環ポンプを作動し、0から徐々に水流量を増加させる。
- ⑤CCFL条件が達成されたら、つまりデブリベッド上の水層の水位が定常状態になったならば、ベッドから流出してくる水量をテスト部下部に取り付けられた液位計内の水面上昇速度から計算する。
- ⑥空気流量を変えて④から⑤を繰り返す。
- ⑦デブリベッドの形状を変えて②から⑥を繰り返す。

##### (2) 結果の整理

実験から得られた対向二相流限界(CCF L)データを、(5)式で定義される無次元流速に変換する。

$$j_i^* = j_i \left[ \frac{\rho_i}{gD\Delta\rho} \right]^{1/2}, \quad i = g, \ell \quad (5)$$

対応する空気と水の無次元流速をプロットすることによって(4)式に示される定数n, m及びCが得られる。

$$j_g^{*n} + mj_\ell^{*n} = C \quad (4)$$

多くの形状のデブリベッドに対してこの作業を行い、デブリベッド形状がフラッディング現象に及ぼす影響を明らかにする。

### 3.2.3 実験条件

フラッディング実験のパラメータは、粒子径、デブリベッド高さ、デブリベッド径及びベッドの層状化である。Wallis の定義によるならば、充填層のフラッディング現象は無次元流速を用いた時、充填層の形状に関係なく同一の相関式で表すことができる。本実験では(4)式で示されるフラッディング相関式がどんな形状のデブリベッドに関しても適応できるのかどうかを実験的に明らかにする。Table 5 に実験条件を示す。

Table 2 Experimental conditions for measurement of dryout heat flux for stagnant coolant flow condition

Coolant	: Water
Particle diameter (mm)	: 1.0, 2.45, 3.5
Porosity (-)	: 0.405, 0.40, 0.389
Debris bed height (mm)	: 500
Debris bed diameter (mm)	: 50
Coolant depth above bed (mm)	: 610

Table 3 Experimental conditions for measurement of dryout heat flux for forced bottom-fed coolant flow condition and gravity-fed coolant condition with fixed flow rate

---



---

Coolant	: Water
Particle diameter (mm)	: 2.45
Porosity (-)	: 0.4
Debris bed height (mm)	: 500
Debris bed diameter (mm)	: 50
Coolant depth above bed (mm)	: 610
Coolant subcool ( $^{\circ}\text{C}$ )	: 18 - 53
Coolant mass flux ( $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ )	
Forced flow condition	: 1.24, 2.09, 2.99, 3.86, 4.71, 5.54, 6.34
Gravity-fed condition	: 1.24, 2.11, 3.02, 3.88, 4.72

---



---

Table 4 Experimental conditions for measurement of dryout heat flux for gravity-fed coolant flow condition with fixed downcomer head

---



---

Coolant	: Water
Particle diameter (mm)	: 1.0, 2.45
Porosity (-)	: 0.405, 0.4
Debris bed height (mm)	: 500
Debris bed diameter (mm)	: 50
Coolant depth above bed (mm)	: 610
Coolant subcool ( $^{\circ}\text{C}$ )	: 32 - 58
Downcomer inner diameter (mm)	: 50
Downcomer head ( $10^4\text{Pa}$ )	
Particle diameter 1.0 (mm)	: 1.10, 1.19, 1.29, 1.38, 1.47
Particle diameter 2.45 (mm)	: 1.10, 1.19, 1.29, 1.38, 1.48

---



---

Table 5 Experimental conditions of flooding experiments

---



---

**Test section with inner diameter of 98.0 (mm)**

Fluid	: Water, Air
Particle diameter (mm)	: 3.0, 4.5, 7.0, 10.5, 14.5, 19.5
Bed height (mm)	
Particle diameter 3.0, 7.0, 14.5 (mm)	: 300
Particle diameter 4.5 (mm)	: 100, 200, 300
Particle diameter 10.5 (mm)	: 50, 100, 300
Particle diameter 19.5 (mm)	: 50, 100, 150, 200, 250, 300

---



---

**Test section with inner diameter of 49.5 (mm)**

Particle diameter (mm)	: 10.5, 14.5, 19.5
Bed height (mm)	: 300

---



---

**Stratified bed**

	Particle Diameter(mm)		Layer Height(mm)	
	Upper	Lower	Upper	Lower
Case A	10.5	19.5	150	150
Case B	4.5	19.5	150	150
Case C	19.5	10.6	150	150
Case D	10.5	19.5	50	250

---



---

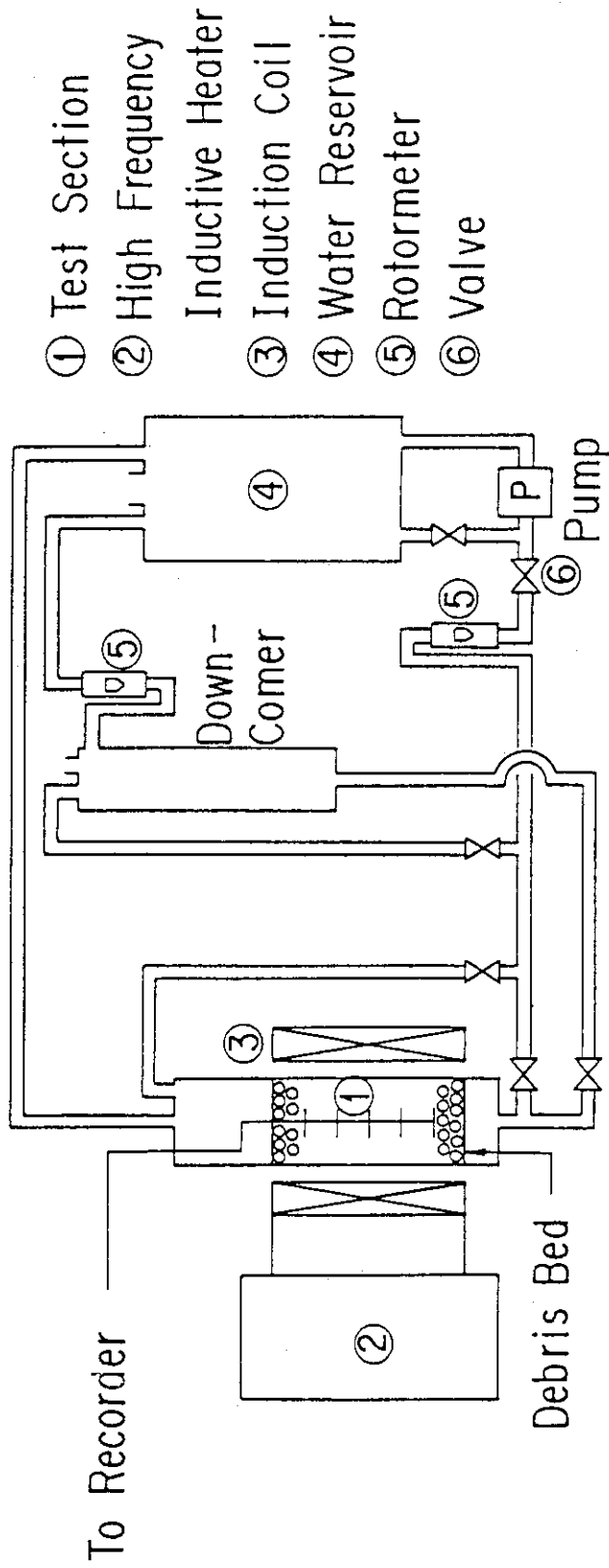


Fig. 9 Schematic diagram of the experimental facility of degraded core coolability experiments

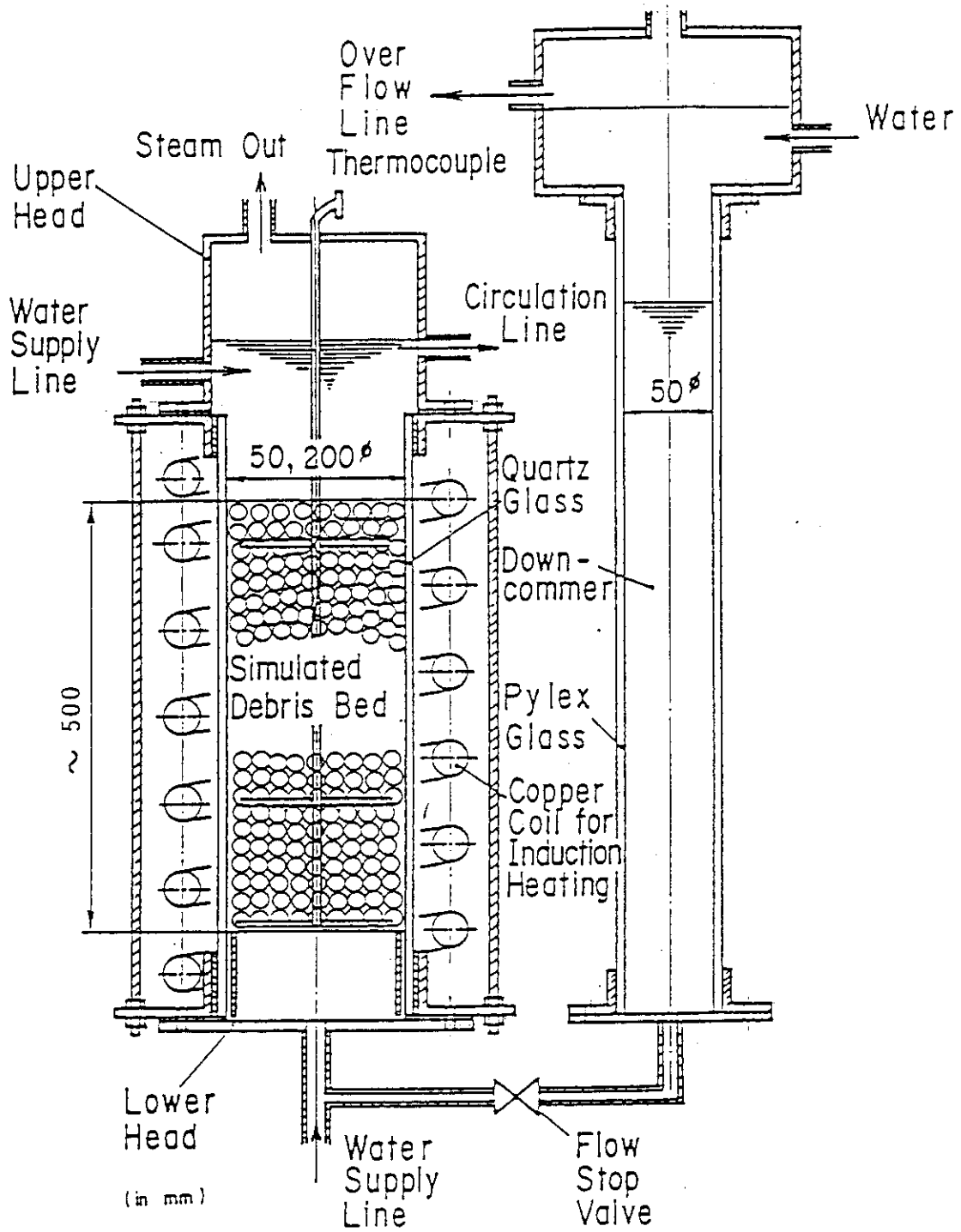


Fig. 10 Schematic diagram of the test section with downcomer

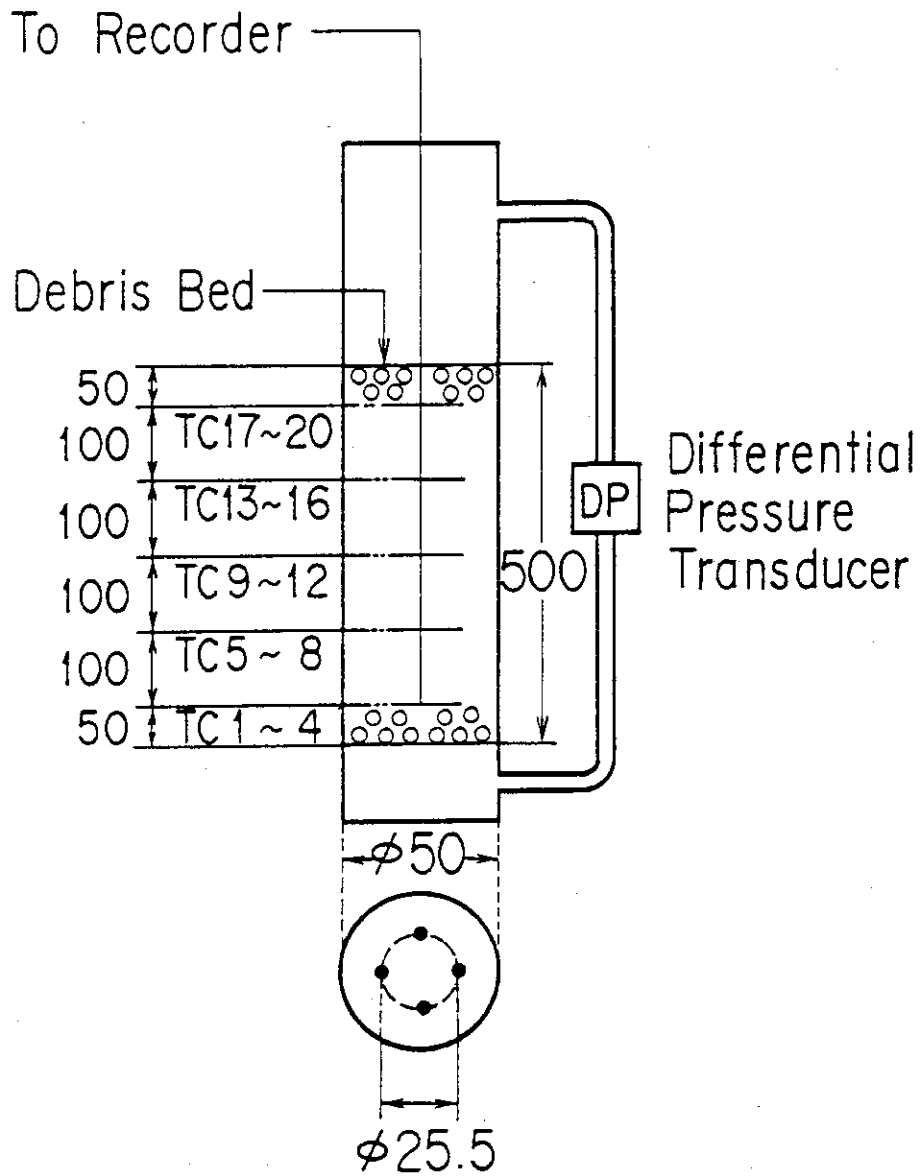


Fig. 11 Thermocouples distribution diagram for 50mm diameter test section

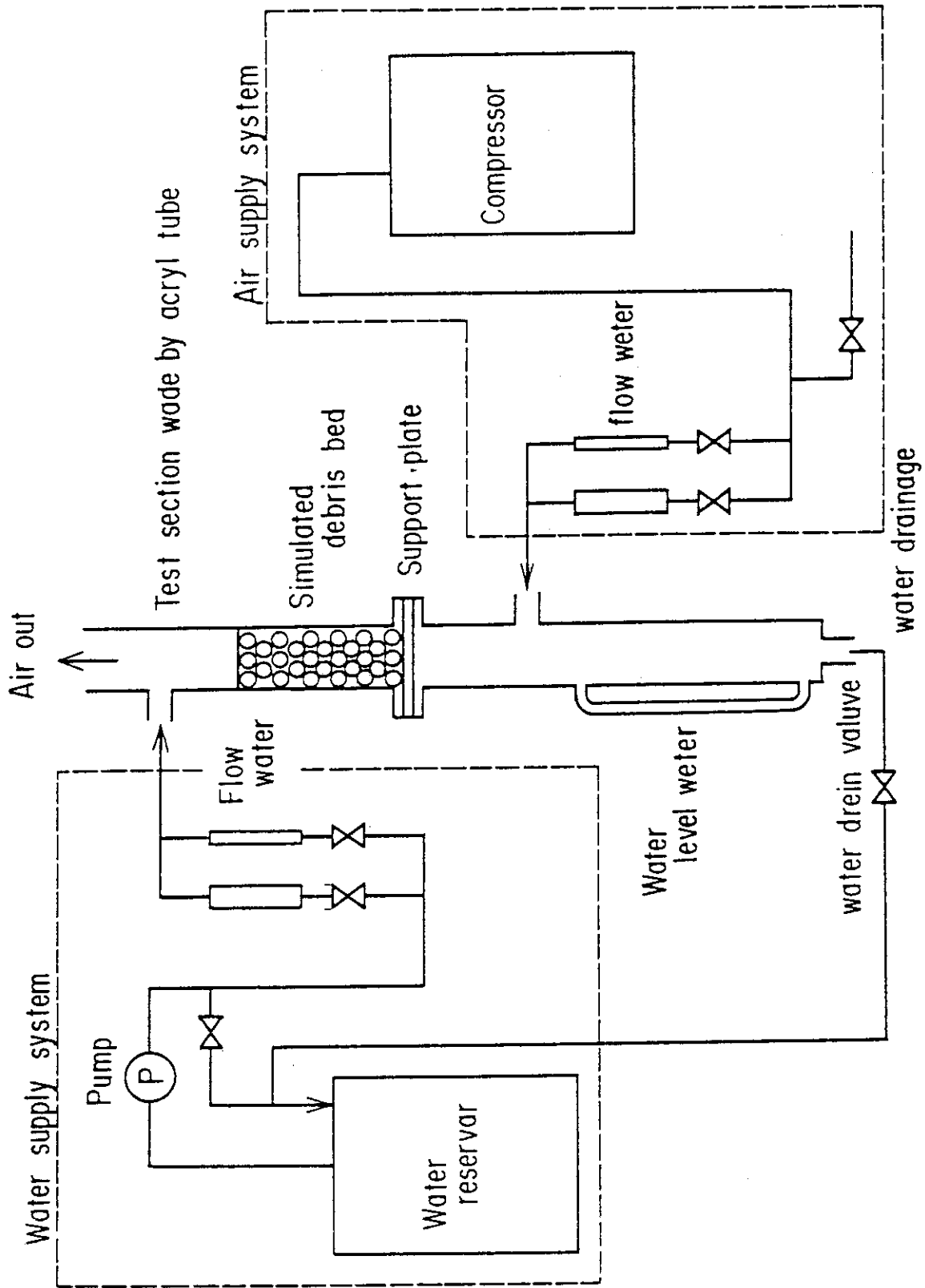


Fig. 12 Schematic diagram of the experimental apparatus of flooding experiments



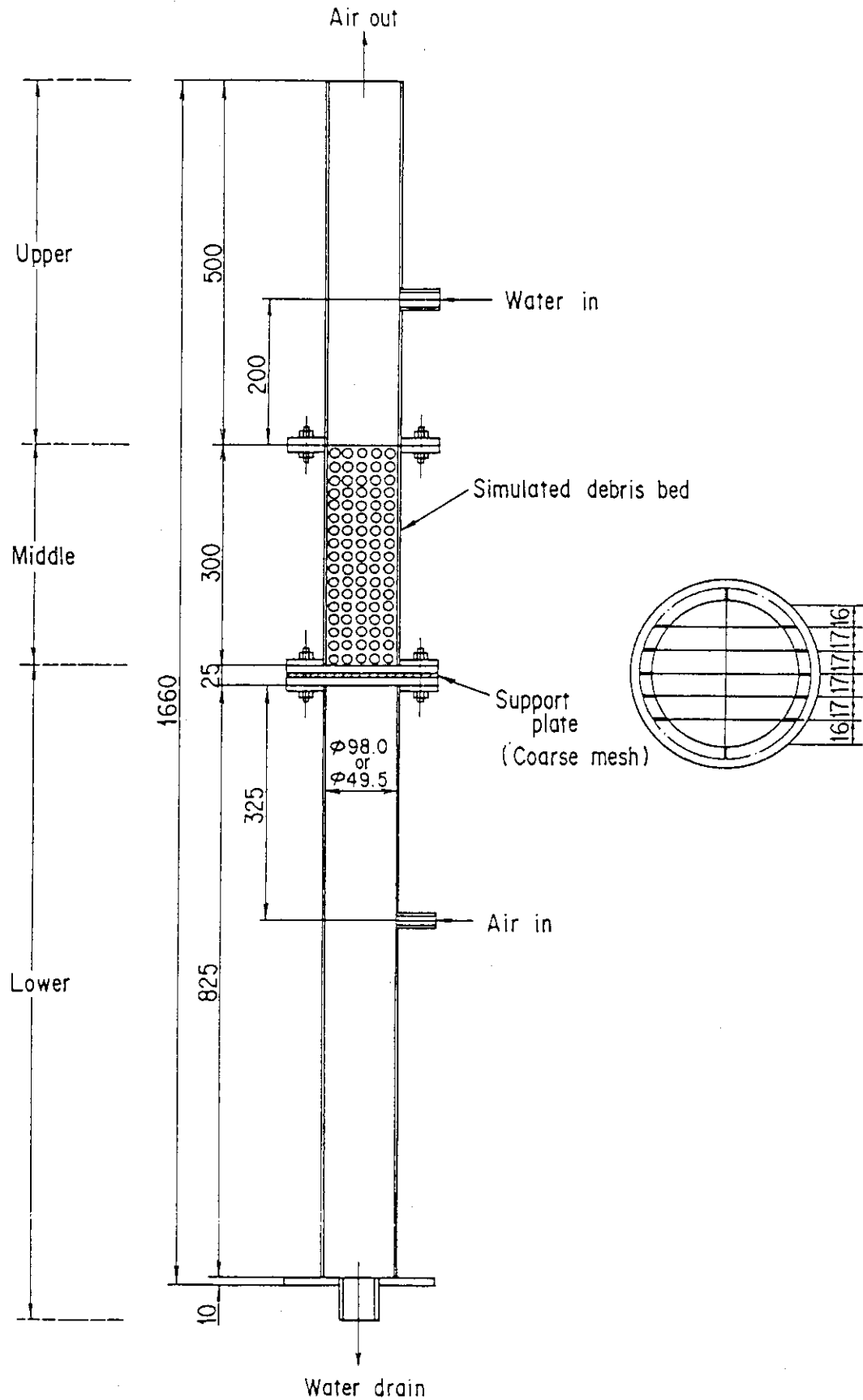


Fig. 13 Schematic diagram of the test section

## 4. 結果及び考察

### 4.1 損傷炉心冷却性実験

#### 4.1.1 デブリ粒子径の影響

静水中に置かれたデブリベッドのドライアウト熱流束実測値を Table 6 に、ドライアウト熱流束の実測値及び解析値のデブリ粒子径への依存性を Fig. 14 に示す。実測値としては本実験、Trenberth と Stevens<sup>9)</sup>、Gabor と Cassulo<sup>18)</sup>、Barleon と Werle<sup>19)</sup>、Squarer ら<sup>20)</sup> 及び Somerton ら<sup>21)</sup> のデータを用いた。また本実験データ及び解析モデルと比較するため、毛管力、デブリベッド上部に形成されるチャンネルの影響を無視することができる高いデブリベッド (Deep debris bed) に対するドライアウト熱流束実測値を選んだ。デブリベッドはその高さによって浅いデブリベッド (Shallow debris bed)、中間のデブリベッド (Moderate debris bed)、高いデブリベッドに以下の関係を用いることによって区別することが可能である。<sup>22)</sup>

$$Z_{\text{shallow}} < 6L_c < Z_{\text{moderate}} < 3\lambda_c < Z_{\text{deep}} \quad (43)$$

ここで、 $L_c$ 、 $\lambda_c$  はそれぞれチャンネル長さ、毛管ヘッド (Capillary head) で、次式で表される。

$$L_c = \frac{\sqrt{150} \sigma \cos \theta J}{(\rho_p - \rho_\ell) g \varepsilon d} \quad (35)$$

$$\lambda_c = \frac{6 \sigma \cos \theta (1 - \varepsilon)}{d \varepsilon (\rho_\ell - \rho_g) g} \quad (44)$$

(44) 式を用いてデブリ粒子径と毛管ヘッドの関係をプロットすると Fig. 15 のようになる。Fig. 15 には、高いデブリベッドと中間のデブリベッドの境界値である  $3\lambda_c$  についても合わせて示した。前述の高いデブリベッドに対するドライアウト熱流束データを実測値として用いたことは、各粒子径に対して  $3\lambda_c$  よりも高いデブリベッドのドライアウト熱流束実測値を用いたことになる。なお、毛管ヘッドを計算する際に接触角 0 度、つまり  $\cos \theta = 1.0$  を用いた。理論的には水と金属粒子のような高エネルギー表面 (High energy surface) では接触角は 0 度に近くなる。接触角が 0 度よりも大きくなると粒子表面は濡れにくくなり、毛管ヘッドの計算値が低くなる。したがって高いデブリベッドと中間のデブリベッドの境界値も下がることになる。

Lipinski の 1 次元モデルは (33) 式に示されるように、解を求めるのに複雑な手順を要する。しかしデブリベッド下部から流入水がない場合は  $w = 0$  となり (33) 式右辺第

三項を消去することができる。また、毛管力に関しても毛管ヘッドと水頭の比を単純に加えることにより良い近似が得られる。これらの仮定を用いると1次元モデルは次式のようになる。

$$q_{DR} = \left( \frac{q_T^4}{4q_L^2} + q_T^2 \right)^{1/2} - \frac{q_T^2}{2q_L} \quad (45)$$

ここで、

$$q_L = h_{lv}(\rho_l - \rho_g)g \cdot \frac{\varepsilon^3 d^2}{150(1-\varepsilon)^2} \cdot \left[ \frac{\mu_g}{\rho_g(1-s)^3} + \frac{\mu_l}{\rho_l s^3} \right]^{-1} \cdot \left[ 1 + \frac{\lambda_c}{L} \right] \quad (46)$$

$$q_T^2 = h_{lv}^2(\rho_l - \rho_g)g \cdot \frac{\varepsilon^3 d}{1.75(1-\varepsilon)} \cdot \left[ \frac{\mu_g}{\rho_g(1-s)^n} + \frac{\mu_l}{\rho_l s^n} \right]^{-1} \cdot \left[ 1 + \frac{\lambda_c}{L} \right] \quad (47)$$

デブリベッドの高さが(43)式で表される境界値を越える場合は $\lambda_c/L$ が0であると仮定して計算することができる。

当初Lipinskiはnの値として3.0<sup>11)</sup>を用いていたが、その後5.0にすることを提案し乱流に関する気液両相の比透過率として次式を用いている。<sup>22)</sup>

$$\eta_g = (1-s)^5 \quad (48)$$

$$\eta_l = s^5 \quad (49)$$

さらにSchulenbergら<sup>23)</sup>は気相について以下に示す式を勧めている。

$$\eta_g = (1-s)^5, \quad (s < 0.68) \quad (50)$$

$$\eta_g = 0.1(1-s)^4, \quad (s > 0.68) \quad (51)$$

現状ではnの値としてどれを用いるべきかを判断しかねるので、Fig. 15では3.0, 4.0, 5.0及び6.0についてそれぞれドライアウト熱流束を計算し実測値と比較した。比較結果をみる限りでは、やはりnの値を1つに定めることはできそうにないが、解析結果はドライアウト熱流束実測値のデブリ粒子径への依存性を比較的良く模擬していると同時にnが3.0の場合は上限を、6.0の場合は下限を示しているように思われる。

#### 4.1.2 冷却水強制注入の効果

粒子径2.45mm, ベッド高さ500mmのデブリベッドに対して、ベッド下部から強制的に冷却水を供給する実験(Forced-flow condition)及びダウンカマーとテスト部とのヘッド差により冷却水を供給する実験(Gravity-fed condition)を行った。後者の実験ではダウンカマーの位置をできる限り高くしておいて、冷却水をダウンカマー

に一定流量で供給した。これは次節で述べるダウンカマーヘッドを一定にして、テスト部とのヘッド差により冷却水を供給する実験とは異なる。この実験では、投入する熱量が増加しテスト部ヘッドが上昇する分ダウンカマーヘッドが大きくなり定常状態ではダウンカマーに供給される冷却水とダウンカマーからテスト部に流れる冷却水の量が等しくなる。両実験のドライアウト熱流束測定結果をTable 7にまとめた。ダウンカマーとテスト部とのヘッド差で冷却水を供給する実験では、質量流束 $4.725 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ までしか測定していないが、その理由はこれより大きな質量流束ではダウンカマーの高さを最大限にしてもテスト部の差圧が大きすぎてダウンカマーに供給された冷却水の一部がオーバーフローしてしまうためである。

解析には毛管力とチャンネルの効果を削除したLipinskiの1次元モデルを用いた。以下にそのモデルを示す。

$$\begin{aligned}
 & \frac{1.75(1-\varepsilon)q^2}{\varepsilon^3 d h_{\ell v}^2} \left[ \frac{1}{\rho_g(1-s)^3} \pm \frac{1}{\rho_\ell s^3} \right] \\
 & + \frac{150(1-\varepsilon)^2 q}{\varepsilon^3 d^2 h_{\ell v}} \left[ \frac{\mu_g}{\rho_g(1-s)^3} + \frac{\mu_\ell}{\rho_\ell s^3} \right] \\
 & + \frac{(1-\varepsilon)w}{\varepsilon^3 d \rho_\ell s^3} \left[ \pm 1.75w \mp \frac{3.5q}{h_{\ell v}} - \frac{150(1-\varepsilon)\mu_\ell}{d} \right] \\
 & = (\rho_\ell - \rho_g)g \quad \text{for } q \geq wh_{\ell v} \quad (52)
 \end{aligned}$$

上記Lipinskiの1次元モデルを用いて、デブリベッド内の各高さにおけるSaturationを予測することによりドライアウト熱流束を評価する。ドライアウト熱流束はベッド内のある高さでSaturationが0になる時の熱流束である。Fig. 16に典型的なSaturationのデブリベッドの高さ方向の変化を示す。この図は粒子径 $2.45 \text{ mm}$ 、ポロシティ $0.4$ 、供給される質量流束 $2.0 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ 及び冷却水サブクール $53^\circ\text{C}$ の場合であるが、ベッドの熱出力が大きくなるにしたがいベッド内の各高さにおけるSaturationが減少し $9.71 \text{ kW}$ でベッド頂上においてSaturationが0になっている。Fig. 17には同じ条件におけるデブリベッドのクオリティー(Quality)変化を示す。各高さのクオリティーは次式から求めることができる。

$$w(C_{p\ell}\Delta T_{\text{sub}} + x h_{\ell v}) = \int Q dz \quad (53)$$

ここで、 $\Delta T_{\text{sub}}$ 及び $x$ は冷却水サブクール( $^\circ\text{C}$ )、クオリティー(—)を示す。ドライアウトが発生する $9.71 \text{ kW}$ でベッド頂上においてクオリティーがほぼ $1.0$ になっている。

上述の方法で計算した結果を実験値とともにFig. 18に示す。各実験で冷却水のサブクールが異なるので、最大のサブクール( $53^\circ\text{C}$ )と最小のサブクール( $18^\circ\text{C}$ )についてLipinskiの1次元モデルでドライアウト熱流束を計算した。また冷却水が飽和状態

であると仮定し、以下に示す流入した冷却水のすべてを蒸発させるのに必要な熱流束を合わせて示した。

$$q = w ( C_{p\ell} \Delta T_{\text{sub}} + h_{\ell v} ) \quad (54)$$

3通りの解析結果を比較すると質量流束が  $1.0 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  以上ではほぼ同じ傾向を示しており、実験値とも良く一致している。このことからベッド下部から冷却水が大量に供給され、毛管力及びベッド上部に形成されるチャンネルの効果を無視できるようなデブリベッドに対しては、冷却水をベッド頂上ですべて蒸発させるのに必要な熱流束をドライアウト熱流束とすることが有効な手段であると考えられる。質量流束が  $1.0 \text{ kg/m}^2$  よりも低い範囲で解析結果に差異が生じているのは、Lipinskiの1次元モデルにはベッド上に溜まっている水層から冷却水がベッド内に下降してくる効果を考慮しているためである。Tsaiら<sup>24)</sup>は質量流束の低い領域に対して我々と同様の実験を行い、冷却水の下降効果は粒子径とともに増加し、ある質量流束に達すると下部から供給される冷却水をすべて蒸発させる熱流束と同程度になるという結果を得た。

ベッド下部からの冷却水強制供給と冷却水流量を一定に保ってヘッド差を利用した供給との間にはほとんど差がない。この理由は前にも述べた通り、定常状態であればテスト部内の差圧が上昇した分だけダウンカマー内の水位も上昇し、ダウンカマーに供給される冷却水とダウンカマーからデブリベッドに供給される冷却水が同量になるためである。過渡的な段階つまりベッド内の差圧が上昇しダウンカマー水頭が定常状態の高さまで上昇する段階ではテスト部に供給される冷却水が抑制され、ドライアウトが生じることも考えられるが、この場合は後の冷却水供給量の増加のためドライアウトは解消されるであろう。

#### 4.1.3 ダウンカマーを通した冷却水自然注入の効果

ダウンカマーとテスト部とのヘッド差により冷却水を供給する実験は、実際のシビアアクシデント時の冷却水供給形態をより現実的に模擬しているにもかかわらずほとんど実験が行われていない。唯一Hofmann<sup>25)</sup>によりこの種の実験が実施されたが、測定されたのはただ一点で、しかもその値はLipinskiの1次元モデルを応用した解析値とはかなりかけはなれたものであった。そこで本実験ではダウンカマーヘッドをパラメータとし系統的な実験を試みた。

粒子径  $1.0$  及び  $2.45 \text{ mm}$  の粒子から構成されるデブリベッドについて、ダウンカマーヘッドを一定に保ちダウンカマーとテスト部とのヘッド差により冷却水がデブリベッドに供給される実験を行った。その結果をTable 8及びFig. 19に示す。Fig. 20ではダウンカマーヘッドとドライアウト熱流束はそれぞれ静水状態で高周波誘導加熱装置のパワーを投入していない場合のテスト部の水頭、同じ粒子径の粒子から構成されているデブリベッドの静水中におけるドライアウト熱流束で規格化してある。粒子径  $1.0$ 、 $2.45 \text{ mm}$  ともにドライアウト熱流束がダウンカマーヘッドに強く依存している。

解析方法について説明する。まずFig. 20のようなモデルを考え、テスト部とダウン

カマの差圧が等しくなるような冷却水流量を計算する。つまり、

$$\Delta P_D = \Delta P_B + \Delta P_P \quad (55)$$

が成立するような流量を求める。ここで、 $\Delta P_D$ 、 $\Delta P_B$  及び  $\Delta P_P$  はそれぞれダウンカマ、デブリベッド、ベッド上の水層の圧力損失 (Pa) である。 $\Delta P_D$  は次式から求めることができる。

$$\Delta P_D = \rho_l g Z_D \quad (56)$$

ここで、 $Z_D$  はダウンカマ内水位 (m) である。 $\Delta P_B$  は液相について、

$$\frac{1.75(1-\epsilon)\rho_g v_g |v_g|}{d\epsilon^3(1-s)^n} + \frac{150(1-\epsilon)^2\mu_g v_g}{d^2\epsilon^3(1-s)^3} + \frac{dP_g}{dZ} + \rho_g g = 0 \quad (57)$$

気相については、

$$\frac{1.75(1-\epsilon)\rho_l v_l |v_l|}{d\epsilon^3 s^n} + \frac{150(1-\epsilon)^2\mu_l v_l}{d^2\epsilon^3 s^3} + \frac{dP_l}{dZ} + \rho_l g = 0 \quad (58)$$

に基づいて計算できる。液相、気相の空塔速度はクオリティを用いてそれぞれ次式で示すことができる。

$$v_l = \frac{w(1-x)}{\rho_l} \quad (59)$$

$$v_g = \frac{wx}{\rho_g} \quad (60)$$

クオリティはデブリベッドの出力密度  $Q$  ( $W/m^3$ )、質量流束  $w$  ( $kg/m^2 s$ ) と関係づけることが可能である。

$$w(C_{pl}\Delta T_{sub} + xh_{lv}) = \int Q dz \quad (53)$$

$\Delta P_P$  はベッド状の水層の高さを  $Z_P$  (m) とすると次式から得られる。

$$\Delta P_P = [\rho_l(1-\alpha) + \rho_g\alpha]_g Z_P \quad (61)$$

ここで、 $\alpha$  はボイド率 (Void fraction) で、

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{x} - 1\right) \frac{\rho_g}{\rho_l} S} \quad (62)$$

で示される。Sはスリップ比で以下に示す井上-青木の式<sup>26)</sup>を用いた。

$$S = 1 + 0.025 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.46} \left(\frac{v_{ge}}{v_{le}}\right)^{0.75} \quad (63)$$

ここで、 $v_{le}$ 、 $v_{ge}$  はベッド出口における液相、気相の空塔速度である。上述の方法で求めたテスト部とダウンカマーのヘッドが等しくなるような冷却水流量を用いて(52)式で示されるLipinskiの1次元モデルでその冷却水流量に相当するドライアウト熱流束を計算することによってダウンカマーヘッドとドライアウト熱流束の関係が得られる。

ここで問題が2つ生じる。第一はデブリベッドの圧力損失として液相と気相のどちらを用いるかということ、第二は乱流に対する比透過率としてどの式を用いるかである。まず前者に対しては、層流に関する比透過率、(29)、(30)式は並流条件で得られたものであるが、これを液相と気相の速度差が非常に大きいので対向流にも適応できると仮定した場合、気相に対しては妥当であるが液相に対しては気液界面の剪断応力が大きくなり適切な仮定であるとは言えない。デブリベッド下部から冷却水が供給される場合は、前にも述べた通りデブリベッド上部で対向二相流領域が存在することもある。したがってデブリベッドの圧力損失として気相の値を用いるのが妥当であると考ええる。後者については(31)、(32)式で示される指数が3.0の乱流比透過率を用いると、液相と気相との圧力差が大きく異なり分離流モデルの気液両相の圧力が等しい(毛管力が無視できる場合)という仮定に矛盾する。(48)、(49)式で示される指数が5.0の乱流に関する比透過率を用いると気液両相の差圧が同程度になるので、本実験の解析には(48)、(49)式を乱流の比透過率として用いた。

上述のモデルを用いてドライアウト熱流束を求める方法の概念図をFig. 21に示す。図中のA線はダウンカマーとテスト部のヘッドが等しくする質量流束と熱流束の関係、B線は毛管力の効果を削除したLipinskiの1次元モデルで計算したドライアウト熱流束を表している。A線とB線の交点が与えられたダウンカマーヘッドに対するドライアウト熱流束である。実験結果と解析結果との比較を静水状態のテスト部のヘッドで規格化したダウンカマーヘッドをパラメータとしてFig. 22に示す。なお、流入冷却水のサブクールは各実験の平均値、粒子径1.0mmについては44℃、粒子径2.45mmについては40℃を用いた。粒子径2.45mmに関しては、解析値と実験値が非常に良く一致している。1.0mmの場合はドライアウト熱流束のダウンカマーヘッドへの依存性の傾向は概ね再現しているが、実験値を過大に評価している。このことは粒子径1.0mmについては圧力損失を過少評価しているとも考えられる。

## 4.2 フラッディング実験

### 4.2.1 粒子径の影響

粒子径 3.0, 4.5, 7.0, 10.5, 14.5 及び 19.5 mm について、フラッディングが開始する時の気液両相の体積流量を測定した。その結果を Fig. 23 に示す。ベッドの高さはすべての粒子径に対して 300 mm である。同じ水流量の場合は粒子径が大きいほど、つまりポロシティーがほとんど変わらないと考えると水力直径が大きいほどフラッディングを開始させるのにより大きな空気流速（フラッディング速度）を必要とする。このことは管径が大きいほどフラッディング速度が大きいという垂直管に関する実験事実と一致している。<sup>12)</sup>

気液両相の体積流量の測定結果を(5)式で示される無次元流速に変形し、 $j_g^{*1/2}$  と  $j_\ell^{*1/2}$  の関係として Fig. 24 に示す。無次元流速を求める際、水力直径を計算するためにポロシティーが与えられなければならない。理論的には、粒子のつまり方が同じであればポロシティーは一定である。<sup>27)</sup> しかし実際には、有限な径のベッドでは管壁の近傍でポロシティーが大きくなるという壁効果（Wall effect）のために、管径と粒子径の組み合わせによりポロシティーが異なる。ベッド径が 50 mm については粒子径とポロシティーの関係が Barleon<sup>28)</sup> により次のように示されている。

$$\epsilon = 0.373 + 6.3d \quad (64)$$

本実験ではこの式を 49.5 mm 径テスト部について用いた。98 mm 径テスト部については、Fig. 25 のように各粒子径ごとにポロシティーを測定し次式を得た。

$$\epsilon = 0.325 + 6.3d \quad (65)$$

Fig. 25 から(4)式に含まれるフラッティング定数  $C$  は 0.87,  $n$  及び  $m$  はそれぞれ  $1/2$ ,  $1$  となる。したがって本実験から得られるフラッディング相関式は以下のようになる。

$$j_g^{*1/2} + j_\ell^{*1/2} = 0.87 \quad (66)$$

この相関式は Marshall と Dhir<sup>14)</sup> が実験的に導いた相関式とほぼ一致している。粒子径 3.0 mm については、他の粒子よりもフラッディング定数が小さい。（ $C = 0.7$ ）フラッディングとは基本的に、上昇気相と下降液相の相互作用により発生すると考えられているので、流体がベッドを流れる時に受ける粒子による抵抗は含まれていない。したがって粒子径がある値よりも小さくなるとこの効果を見逃し得なくなり、フラッディング定数が粒子径に依存すると考えられる。

ベッド径のフラッディング定数  $C$  への影響を調べるために内径 49.5 mm のテスト部を用いて粒子径 19.5, 14.5 及び 10.5 mm について同様の実験を実施した。その結果を Fig. 26 に示す。実験結果に多少のばらつきはあるが、概ね 98 mm テスト部の実験結果と同じフラッディング定数が得られた。



#### 4.2.2 ベッド高の影響

粒子径 19.5, 10.5 及び 4.5 mm についてフラッディング定数  $C$  のベッド高への影響を Fig. 27, 28 及び 29 に示す。粒子径 19.5 mm についてはベッド高を 50 mm から 300 mm まで 50 mm 間隔で, 10.5 mm については 50, 100 及び 300 mm の高さで実験を行い, フラッディング定数を実験的に求めた。Fig. 27 及び 28 からわかるように, 粒子径が 10.5, 19.5 mm のベッドではフラッディング定数が明らかにベッド高さに依存性がある。粒子径 4.5 mm についてはベッド高 100 mm から 300 mm まで 100 mm 間隔で測定したが, ベッド高さの効果は観測されなかった。ベッド高とフラッディング定数の関係を Fig. 30 にまとめる。この図から粒子径 19.5 及び 10.5 mm の場合はベッド高が 200 mm 以上であれば高さに依存しないが, それ以下についてはベッドが低くなるにしたがいフラッディング定数が大きくなることわかる。

Marshall と Dhir は本実験と同様の実験を行い, ベッド上部にカップリング層 (Coupling layer) が存在することを確認している。カップリング層とはベッドの上に溜まっている水層 (Overlying liquid layer) とベッドの相互作用により生ずる層で, ベッド内の小さい圧力損失からベッド上の水層における大きな圧力損失には急激に変化することができないことに起因している。カップリング層の概念図を Fig. 31 に圧力のベッド高さ方向の変化を用いて表してある。本実験でもカップリング層の存在は確認した。それによると, ベッド下部領域では環状二相流 (Annular two-phase flow) になっているのに対し, カップリング層領域では気泡流 (Bubbly flow) からスラグ流 (Slug flow) の形態をとっている。したがってベッドが構成している粒子の径によって異なるカップリング層の高さよりも低い場合は, フラッディングを生じさせるためにはより大きなフラッディング速度を必要とする。

フラッディングが生じるための前提条件は, ベッド内二相流流動状態が環状流でなければならないということである。カップリング層よりも低いベッドでは, まずベッド下部に環状二相流を形成させなければならない。したがってこのことからフラッディングを生じさせるにはさらに大きな空気流量が要求されることがわかる。

#### 4.2.3 層状ベッドのフラッディング

これまでは均一径粒子から構成されるベッドに関するフラッディングについて述べてきたが, 実際のシビアアクシデント時に形成されるデブリベッドは様々な大きさ, 形を持った粒子からなると考えられる。そこで第一段階として Table 5 に示すような構成を持つ, 二種類の粒子が層状になったベッドに関するフラッディング実験を行った。ケース A, B 及び C に関するフラッディング開始時の気液両相の体積流量の関係を各層状ベッドを構成している粒子だけから構成される均一粒子径ベッドの実験結果とともに Fig. 32 に示す。Fig. 32 からわかることは, 層状ベッドのフラッディング現象は小さい粒子に支配されるということである。ケース A 及び C では 10.5 mm 粒子だけで構成されているベッドと, ケース B については 4.5 mm 粒子のベッドとほとんど同じ実験結果が得られている。しかしこの実験結果には限界がある。前節で述べたようにフラッディング定数  $C$  はある高さ以下で

ある場合はベッド高さの低下とともにフラッディング定数が増加する。したがって小さい粒子の層でフラッディングを生じさせるのに必要な空気流速が大きな粒子の層でフラッディングを生じさせる空気流速よりも大きい場合はフラッディングは大きな粒子径で構成されている層の方に支配されることになる。

フラッディングが開始する時の気液両相の体積流量を(5)式で定義される無次元流速に変換し、Fig. 3 3にプロットする。変換する際粒子径として小さい方を用いた。当然のことではあるが、ケースA、B及びCは均一粒子径から構成されるベッドと同じく、フラッディング定数Cは0.87である。ケースDは他の3ケースと同様に2粒子径の層状ベッドであるが、小さい粒子の充填高さが低い。つまりフラッディング定数がベッド高さに依存する範囲である。層状ベッドのフラッディング現象が小さい粒子に支配されるのでケースDは10.5mm 粒子を50mm積み重ねた均一径粒子のベッドと同じフラッディング定数となる。

#### 4.2.4 フラッディング理論に基づいたドライアウト熱流束解析モデルと実験結果との比較

フラッディング理論に基づいたドライアウト熱流束解析モデルと実験データとの比較をFig. 3 5に示す。用いたモデルはOstensenとLipinski, Schrockら及び本フラッディング実験から得られたモデルである。

MarshallとDhirのモデルは我々のモデルとほとんど同じであるので省略した。実験データを選ぶ際に、そのデータがどの位のデブリベッドの高さに関して測定されたかに注意した。なぜならば本フラッディング実験からフラッディング定数Cがデブリベッドの高さに依存する場合があるという実験結果が得られているからである。

フラッディング実験から得られた無次元液相流束と気相流束との相関式、(66)式を用いたドライアウト熱流束解析モデル、OstensenとLipinskiの解析モデル及びSchrockらのモデルは(37)式に定数n、m及びCを代入し、それぞれ以下のように表される。

$$q_{DR} = 0.309 h_{lv} \left[ \frac{\rho_g \rho_l g d \varepsilon^3}{(1-\varepsilon)} \right]^{1/2} \left[ \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/4} + 1 \right]^{-2} \quad (67)$$

$$q_{DR} = 0.245 h_{lv} \left[ \frac{\rho_g \rho_l g d \varepsilon^3}{(1-\varepsilon)} \right]^{1/2} \left[ \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/4} + 1 \right]^{-2} \quad (68)$$

$$q_{DR} = 0.4939 h_{lv} \left[ \frac{\rho_g \rho_l g d \varepsilon^3}{(1-\varepsilon)} \right]^{1/2} \left[ 0.95 \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.19} + 1 \right]^{-2.631} \quad (69)$$

Fig. 3 4に実線で表されている本実験結果に基づいたモデルの計算結果は粒子径が小さい範囲(<2.0 mm)では実験データと比較的良好な一致を示しているが、それより大きな粒子に対しては、他の2モデルも含めて過少評価となっている。フラッディング理論に基づいたドライアウト熱流束解析モデルは計算が非常に容易であり解析結果が保守的であるという利点はあるが、静水中のデブリベッドで、構成している粒子の径が1.0 mm以上でなければ適応できない。

ここで運動量保存則に基づいた解析モデルとフラッキングに基づいた解析モデルの類似性について簡単に述べる。気液両相の運動量保存則は粘性抵抗を無視した場合は次式のようなになる。

$$\frac{\Delta P_g}{Z_B} = \frac{1.75(1-\varepsilon)\rho_g v_g^2}{d\varepsilon^3(1-s)^n} + \rho_g g \quad (70)$$

$$\frac{\Delta P_\ell}{Z_B} = - \frac{1.75(1-\varepsilon)\rho_\ell v_\ell^2}{d\varepsilon^3 s^n} + \rho_\ell g \quad (71)$$

上記2式に質量及びエネルギー保存則を組み合わせると、毛管力を無視したLipinskiのモデルは次のようになる。

$$q_{DR}^2 = h_{\ell v}^2 (\rho_\ell - \rho_g) g \cdot \frac{d\varepsilon^3}{1.75(1-\varepsilon)} \cdot \left[ \frac{1}{\rho_g(1-s)^n} + \frac{1}{\rho_\ell s^n} \right]^{-1} \quad (72)$$

この式を Saturation の変化に関してドライアウト熱流束が最大になるよう変形すると

$$q_{DR} = 0.756 h_{\ell v} \left[ \frac{\rho_g (\rho_\ell - \rho_g) g d \varepsilon^3}{(1-\varepsilon)} \right]^{1/2} \left[ \left( \frac{\rho_g}{\rho_\ell} \right)^{\frac{1}{n+1}} + 1 \right]^{-\frac{n+1}{2}} \quad (73)$$

のようになり、 $n = 3.0$  とするとフラッキング理論に基づいたドライアウト熱流束解析モデルに類似した形になる。

Table 6 Measured dryout heat flux of debris bed  
for stagnant coolant flow condition  
(Bed height = 500 (mm))

Particle diameter (mm)	Porosity (-)	Dryout heat flux (kW/m <sup>2</sup> )
1.0	0.405	330
2.45	0.4	993
3.5	0.389	1447

Table 7 Measured dryout heat flux of debris bed for forced coolant flow condition and gravity-fed coolant flow condition with fixed flow rate  
(Particle diameter = 2.45 (mm), Porosity = 0.4,  
Bed height = 500 (mm))

---



---

**Forced flow condition**

Mass flux (kg/m <sup>2</sup> s)	Subcool of inlet coolant (°C)	Density of inlet coolant (kg/m <sup>3</sup> )	Dryout heat flux (kW/m <sup>2</sup> )
1.236	42	984.17	1015
2.088	34	979.92	2939
2.988	30	977.66	4851
3.840	22	972.89	9080
4.708	25	974.72	10175
5.527	18	970.37	12029
6.342	22	972.89	13343

---



---

**Gravity-fed condition**

Mass flux (kg/m <sup>2</sup> s)	Subcool of inlet coolant (°C)	Density of inlet coolant (kg/m <sup>3</sup> )	Dryout heat flux (kW/m <sup>2</sup> )
1.240	48	987.11	2798
2.108	53	989.37	4022
3.018	49	987.57	5962
3.872	36	981.02	7187
4.725	31	978.23	10573

---

Table 8 Measured dryout heat flux of debris bed for gravity-fed coolant flow condition with fixed downcomer head (Bed height = 500 (mm))

---



---

**Particle diameter = 1.0 (mm)**  
(Porosity = 0.405)

Downcomer head (mH <sub>2</sub> O)	Subcool of inlet coolant (°C)	Density of inlet coolant (kg/m <sup>3</sup> )	Dryout heat flux (kW/m <sup>2</sup> )
1.135	58	991.46	1046
1.235	43	984.68	1063
1.335	45	985.67	1541
1.435	39	982.63	1602
1.535	36	981.02	1802

---



---

**Particle diameter = 2.45 (mm)**  
(Porosity = 0.4)

Downcomer head (mH <sub>2</sub> O)	Subcool of inlet coolant (°C)	Density of inlet coolant (kg/m <sup>3</sup> )	Dryout heat flux (kW/m <sup>2</sup> )
1.135	51	988.48	3459
1.235	39	982.63	3695
1.335	43	984.68	3980
1.435	36	981.02	4319
1.535	32	978.80	4671

---



---

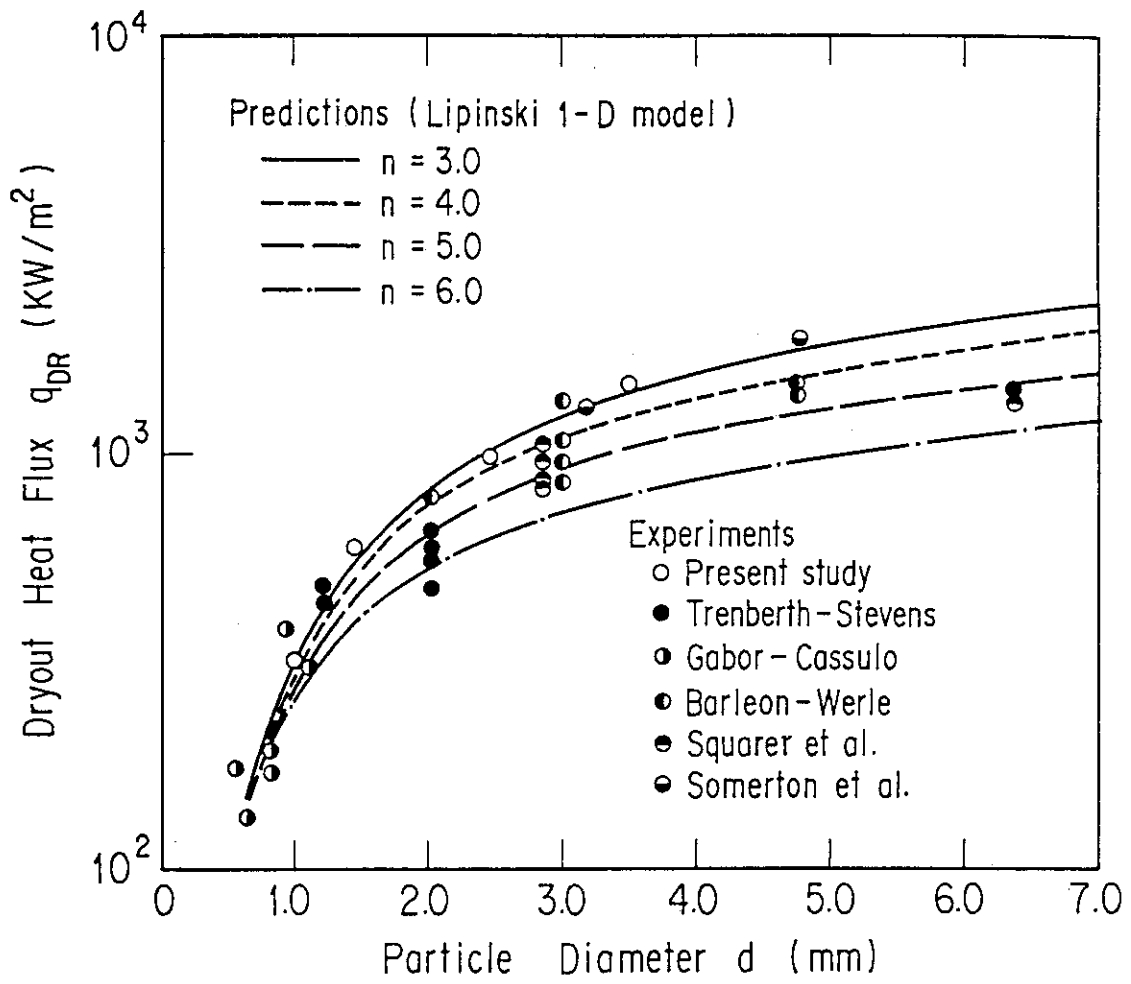


Fig. 14 Dependence of dryout heat flux on particle diameter and comparison of measured dryout heat flux

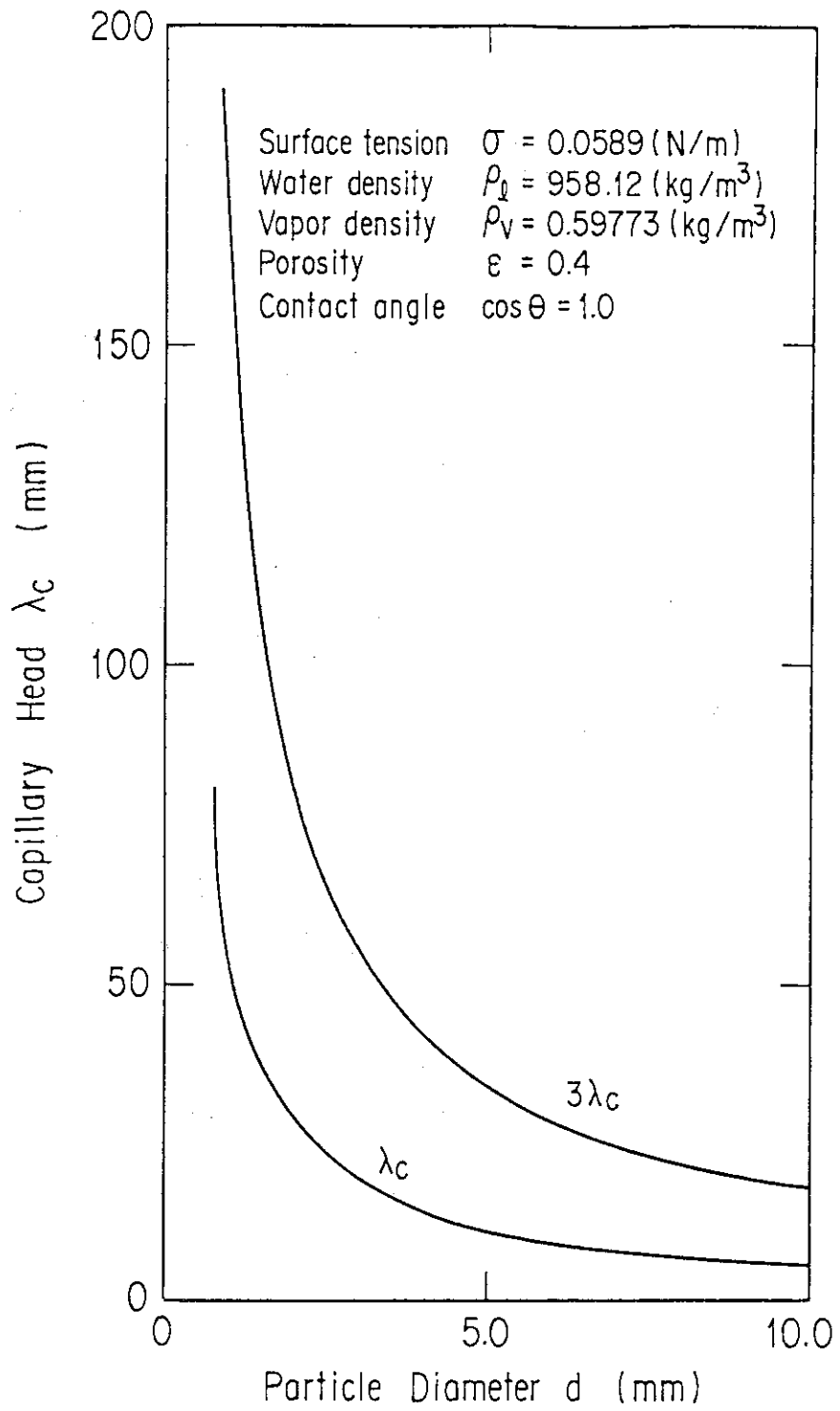


Fig. 15 Relationship between particle diameter and capillary head

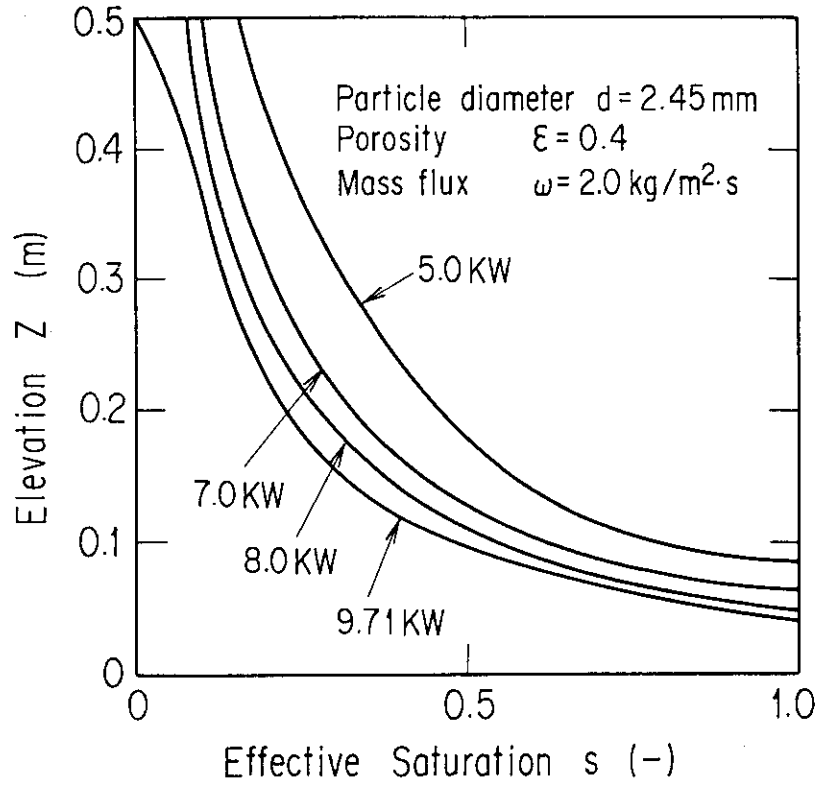


Fig. 16 Typical example of saturation profile in debris bed

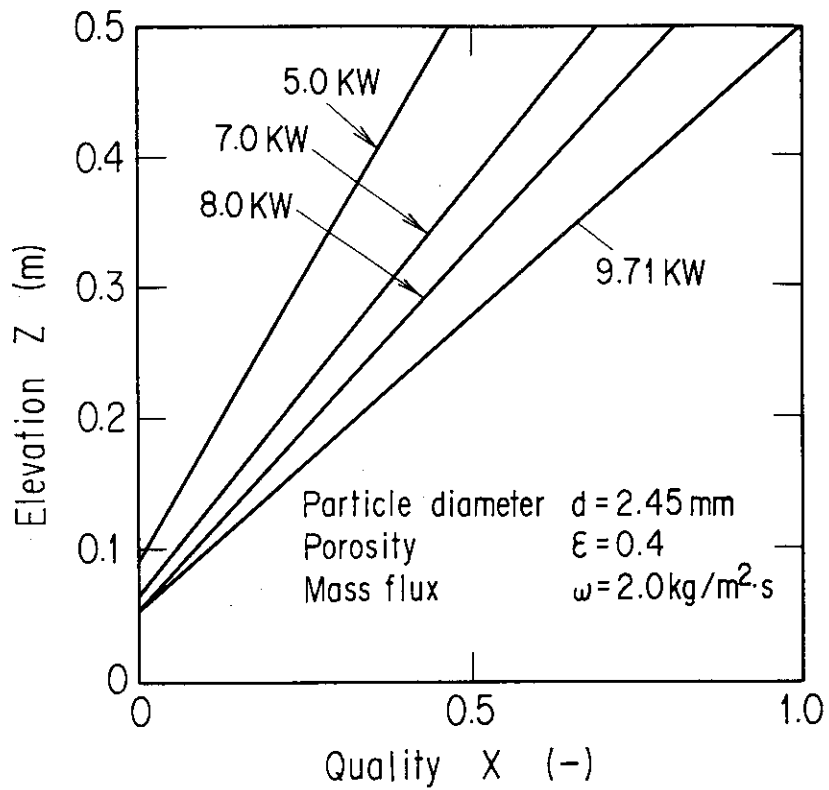


Fig. 17 Typical example of quality profile in debris bed



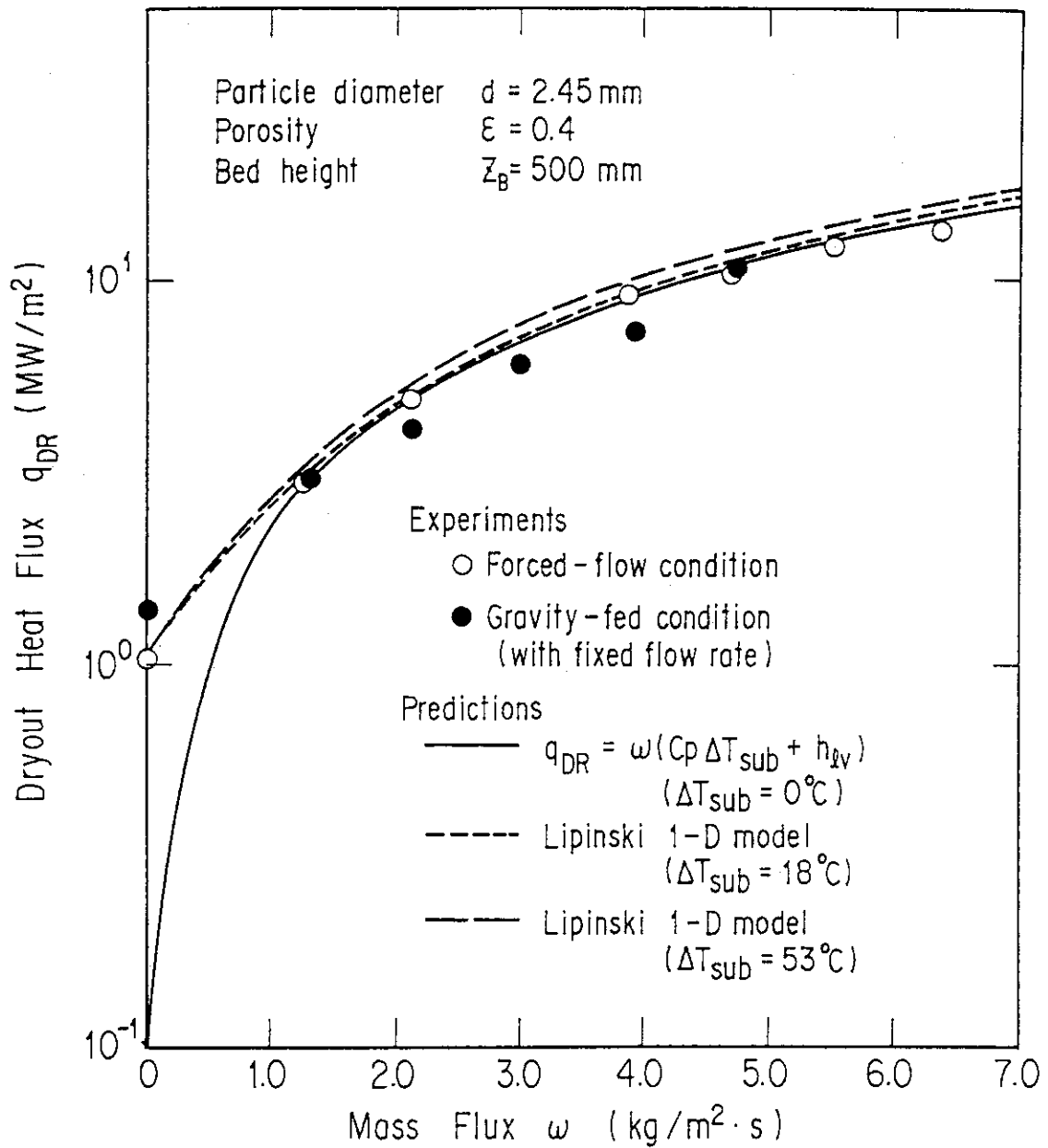


Fig. 18 Effect of coolant entering from bed bottom on dryout heat flux and comparison of measured dryout heat flux with predictions

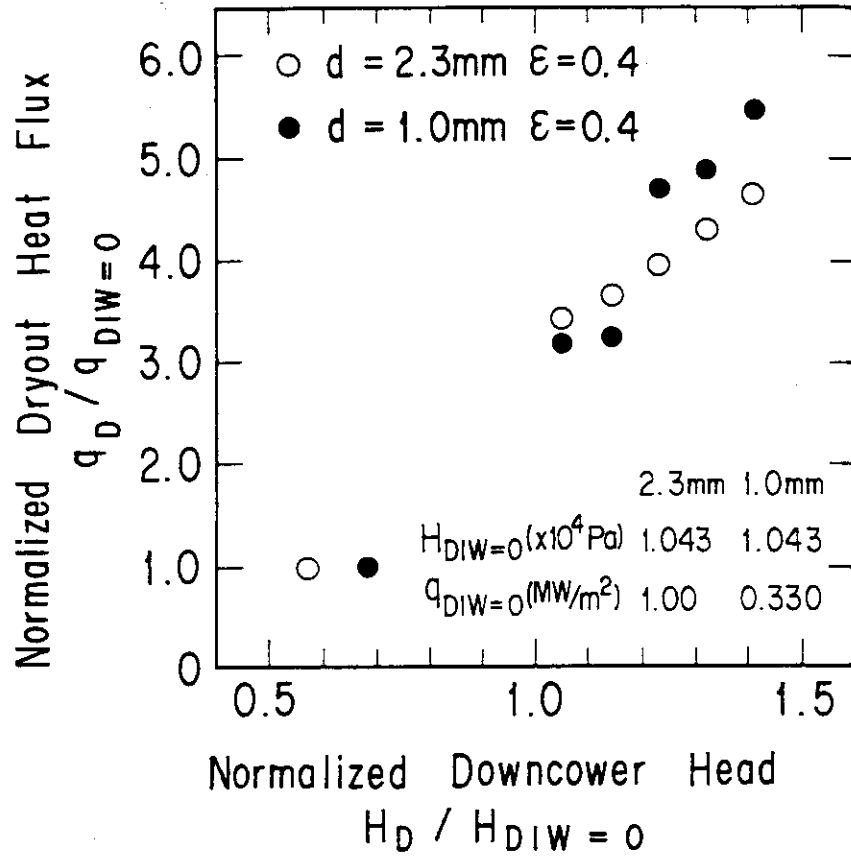


Fig. 19 Experimental results of dryout heat flux of debris bed for gravity-fed coolant flow condition with fixed downcower head

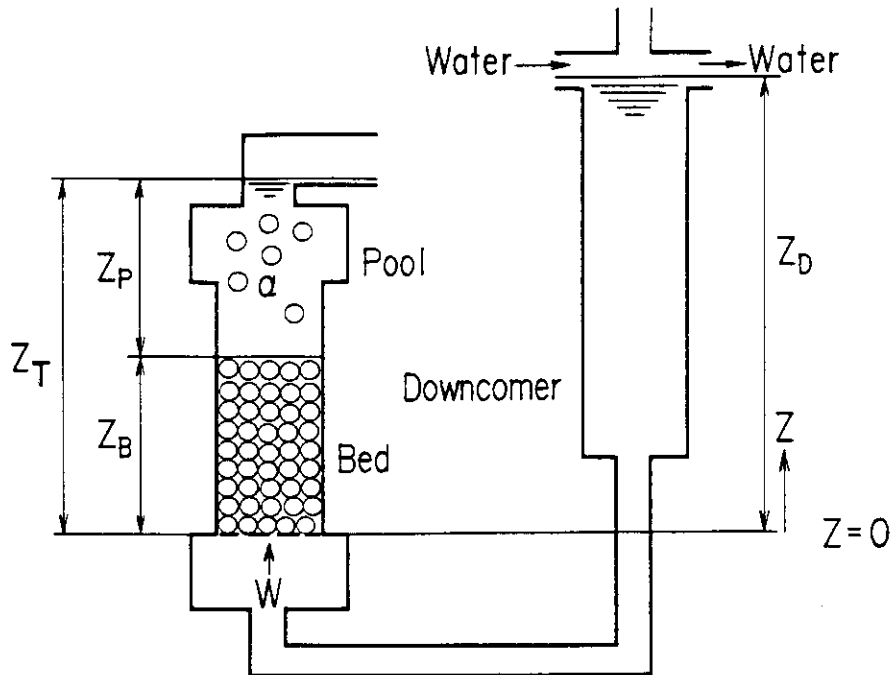


Fig. 20 Model to predict coolant mass flux entering test section from downcower

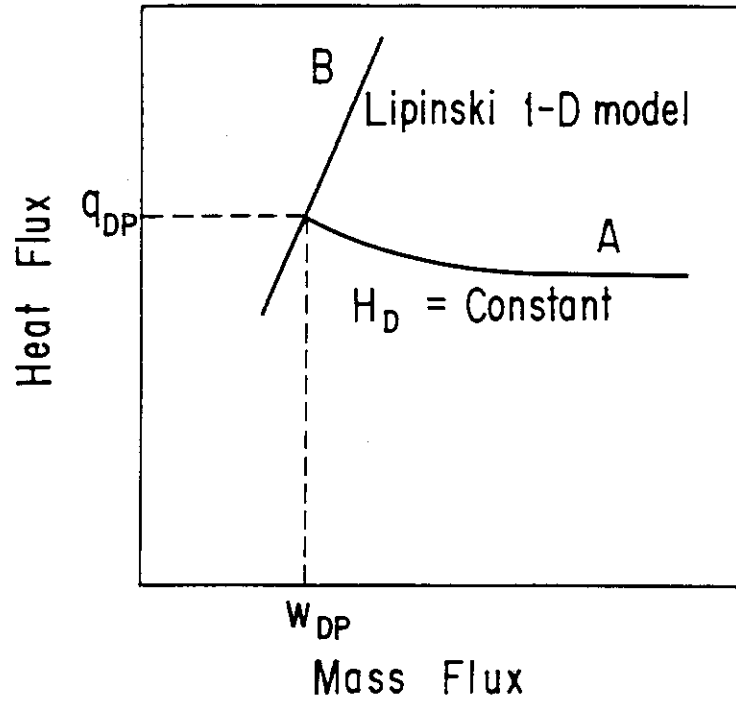


Fig. 21 Graphic method to predict dryout heat flux

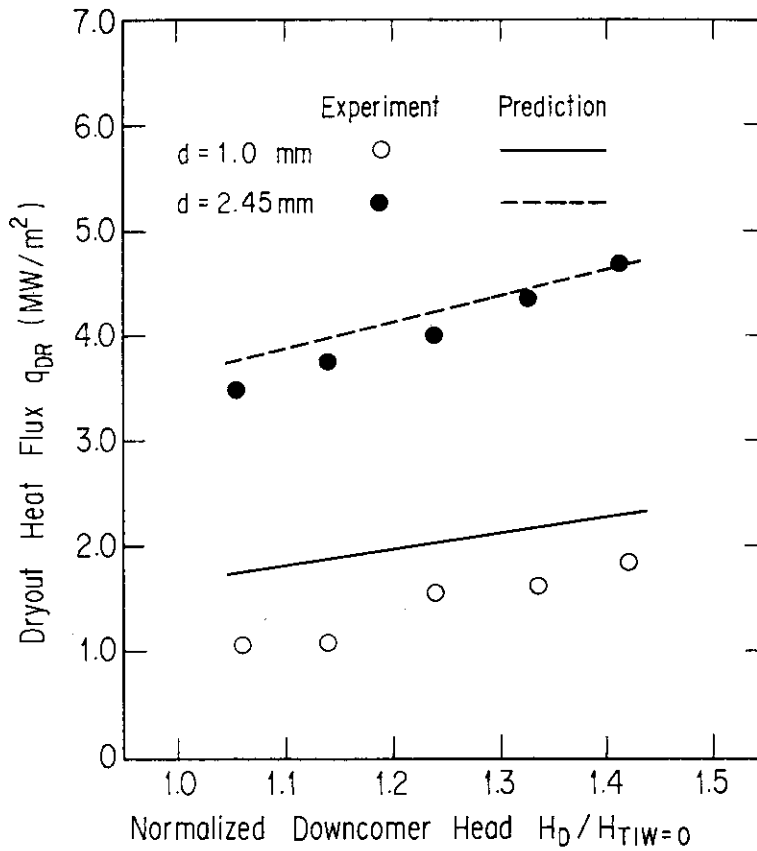


Fig. 22 Comparison between measured dryout heat flux and prediction for gravity-fed coolant flow condition with fixed downcomer head

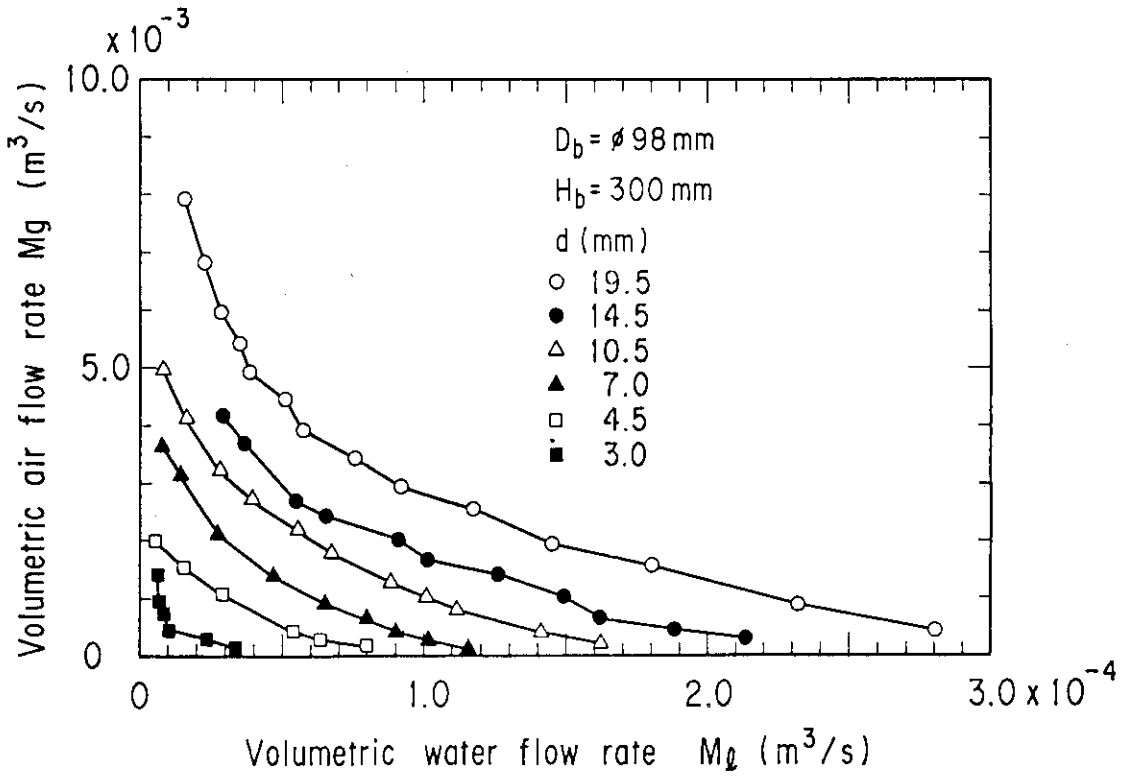


Fig. 23 Relationship between volumetric water flow rate and air flow rate at CCFL condition

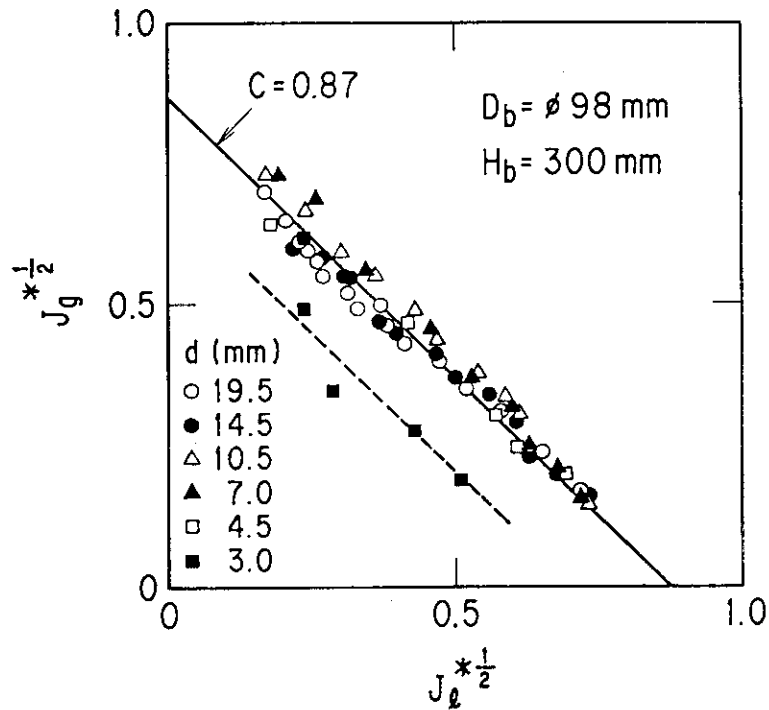


Fig. 24 Relationship between nondimensional fluid velocity at CCFL condition for 98mm diameter bed

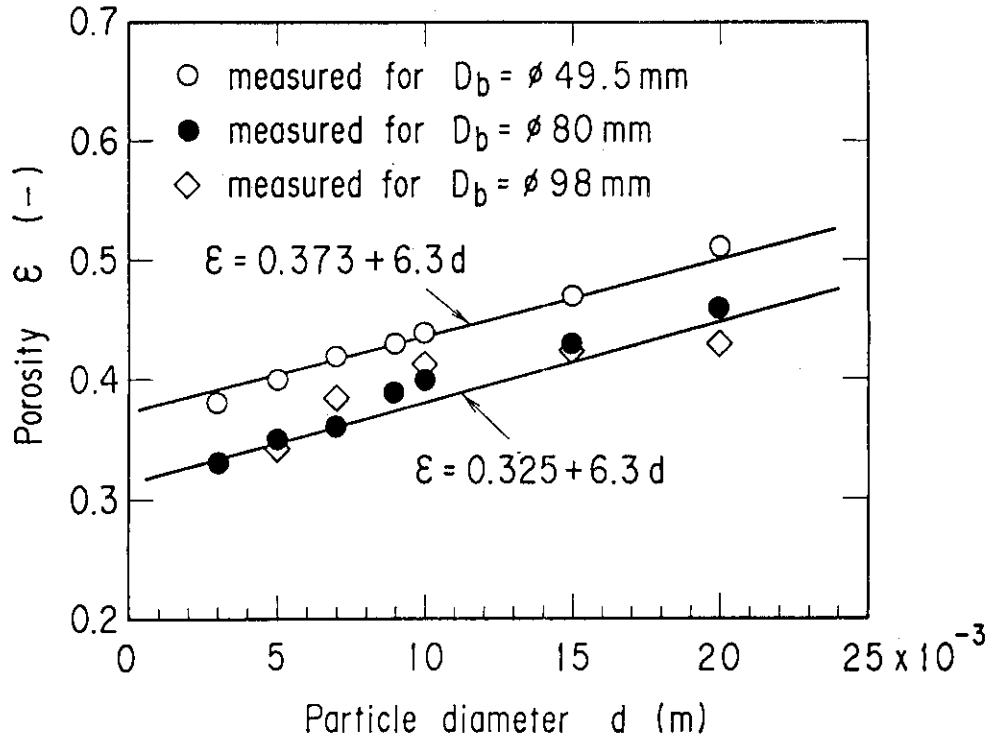


Fig. 25 Dependence of porosity on particle diameter

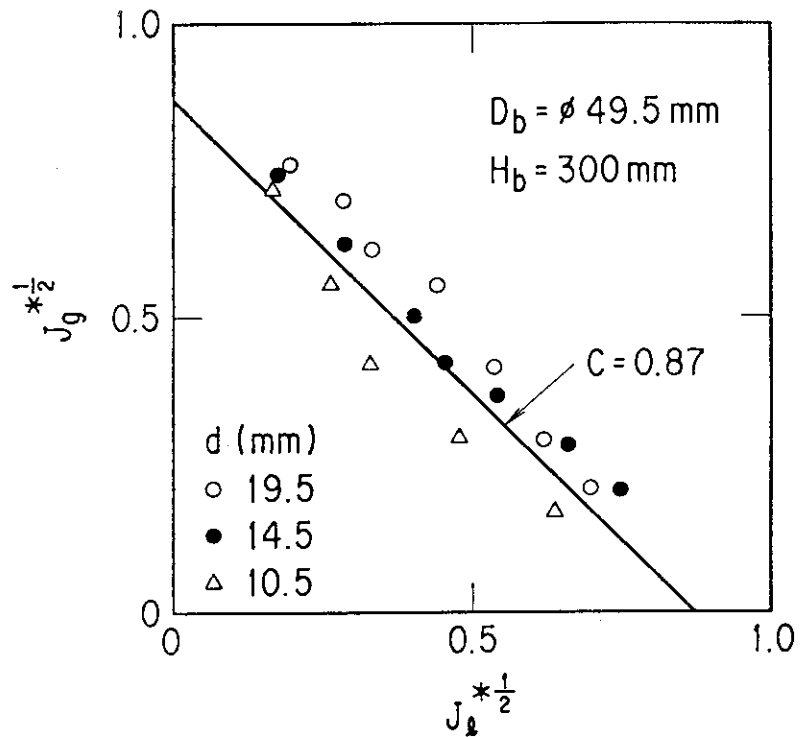


Fig. 26 Relationship between nondimensional fluid velocity at CCFL condition for 49.5mm diameter bed

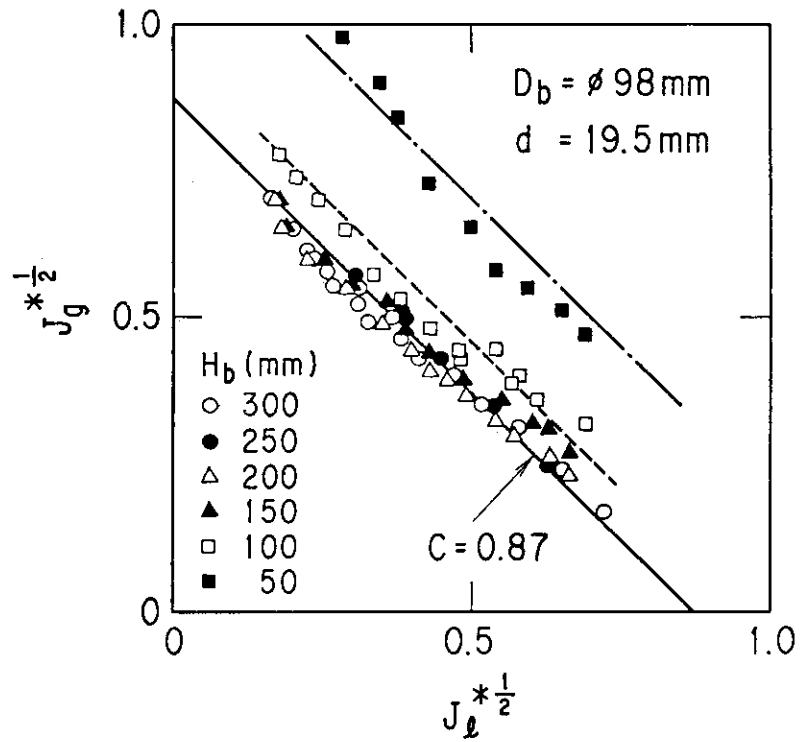


Fig. 27 Effect of bed height on flooding constant  $C$  for particle diameter of 19.5mm

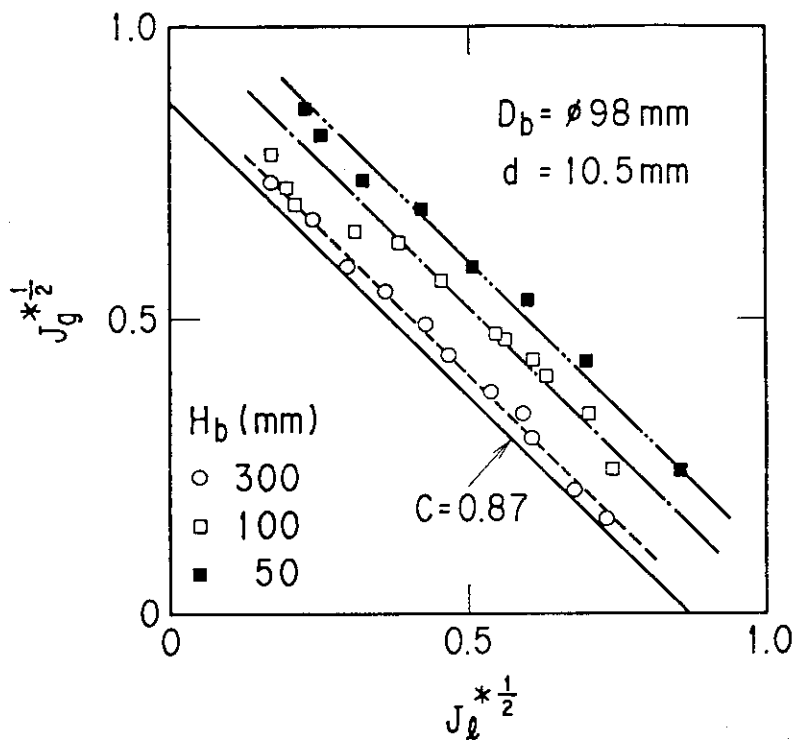


Fig. 28 Effect of bed height on flooding constant  $C$  for particle diameter of 10.5mm

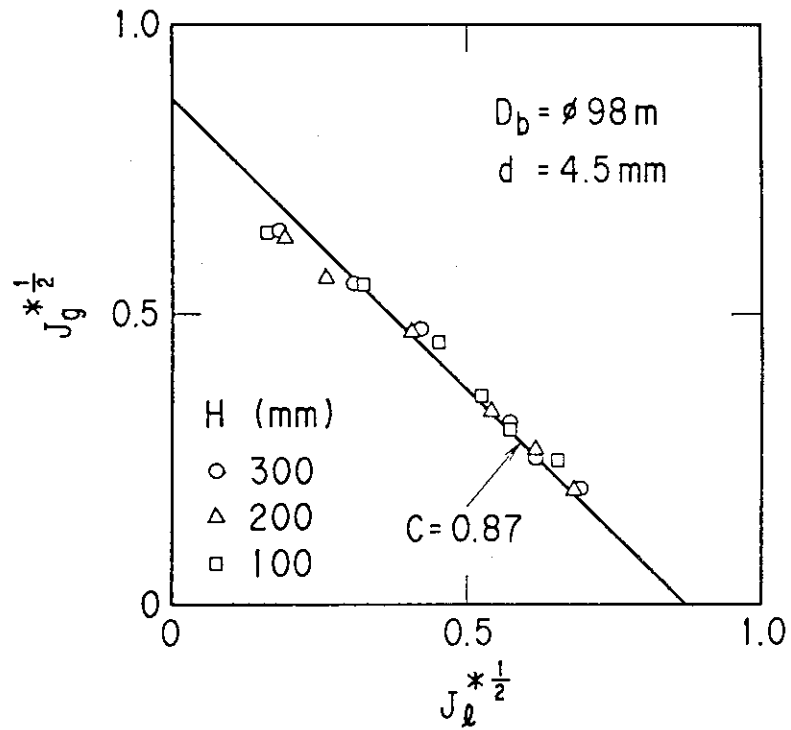


Fig. 29 Effect of bed height on flooding constant C for particle diameter of 4.5mm

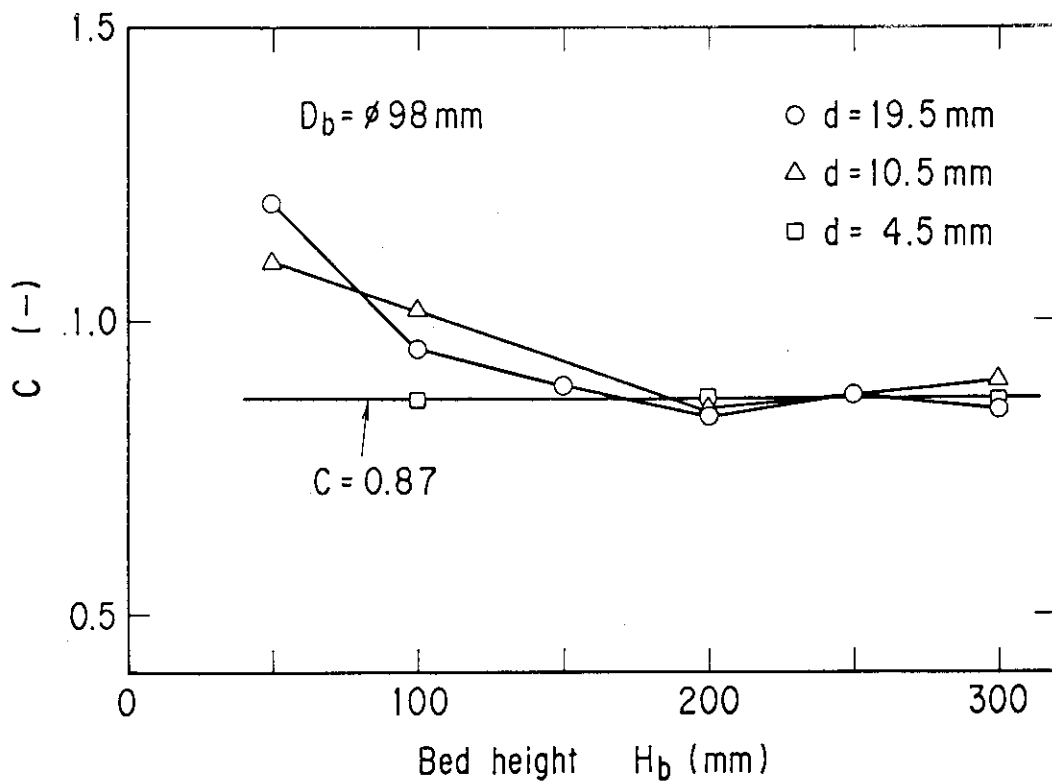


Fig. 30 Dependence of flooding constant C on bed height

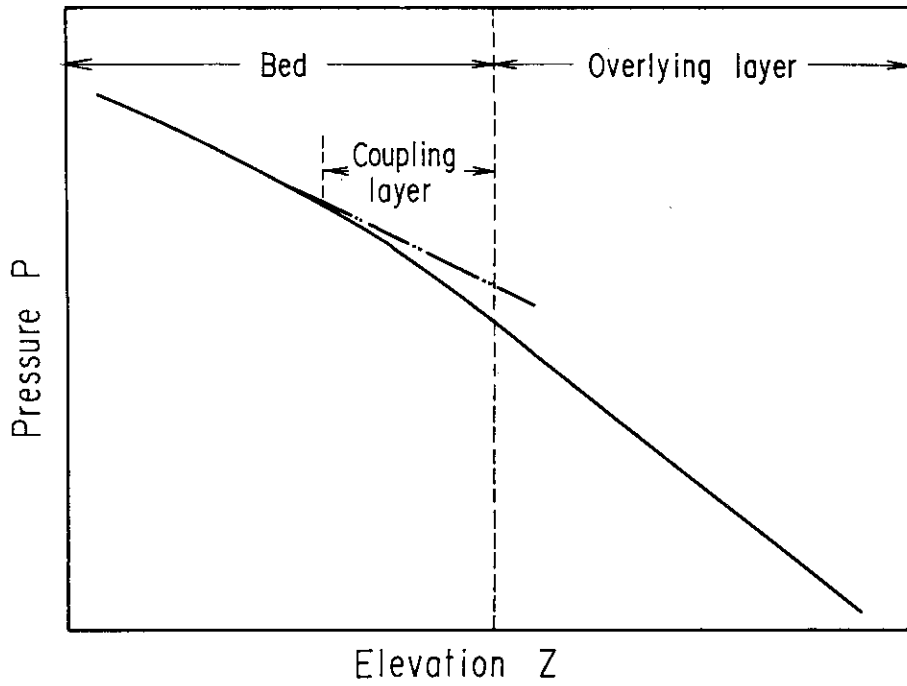


Fig. 31 Conceptual diagram of coupling layer

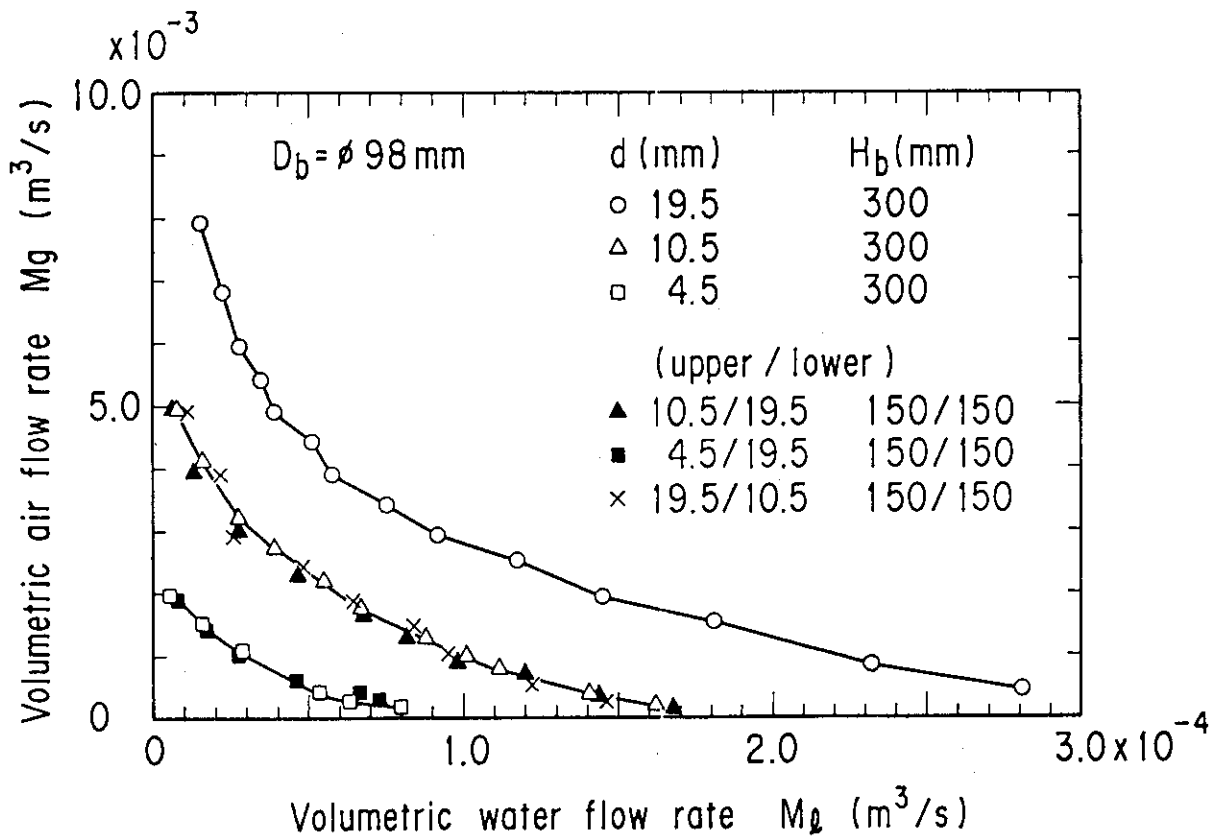


Fig. 32 Relationship between volumetric water flow rate and air flow rate at CCFL condition for stratified bed



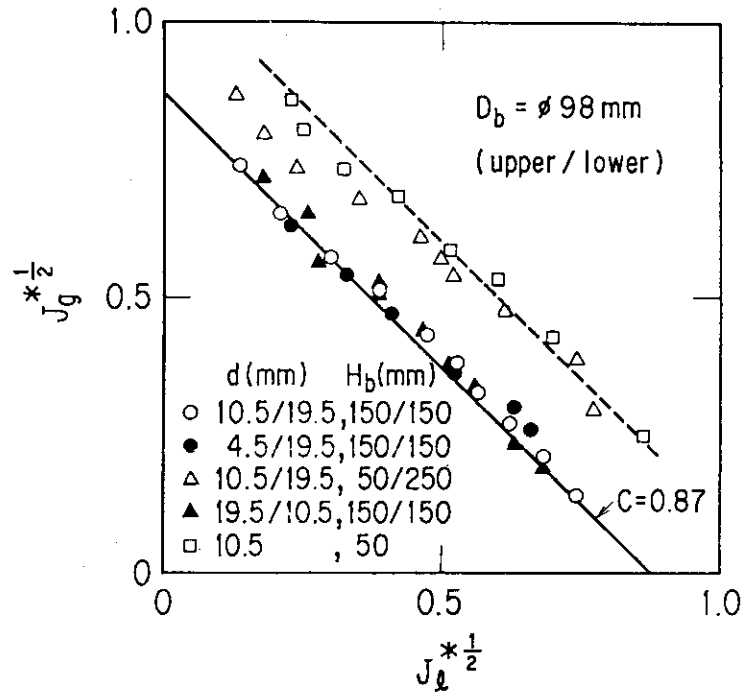


Fig. 33 Relationship between nondimensional fluid velocity at CCFL condition for stratified bed

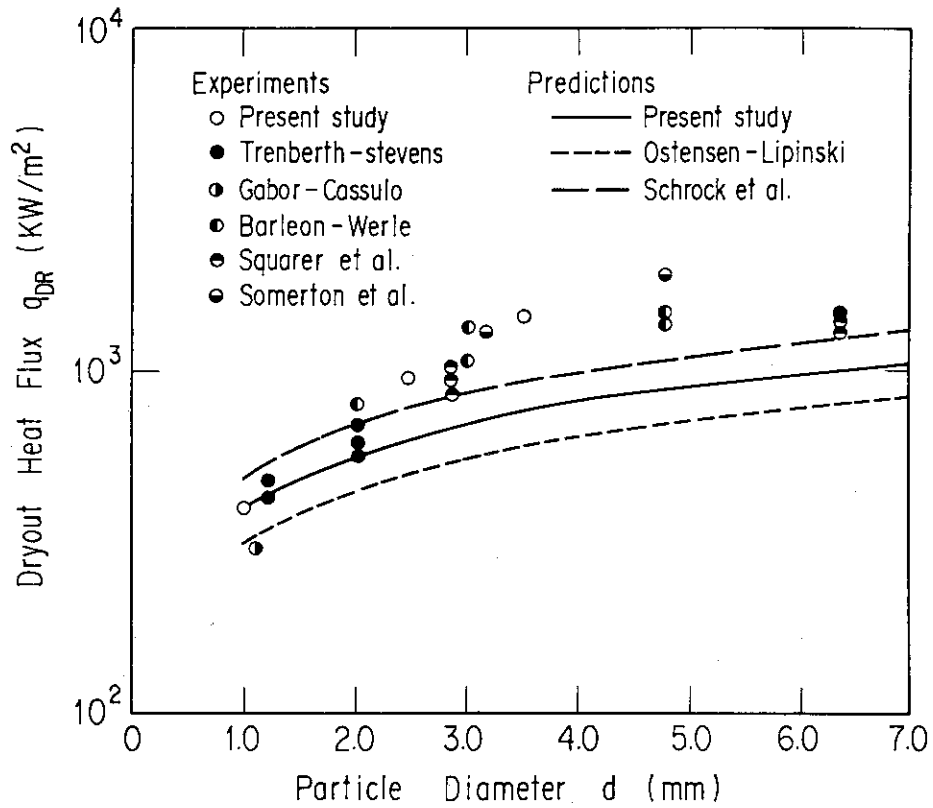


Fig. 34 Comparison of measured dryout heat flux with prediction by analytical models based on flooding theory

## 5. 結 論

### 5.1 損傷炉心冷却性実験

均一径粒子から構成されるデブリベッドに関して、高周波誘導加熱で崩壊熱を模擬し、ドライアウト熱流束を測定した。その結果、粒子径及び冷却水供給形態の影響について以下の結論を得た。

- (1) 静水中のデブリベッドに関して、毛管力とチャンネル形成の効果を削除した Lipinski の 1 次元モデルとドライアウト熱流束実測値を比較した結果、本モデルに含まれる気液両相の乱流比透過率の指数の値として 3.0 から 6.0 の範囲に実測値が概ねおさまる。
- (2) デブリベッド下部から冷却水が供給される場合、ドライアウト熱流束が大幅に上昇する。つまり冷却性が向上する。
- (3) 毛管力とチャンネル形成の効果を削除した Lipinski の 1 次元モデルは、デブリベッド下部から冷却水が供給される場合、実験値と良く一致する。
- (4) 質量流束が大きい場合（粒子径が 2.45mm の場合は  $2.0 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  程度）は、流入した冷却水をすべて蒸発させるのに必要な熱流束でドライアウト熱流束とすることは有効な手段である。
- (5) 質量流束が小さい場合はデブリベッド上部に溜まっている水槽から下降する冷却水の影響が大きい。
- (6) デブリベッド下部から強制的に冷却水を供給する場合と、流量を一定に保ちながらダウンカマーとテスト部とのヘッド差により冷却水が供給される場合との間には有意な差がない。
- (7) ダウンカマー内の水位を一定に保ち自然循環で冷却水を供給する場合は、わずかなダウンカマー水頭の増加により冷却性が向上する。
- (8) ダウンカマーを介した自然循環実験の解析に用いたモデルはドライアウト熱流束のダウンカマー水頭への依存性を良く再現する。

### 5.2 フラッディング実験

水-空気対向二相流でデブリベッド内二相流挙動を模擬し、粒子径、ベッドの高さ、ベッド径及びベッドの層状化がフラッディング現象へ及ぼす影響を明らかにするためのフラッディング実験を行い、以下に示す結論を得た。

- (1) 粒子径が 4.5 mm 以上であればフラッディング定数 C の粒子径依存性は認められず、Wallis の整理方法に従ったその値は 0.87 である。3.0 mm に関してはその他のベッ

ドと比較してかなり低い値となる。

- (2) ベッドを構成している粒子の径によって異なる臨界高さ以下になるとベッドが低くなるにしたいがフラッキング定数Cが増加する。
- (3) ベッドの径はフラッキング定数Cには余り大きな影響を及ぼさない。
- (4) 層状ベッドのフラッキング現象は各層の配置によらず小さい粒子径の層に支配される。
- (5) フラッキング理論に基づくドライアウト熱流束解析モデルは、静水中に置かれたデブリベッドに関して過少評価となる。

### 5.3 今後の課題

本実験の結果、均一径粒子から構成されるデブリベッドについては冷却水注入による冷却効果のあることが明らかとなり、デブリベッドの冷却にとって早期に冷却水を注入することの必要性が確認された。また均一径粒子のデブリベッドに対するドライアウト熱流束を予測する解析モデルを実験値と比較し良い一致を得た。しかしながら、実際のシビアアクシデント時に形成されるデブリベッドの形状は様々な形状と径を持つ粒子が混合した複雑なものであると考えられる。したがって本解析の結果を実炉の解析に適応するためには、より複雑な形状のデブリベッドについて実験を実施し、本解析モデルの適応範囲を拡張する必要がある。

## 謝 辞

本実験を行うにあたり平野見明環境安全研究部長（前燃料安全工学部長）に多くの御助言、御援助を頂きました。ここに深く感謝いたします。また高温工学試験研究炉設計室数土幸夫主任研究員（元安全工学第二研究室）には、実験装置の設計製作の段階から数多くの技術的コメントを頂いたことに深く謝意を表します。

ドと比較してかなり低い値となる。

- (2) ベッドを構成している粒子の径によって異なる臨界高さ以下になるとベッドが低くなるにしたいがフラッキング定数Cが増加する。
- (3) ベッドの径はフラッキング定数Cには余り大きな影響を及ぼさない。
- (4) 層状ベッドのフラッキング現象は各層の配置によらず小さい粒子径の層に支配される。
- (5) フラッキング理論に基づくドライアウト熱流束解析モデルは、静水中に置かれたデブリベッドに関して過少評価となる。

### 5.3 今後の課題

本実験の結果、均一径粒子から構成されるデブリベッドについては冷却水注入による冷却効果のあることが明らかとなり、デブリベッドの冷却にとって早期に冷却水を注入することの必要性が確認された。また均一径粒子のデブリベッドに対するドライアウト熱流束を予測する解析モデルを実験値と比較し良い一致を得た。しかしながら、実際のシビアアクシデント時に形成されるデブリベッドの形状は様々な形状と径を持つ粒子が混合した複雑なものであると考えられる。したがって本解析の結果を実炉の解析に適應するためには、より複雑な形状のデブリベッドについて実験を実施し、本解析モデルの適應範囲を拡張する必要がある。

## 謝 辞

本実験を行うにあたり平野見明環境安全研究部長（前燃料安全工学部長）に多くの御助言、御援助を頂きました。ここに深く感謝いたします。また高温工学試験研究炉設計室数土幸夫主任研究員（元安全工学第二研究室）には、実験装置の設計製作の段階から数多くの技術的コメントを頂いたことに深く謝意を表します。

## 参 考 文 献

- 1) Soda, K. and Yamano, N. : "Effect of Core Cooling on Remelting of TMI-2 Debris Bed", JAERI-M 86-199(1987).
- 2) Dhir, V. K. : "On the Coolability of Degraded LWR Cores", Nucl. Safety, 24, 3, 319-337(1983).
- 3) Miyazaki, K. et al. : "Dryout Heat Flux for Core Debris Bed, (I) Effects of System Pressure and Particle Size", J. Nucl. Sci. Technol., 23(8), 36-44(1986).
- 4) Ergun, S. : "Fluid Flow Through Packed Column", Chem. Eng. Prog., 48, 89-94(1953).
- 5) Wallis, G. B. : "One Dimensional Two Phase Flow", McGraw-Hill, NY(1969).
- 6) Dhir, V. K. and Catton, I. : "Study of Dryout Fluxes in Beds on Inductively Heated Particles", NUREG-0252(1977).
- 7) Hardee, H. C. and Nilson, R. H. : "Natural Convection in Porous Media with Heat Generation", Nucl. Sci. Eng., 63, 119-132(1977).
- 8) Shires, G. L. and Stevens, G. F. : "Dryout During Boiling in Heated Particle Beds", AEEW-M1779, UKAEA, Winfrith(1980).
- 9) Trenberth, R. and Stevens, G. F. : "An Experimental Study of Boiling Heat Transfer and Dryout in Heated Particle Beds", AEEW-R1342, UKAEA, Winfrith(1980).
- 10) Lipinski, R. J. : "A Particle Bed Dryout Model with Upward and Downward Boiling", Trans. Am. Nucl. Soc., 35, 358-360(1980).
- 11) Lipinski, R. J. : "A Model for Boiling and Dryout in Particle Beds", NUREG/CR-2646 SAND82-0765(1982).
- 12) 植田辰洋 : "気液二相流 - 流れと熱伝達 - ", 養賢堂, 東京 (1981).
- 13) Ostensen, R. W. and Lipinski, R. J. : "A Particle Bed Dryout Model Based on Flooding", Nucl. Sci. Eng., 79, 110-113(1981).
- 14) Marshall, J. S. and Dhir, V. K. : "Hydrodynamics of Counter-Current Two Phase Flow Through Porous Media", NUREG/CR-3395(1984).
- 15) Schrock, V. E. et al. : "Flooding in Particle Beds and Its Role in Dryout Heat Flux Prediction", Proc. of 6th Information Exchange Meeting on Debris Coolability", UCLA, CA, Nov. 7-9(1984).
- 16) Sowa, E. S. et al. : "Heat Transfer Experiments through Beds of  $UO_2$  in Boiling Sodium", Trans. Am. Nucl. Soc., 14, 2, 725(1971).

- 17) Theofanous, T. G. and Saito, M. : "An Assessment of Class 9 (Core-Melt) Accidents for PWR Dry-Containment System", Nucle. Eng. Des., 66(3), 301-332(1981).
- 18) Gabor, J. D. and Cassulo, J. C. : "Induction Heated-Simulant Materials", reported in Gabor, J. D. et al., Status Report on Debris Accommodation Technology for LBRs, ANL/RAS 81-19, ANL, Argonne, IL, 34-59(1981).
- 19) Barleon, L. and Werle, H. : "Dependence of Dryout Heat Flux on Particle Diameter", Trans. Am. Nucl. Soc., 38, 382-383(1981).
- 20) Squarer, D. et al. : "Dryout in Large Particle, Deep Debris Beds", Trans. Am. Nucl. Soc., 38, 444-445(1981).
- 21) Somerton, C. et al. : "An Experimental Investigation in Deep Debris Beds", LWR Safety Information Exchange, Gathersburg, MD, October 26-31 (1981).
- 22) Lipinski, R. J. : "A Coolability Model for Postaccident Nuclear Reactor Debris", Nucl. Technol., 65, 53-66(1984).
- 23) Schulenberg, T. and Muller, U. : "A Refined Model for the Coolability of Core Debris with Flow Entry from the Bottom", Proc. 5th International Meeting on Thermal Nuclear Safety, KfK3880, Vol. 2, 1090-1097(1984).
- 24) Tsai, F. P. et al. : "Dryout of an Inductively Heated Bed of Steel Particles with Subcooled Flow from Beneath the Bed", Nucl. Technol., 65, 10-15(1984).
- 25) Hofmann, G. : "On the Location and Mechanisms of Dryout in Top-Fed and Bottom-Fed Particulate Beds", Nucl. Technol., 65, 36-45(1984).
- 26) 井上晃, 青木成文 : "管内二相流の圧力損失に関する基礎的研究", 日本機械学会集, 36(288), 1358(1970).
- 27)
- 28) Barleon, L. et al. : "Cooling of Debris Beds", Nucl. Technol., 65, 67-86(1984).
- 29) Tolman, E. L. et al. : "TMI-2 Accident Scenario Update", Proc. of 14th Water Reactor Safety Information Meeting, NUREG/CP--0082, Vol. 6, 39-54 (1987).
- 30) 佐々木貞明, 横見迪郎 : "TMI-2号機の現状とその研究成果", 原子力工業, 33(10), 7-18(1987).

## 付録 TMI - 2 事故における炉心損傷現象

1979年米国ペンシルベニア州で発生したTMI - 2 事故は炉心が大幅に損傷する事故、いわゆるシビアアクシデントであった。炉心内冷却能力の低下により炉心が露出し燃料の一部溶融が生じた。非常用炉心冷却系が作動し一旦は冷却されたが、機器の故障と運転員の誤操作により燃料が再溶融し下部ヘッドに流れ落ちた。幸いにしてそこで冷却可能な形状が保持され、圧力容器貫通という事態はまぬがれた。<sup>29)</sup> Fig.A.1にTMI - 2 の最終炉心状態図を示す。<sup>30)</sup> 炉心部には溶融固化したデブリ層及び高温燃料の急激な冷却により崩れ落ちたデブリ層が、下部ヘッドには炉心部から流れ落ちた溶融物が固化したデブリ層が存在する。

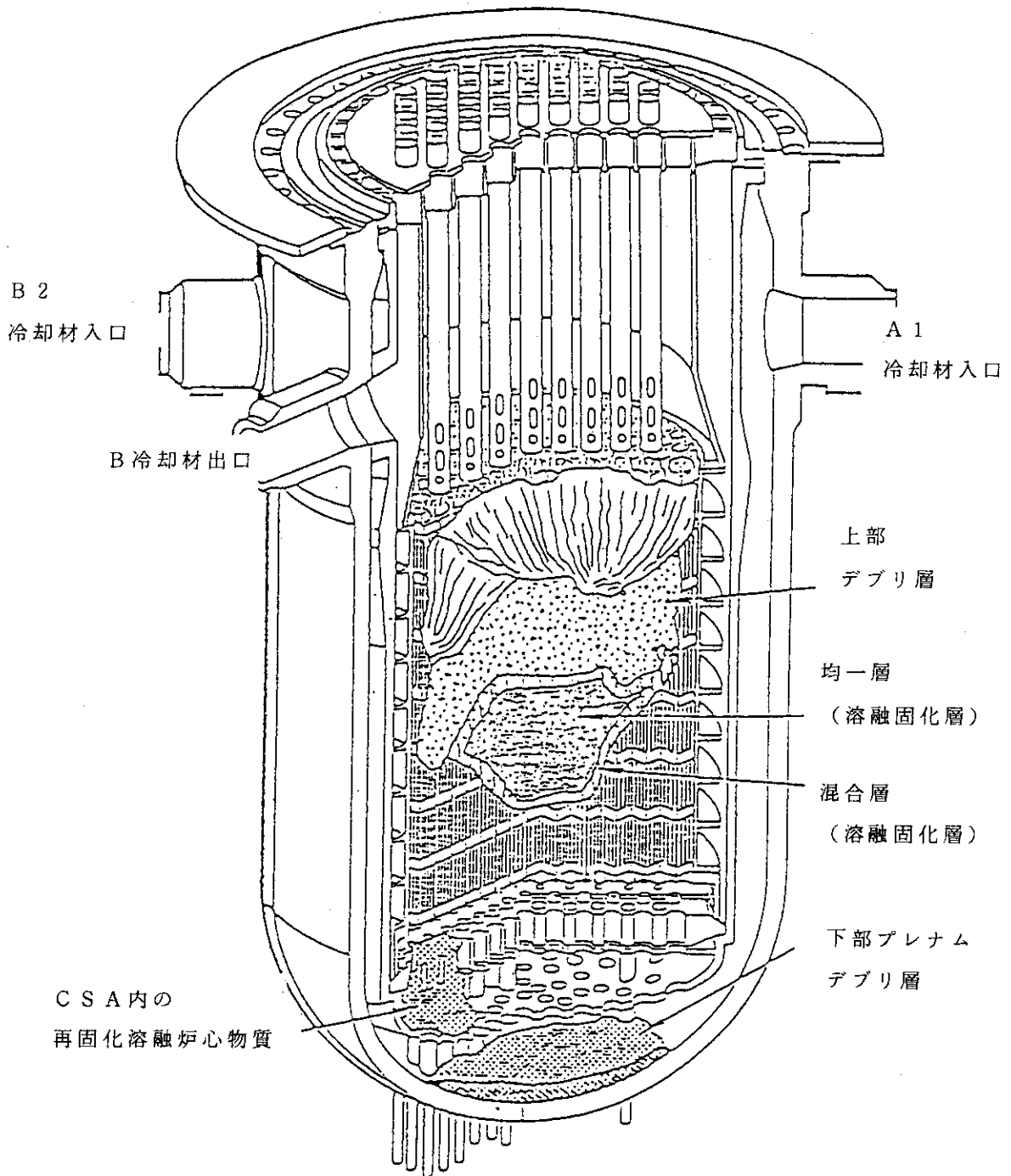


Fig. A.1 Final state in the TMI-2 reactor vessel<sup>30)</sup>