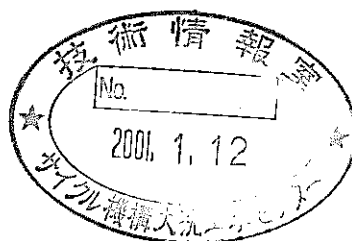


デブリベッドのドライアウト予測モデル
— レビューとPAHR評価への適用 —
(研究報告)

2000年3月



核燃料サイクル開発機構
大洗工学センター

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184,
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)
2000

デブリベッドのドライアウト予測モデル
— レビューと PAHR 評価への適用 —
(研究報告)

山越義規*

要旨

ドライアウト予測モデルは多数存在し、その適用条件も様々であるが、各々のモデルの特徴や適用可能性を把握することは、PAHR 評価の信頼性を高める上で重要である。そこで、様々なドライアウト予測モデルの特徴を定式化の段階から再確認するとともに、実験値との比較を通じて各種モデルの適用可能性を検討する。

また、新しいチャンネルモデルの適用性についても検討した。従来のモデルでは、特に相対的に薄いベッドに対しては、適切なドライアウト予測が難しかった。新しいモデルの特徴は Lipinski 沸騰モデルにチャンネルのパーミアビリティーを導入した点であり、これにより薄いベッドに対する予測が可能となった。

様々なドライアウトモデルの予測値と実験値を比較した結果、以下の結論が得られた。

- 充填ベッドに対しては、直列的な伝熱モデルが適用できることが再確認された。一方、DEBRIS-MD コードはドライアウト発熱密度を過小評価する。
- 厚いチャンネル形成ベッドに対しては、ベッド上部のチャンネル形成を想定した Lipinski 沸騰モデル、改良モデルのいずれも適用可能である。
- 薄いチャンネル形成ベッドでは、改良モデルによる予測値が実験結果によく一致する。

* 大洗工学センター システム技術開発部 リスク評価技術開発グループ

Models for Dryout in Debris Beds

— Review and Application to the Analysis of PAHR —

Yoshinori Yamakoshi*

Abstract

There are many models for dryout in debris beds and various conditions under which these models are applicable. For a reliable analysis of post-accident heat removal (PAHR), it is important that characteristics and applicability of each model should be made clear. In this report, formulation of the models for dryout and applicability of them are studied through comparing with experimental data.

A new model for dryout prediction is also discussed here. It is difficult to predict the dryout power especially for a relatively shallow bed using a conventional model for channeled beds. The new model, which is based on the one-dimensional model derived by Lipinski, has permeability of channels in the governing equation, and enables us to predict the dryout power for relatively shallow beds.

The following conclusions are derived from comparing the predicted dryout power with experimental data.

- The model for series heat removal is applicable to a packed bed while the DEBRIS-MD underestimates the dryout power for it.
- Either the original model assuming channel formation on the top of the bed or the modified model is applicable to a relatively deep bed with channels.
- For a relatively shallow bed with channels, the dryout power predicted by the modified model agrees with the experimental data in comparison with other models.

* Nuclear System Safety Research Group, System Engineering Technology Division,
O-arai Engineering Center

目次

1	はじめに	1
2	Lipinski の沸騰／ドライアウトモデル	2
2.1	Lipinski の 0 次元モデル	2
2.2	Lipinski の 1 次元モデル	3
3	一般的なデブリベッドの沸騰／ドライアウトモデル (その 1)	5
3.1	直列的な沸騰伝熱モデル	5
3.2	並列的な沸騰伝熱モデル	7
3.3	チャンネルモデル	8
3.4	Stubos&Buchlin のフラッシングモデル	9
4	一般的なデブリベッドの沸騰／ドライアウトモデル (その 2)	11
4.1	Lipinski モデルの改良型	11
4.2	DEBRIS-MD モデル	13
5	実験値と各種モデルの比較	15
5.1	Argonne 研究所デブリベッド試験との比較	15
5.2	Sandia 研究所 D10 試験との比較	16
6	まとめと結論	17
	謝辞	18
	参考文献	19
	記号	20
	表	22
	図	24
	付録 A ドライアウト発熱密度計算プログラム	30
	付録 A-1 入力	30
	付録 A-2 出力	33
	付録 A-3 状態方程式関数、物性値関数	34

表リスト

表 1 ドライアウトモデルの概要22
 表 2 比較結果の概要23

図リスト

図 1 飽和度と発熱密度の関係 (Lipinski 0D 沸騰モデル)24
 図 2 飽和度分布 (Lipinski 1D 沸騰モデル)24
 図 3 境界熱流束の飽和度依存性、交点が存在する場合 (チャンネルモデル)25
 図 4 境界熱流束の飽和度依存性、交点が存在しない場合 (チャンネルモデル)25
 図 5 ドライアウトマップ (Lipinski モデル改良型、直列モデル)26
 図 6 沸騰時の飽和度および等価熱伝導率 vs 温度 (DEBRIS-MD)26
 図 7 デブリベッド最高温度の時間変化 (DEBRIS-MD)27
 図 8 ドライアウト発熱密度 vs 冷却材温度 (DEBRIS-MD、直列モデル)27
 図 9 Argonne デブリベッド試験との比較 (粒子径 242 μm)28
 図 10 Argonne デブリベッド試験との比較 (粒子径 420 μm)28
 図 11 Sandia D10 試験との比較 (充填ベッド)29
 図 12 Sandia D10 試験との比較 (チャンネル形成ベッド)29

1 はじめに

ナトリウム冷却高速増殖炉の仮想的な炉心崩壊事故シナリオでは、熔融燃料が炉心から流出することによって核的な終息に至るが、事象の炉容器内終息を判定するには、その後の崩壊熱除去過程評価による冷却可能性の検討が必要となる。炉心から流出した燃料は、下部構造内プレナムで微粒化やクエンチを引き起こしながら、最終的には支持構造材の上にデブリベッドとして堆積する。堆積したデブリベッドは依然として崩壊熱を持っているため、その冷却に失敗すれば支持構造材の侵食や破損、更には炉容器の破損に至る可能性もある。このため、事故後評価ではデブリベッドからの熱除去評価が重要なテーマとなっている。

このような背景から、70年代から80年代にかけて、Argonne 研究所や Sandia 研究所において、デブリベッド冷却に関する試験研究が数多く実施された。Lipinski はこれらの成果を取り混ぜて、デブリベッドの沸騰挙動やドライアウト挙動に関する理論モデルを開発した[1-3]。このモデルの特徴としては、経験的な定数を用いていないこと、毛管力が飽和度の関数としてモデル化されていること、乱流抵抗がモデル化されていること、等が挙げられる。

Lipinski の沸騰モデルは、あくまでも沸騰状態にある充填ベッド（乱されていないベッド）にしか適用できない。しかし、比較的厚いベッドであれば、上部が冷却された未沸騰ベッドや上部にチャンネルが形成されたベッドに対しても、適切な境界条件を与えることで Lipinski モデルの適用は可能となる。

一方、薄いベッドにおいては、チャンネルがベッドの底近くにまで達する可能性がある。この場合、充填ベッドを対象とした通常の Lipinski モデルと上部境界条件を組み合わせたモデルでは、デブリベッドの状態を適切に模擬することが難しくなる。最近では、フラッシングによる予測モデルがあり[4]、これによって薄いベッドの検討が進む可能性もある。

旧動燃においても、デブリベッド挙動を熱伝導計算によって解析する DEBRIS-MD コード[5]が開発されている。DEBRIS-MD は、直列的な伝熱モデルと Lipinski の沸騰モデルに基づいてモデル化されているため、適用できる条件は乱れのない深いベッドに限られる。

このように、ドライアウト予測モデルは多数存在し、その適用条件も様々であるが、各々のモデルの特徴や適用可能性を把握することは、PAHR 評価の信頼性を高める上で重要である。そこで、ドライアウト予測モデルの特徴を定式化の段階から再確認するとともに、実験値との比較を通じて各々のモデルの適用可能性を検討する。各種モデルのドライアウト予測値の計算には、新たに開発したプログラムを用いた。

また、ここでは従来にはなかった新しいドライアウト予測モデルを提案している。このモデルはチャンネルが形成された薄いベッドにも適用できるように Lipinski のモデルを改良したものである。改良モデルの特徴は、チャンネルのパーミアビリティを導入することにより、充填ベッド領域とチャンネル形成領域との間のあからさまな区別がなくなっていること、未沸騰ベッドに対しても適切なモデル化がなされていることである。

以下、2～4章で各種モデルの定式化や特徴について（表1参照）、5章で実験値と予測値の比較検討について、付録Aでドライアウト予測プログラムについてそれぞれ述べる。

2 Lipinskiの沸騰／ドライアウトモデル

Lipinski はデブリベッドの沸騰挙動に対して経験的な係数によらないモデルを導いた[1-3]。このモデルの主な特徴は、毛管力を飽和度の関数として表していること、乱流による流動抵抗を考慮していることである。Lipinski の沸騰モデルによって計算されたドライアウト熱流束は、他のどんなモデルよりも実験値の傾向をよく再現している。また、この沸騰モデルには、0 次元モデルと軸方向の分布を考慮する 1 次元モデルがある。

2.1 Lipinski の 0 次元モデル

2.1.1 基礎式

定常時のデブリベッド内の二相流に対する方程式は以下のように表される[1,3]。

$$\frac{1}{\eta\eta_v\rho_v}(\rho_v V_v)^2 + \frac{V_v}{\kappa\kappa_v}\rho_v V_v - \frac{\Delta P_v}{L_B - q_{down}/Q} + \rho_v g = 0 \quad (1)$$

$$-\frac{1}{\eta\eta_l\rho_l}(\rho_l V_l)^2 - \frac{V_l}{\kappa\kappa_l}\rho_l V_l - \frac{\Delta P_l}{L_B - q_{down}/Q} + \rho_l g = 0 \quad (2)$$

$$\rho_l V_l h_v = Q L_B - q_{down} \quad (3)$$

$$\rho_v V_v - \rho_l V_l = 0 \quad (4)$$

$$\Delta P_v - \Delta P_l = \sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{5\kappa}} \quad (5)$$

ここで、 κ と η はそれぞれ層流と乱流に対するパーミアビリティであり、

$$\kappa = \frac{d^2 \varepsilon^3}{150(1-\varepsilon)^2} \quad (6)$$

$$\eta = \frac{d \varepsilon^3}{1.75(1-\varepsilon)} \quad (7)$$

として表される[5,6]。また、相対パーミアビリティは飽和度の関数として表される。

$$\kappa_v = \eta_v = (1-s)^3 \quad (8)$$

$$\kappa_l = \eta_l = s^3 \quad (9)$$

なお、文献[1,2,7]では、蒸気の層流相対透過率は別の形 ($\kappa_v=1-1.11s$) で定義されている。

沸騰モデルの第 1 式は蒸気の運動量保存式である。Lipinski のモデルは第 2 項の層流抵抗に加えて、第 1 項の乱流抵抗があることが特徴的である。これにより、デブリベッド粒子径が大きい場合のドライアウト熱流束が他のモデルよりも実験値によく一致する結果となっている。なお、蒸気流速はデブリベッドから流出する向きを正としている。第 2 式は冷却材の運動量保存式である。定常状態のもとでは、蒸気はデブリベッドから流出するのに対して、冷却材はデブリベッドへ流入するため、第 1 式とは流動抵抗の符号が異なる。第 3 式はエンタルピー保存式である。蒸発熱は発生した熱量と下面から逃れる熱の差として表される。第 4 式は質量保存式であり、デブリベッドから流出した蒸気と同じ量の冷却材が供給されることを表している。第 5 式は毛管力の関係式である。毛管内では表面張力の影響が大きくなるために、気相と液相の圧力に差が生じる。例えば、スポンジが水を吸い込むような力が毛管力に相当する。

2.1.2 ドライアウト発熱密度

以上の一連の式を整理し、発熱密度を飽和度の関数として整理する。下面冷却がない場合には、発熱密度を次のような形で表すことができる。

$$Q = \frac{\rho_v h_{lv}}{L_B} \left(\sqrt{V_L^2 + V_T^2} - V_L \right)$$

$$V_L = \frac{\eta}{2\kappa\rho_v} \left(\frac{v_v}{\kappa_v} + \frac{v_l}{\kappa_l} \right) \left/ \left(\frac{1}{\rho_v \eta_v} + \frac{1}{\rho_l \eta_l} \right) \right. \quad (10)$$

$$V_T = \left(\frac{\eta(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \left(1 + \frac{\sigma\sqrt{\varepsilon/\kappa}}{\sqrt{5}(\rho_l - \rho_v)gL_B} \right) \left/ \left(\frac{1}{\rho_v \eta_v} + \frac{1}{\rho_l \eta_l} \right) \right. \right)^{1/2}$$

一方、下面冷却がある場合には、与えられた飽和度に対する発熱密度は、3次方程式

$$\left(\frac{1}{\rho_v \eta_v} + \frac{1}{\rho_l \eta_l} \right) \frac{X^3}{\eta} + \left(\frac{v_v}{\kappa_v} + \frac{v_l}{\kappa_l} \right) \frac{X^2}{\kappa} - \left((\rho_l - \rho_v)g + \frac{\sigma}{L_B} \sqrt{\frac{\varepsilon}{5\kappa}} \right) X - \frac{q_{down}}{h_{lv}} \frac{\sigma}{L_B} \sqrt{\frac{\varepsilon}{5\kappa}} = 0 \quad (11)$$

$$X \equiv \frac{QL_B - q_{down}}{h_{lv}}$$

の解として表される。

ドライアウト発熱密度は、以上の式が解を持つための最大の発熱密度である。図1は発熱密度の飽和度依存性を示したものであり、その頂点の発熱密度がドライアウト発熱密度に相当する。なお、同じ発熱密度に対して飽和度の解が2個存在するが、このうち安定な沸騰状態を表すのは飽和度の高い側である。

2.2 Lipinskiの1次元モデル

2.2.1 基礎式

0次元モデルを軸方向に拡張したのが1次元モデルである。1次元モデルの基礎式を以下に示す[2,3]。

$$\frac{1}{\eta\eta_v\rho_v} \rho_v V_v |\rho_v V_v| + \frac{v_v}{\kappa\kappa_v} \rho_v V_v + \frac{dP_v}{dz} + \rho_v g = 0 \quad (12)$$

$$\frac{1}{\eta\eta_l\rho_l} \rho_l V_l |\rho_l V_l| + \frac{v_l}{\kappa\kappa_l} \rho_l V_l + \frac{dP_l}{dz} + \rho_l g = 0 \quad (13)$$

$$-\frac{d}{dz}(\rho_l V_l h_{lv}) = Q \quad (14)$$

$$\frac{d}{dz}(\rho_v V_v + \rho_l V_l) = 0 \quad (15)$$

$$P_v - P_l = \sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} J(s) \equiv \sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} \frac{(s^{-1} - 1)^{0.175}}{\sqrt{5}} \quad (16)$$

それぞれの式の意味は0次元モデルと同様である。なお、上向きを正の方向、下向きを負の方向としている。また、毛管力は、0次元モデルの場合とは異なり、半経験的な飽和度の関数(Leverett関数)[3,5,7]によって表される。

2.2.2 飽和度分布およびドライアウト発熱密度

デブリベッド底部での熱除去を考慮して第3式を積分すると、蒸気流量の分布

$$\rho_v V_v = \frac{Qz - q_{down}}{h_v} \quad (17)$$

が得られる。また、デブリベッドへのネットの流量がないとすれば、デブリベッド内部の任意の位置で

$$\rho_v V_v + \rho_l V_l = 0 \quad (18)$$

が成立する。これらを用いて上式を整理すると、

$$\sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{k}} \frac{dJ(s)}{ds} \frac{ds}{dz} = - \left(\frac{1}{\eta \eta_v \rho_v} + \frac{1}{\eta \eta_l \rho_l} \right) \left(\frac{Qz - q_{down}}{h_v} \right) \left| \frac{Qz - q_{down}}{h_v} \right| - \left(\frac{v_v}{k k_v} + \frac{v_l}{k k_l} \right) \frac{Qz - q_{down}}{h_v} + (\rho_l - \rho_v) g \quad (19)$$

が得られる。ここで、粒子径やポロシティは一様な分布を持つと仮定した。この微分方程式は飽和度分布を決定するためのものであり、ベッド上部での境界飽和度が与えられれば解くことができる。境界飽和度は上部境界条件に応じて決定される（後述）。

発熱密度が小さい場合は、すべての領域において飽和度が定義されるが、発熱密度が大きくなると、飽和度が定義されない領域が現れる。この領域がドライアウト領域に相当する。そして、このように解の性質が変わるところの発熱密度がドライアウト発熱密度である。図2は様々な発熱密度に対する飽和度をプロットしたものである。発熱密度が3MW付近（すなわちドライアウト発熱密度）を超えると飽和度0の領域が現れる。

3 一般的なデブリベッドの沸騰／ドライアウトモデル（その1）

Lipinski のモデルは沸騰状態にある充填ベッドにのみ適用できる。一般的には、デブリベッドの上部には未沸騰領域あるいはチャンネル領域が存在するので、Lipinski の沸騰モデルは適切な境界条件と組み合わせて用いる必要がある。ここでは、そのような境界条件の定式化について述べる。また、本章の最後にて、Lipinski 沸騰モデルとは別の系統に属するフラッディングによるドライアウトモデルについても述べる。

3.1 直列的な沸騰伝熱モデル

デブリベッド内部で沸騰が生じていても、その上面を覆う冷却材が沸騰温度未満であれば、デブリベッド上部ではサブクール状態が維持されている。このような場合、ドライアウト発熱密度を計算するには、Lipinski の沸騰モデルだけでは不十分で、未沸騰領域の挙動も同時に検討する必要がある。

直列的な伝熱 (series heat removal mode) とは、デブリベッドの沸騰領域で発生した蒸気がデブリベッドの未沸騰領域で凝縮することによって熱が伝えられる状況のことである。このとき、ドライアウト発熱密度は未沸騰領域の厚さやそこでの熱伝導率にも依存する。未沸騰領域と沸騰領域の境界での条件を適切に設定することにより、ドライアウト発熱密度と未沸騰領域厚さを同時に決定することができる。なお、蒸気浸透による伝熱 (vapor penetration mode) は、実質的には直列的な伝熱に属する。

3.1.1 沸騰領域厚さ

沸騰領域と未沸騰領域との境界での熱流束および温度から、未沸騰領域の温度分布は

$$T(z) = -\frac{Q}{2K_B} \left(z - \frac{q_{down}}{Q} \right)^2 + T_{sat} + \frac{Q}{2K_B} \left(L_B - \frac{q_{down}}{Q} \right)^2 \quad (L_B < z < L) \quad (20)$$

となる。また、デブリベッド上面の温度は T_t であるから、結局、直列的な伝熱モードにおける沸騰領域の厚さは

$$L_B = \frac{q_{down}}{Q} + \sqrt{\left(L - \frac{q_{down}}{Q} \right)^2 - \frac{2K_B(T_{sat} - T_t)}{Q}} \quad (21)$$

と表される。

3.1.2 デブリベッド上面温度

沸騰領域厚さを求めたときにデブリベッド上面温度を使用した。デブリベッド上面温度とバルク冷却材温度の間には温度ギャップがある。ここではその導出について述べる。

デブリベッド上面から冷却材プールへの熱伝達は McDonald-Connolly の関係式[8]によって評価する。これによると、伝熱表面からバルク冷却材へ至る自然対流に関するヌッセルト数は

$$Nu = 0.0785 R_a^{0.32} \quad R_a = \frac{\beta g \rho^2 C_p D^3 \Delta T}{\lambda \mu} \quad (22)$$

として表される。ここで、 ΔT はデブリベッド表面温度とバルク冷却材温度の差である。一方、デブリベッド上表面での熱伝達式から、その温度差は

$$T_i - T_{bulk} = \Delta T = 6.874 \left(\frac{\beta g \rho^2 C_p}{\mu} \right)^{-0.242} \lambda^{-0.515} D^{0.03} q^{0.758} \quad (23)$$

となる。適当な数値を代入すると、

$$T_i - T_{bulk} \approx \left(\frac{QL}{2400} \right)^{0.758} \quad (24)$$

が得られる[9]。

3.1.3 未沸騰領域の等価熱伝導率

沸騰領域厚さは未沸騰領域の等価熱伝導率が与えられれば計算することができる。ところが、発熱量がある程度大きくなると対流が発生するので、未沸騰領域の等価熱伝導率の値は大きくなる。一方、対流の効果は沸騰領域厚さにも依存する。このため、発熱密度がある程度大きい場合には、沸騰領域厚さと未沸騰領域の等価熱伝導率を自己矛盾なく計算しなければならない。

対流のないデブリベッドの熱伝導率は Kampf-Karsten モデル[11]によってよく模擬できる。このモデルでは、デブリベッドの熱伝導率は、燃料粒子および冷却材の熱伝導率とポロシティに依存する形

$$\lambda_B = \lambda \left(1 - \frac{(1-\varepsilon)(1-\lambda_p/\lambda)}{\lambda_p/\lambda + (1-\varepsilon)^{1/3}(1-\lambda_p/\lambda)} \right) \quad (25)$$

で表される。ここで、粒子の熱伝導率は燃料の熱伝導率とスチールの熱伝導率の重み付き平均値

$$\lambda_p = \alpha_S \lambda_S + (1-\alpha_S) \lambda_F \quad (26)$$

である。

一方、デブリベッドに対流がある場合には、伝熱が促進されるための等価的な熱伝導率は大きくなる。その補正因子、すなわちデブリベッド内部ヌッセルト数は未沸騰領域に依存した形

$$Nu(L_{sub}) = \max \left(\left(\frac{R_a(L_{sub})}{0.76} \right)^{0.34}, 1 \right) \quad R_a(L_{sub}) = \frac{\rho^2 \beta \lambda g \kappa (QL_{sub}) L^2 \mu C_p}{2 \lambda_B^2 \mu^2 \lambda} \quad (27)$$

で与えられる。

沸騰領域厚さと未沸騰領域の等価熱伝導率を同時に求めるためには、以下のような繰り返し計算をすればよい。

$$L_B^{(n)} = \frac{q_{down}}{Q} + \sqrt{\left(L - \frac{q_{down}}{Q} \right)^2 - \frac{2K_B^{(n-1)}(T_{sat} - T_i)}{Q}}$$

$$L_{sub}^{(n)} = L - L_B^{(n)} \quad (28)$$

$$Nu^{(n)} = Nu(L_{sub}^{(n)})$$

$$K_B^{(n)} = Nu^{(n)} \lambda_B$$

また、反復計算の開始時における熱伝導率は、

$$K_B^{(0)} = Nu(L) \lambda_B \quad (29)$$

である。なお、DEBRIS-MD コードでは、複数回の反復計算はせずに、n=1 の場合の熱伝導率

および沸騰領域厚さを用いている。

3.1.4 ドライアウト発熱密度

前述のように、沸騰領域厚さは適当な発熱密度を与えれば求めることができる。一方、ドライアウト発熱密度を求めるには、沸騰領域の厚さが必要となる。このことから、未沸騰領域の存在するデブリベッドに対しては、ドライアウト発熱密度は沸騰領域や未沸騰領域の厚さと自己矛盾のないように求めなければならない。これを Lipinski の 0 次元モデルに対して式で表すと以下ようになる。

$$L_B^{(k)} = \frac{q_{down}}{Q_d^{(k-1)}} + \sqrt{\left(L - \frac{q_{down}}{Q_d^{(k-1)}}\right)^2 - \frac{2K_B^{(k)}(T_{sat} - T_t)}{Q_d^{(k-1)}}} \quad (30)$$

$$Q_d^{(k)} = \max_{0 < s < 1} Q(L_B^{(k)}) \quad (31)$$

なお、反復開始時の発熱密度は適当な値を選ばよい。

Lipinski の 1 次元モデルを適用する場合には、まず、飽和度（液相割合）の方程式(19)を境界条件 $s=1$ のもとに解き、すべての定義域で解が存在するための最大の発熱密度をドライアウト発熱密度とする。なお、上面冷却のあるデブリベッドの沸騰領域上部境界における飽和度については物理的な知見があるわけではないが、 $s=1$ に設定するのは妥当な近似である[3]。

3.2 並列的な沸騰伝熱モデル

並列的な伝熱（parallel heat removal mode）とは、デブリベッドの沸騰領域で発生した蒸気が、デブリベッドの未沸騰領域を突き抜けて、その上を覆っている冷却材に直接的に凝縮することによって熱が伝えられる状況のことである。現象論的には、沸騰領域からデブリベッドを覆っている冷却材へ向けてチャンネルが形成されることを想定している。しかし、数理的な取扱いでは、沸騰領域と未沸騰領域の境界での熱移動がないという状況をモデル化しているにすぎない。並列モデルでは未沸騰領域での圧力バランス式が含まれていないので、チャンネル現象を適切にモデル化しているわけではない。

3.2.1 沸騰領域厚さ

並列的な伝熱の場合、沸騰領域と未沸騰領域との境界で熱のやりとりがない。また、そこで境界温度は飽和温度になっていることから、未沸騰領域の温度分布は

$$T(z) = -\frac{Q(z - L_B)^2}{2K_B} + T_{sat} \quad (L_B < z < L) \quad (32)$$

となる。冷却材の温度は T_{bulk} であり、結局、並列的な伝熱モードにおける沸騰領域の厚さは

$$L_B = L - \sqrt{\frac{2K_B(T_{sat} - T_{bulk})}{Q}} \quad (33)$$

と表される。並列モデルの場合、沸騰領域厚さはベッド底部での冷却の有無によらず、このような形で表される。

3.2.2 ドライアウト発熱密度

ドライアウト発熱密度の求め方は、基本的には直列的な沸騰伝熱の場合と同様である。すなわち、まず与えられた発熱密度に対して沸騰領域厚さを決定し、次いでこの沸騰領域厚さを入力条件として Lipinski の沸騰モデル (式(19)) を適用すれば、ドライアウト発熱密度を求めることができる。そして、算出されたドライアウト発熱密度を用いて、同様の計算を何回か繰り返せば、ドライアウト発熱密度とそのときの沸騰領域厚さが自己矛盾なく求められる。

3.3 チャンネルモデル

チャンネルが形成されると、デブリベッド内部の沸騰領域で生成した蒸気は、抵抗をあまり受けることなく、冷却材中へ除去される。比較的厚いベッドでは、下部に乱れのない沸騰領域があり、その上にチャンネル領域が形成される。このような状況を模擬するために、下部の充填ベッド領域については Lipinski の沸騰モデルを適用し、上部のチャンネル形成領域に対しては、文献[3]に示されるような圧力バランスの関係式を適用する。

3.3.1 チャンネル領域に対する基礎方程式

チャンネル領域では、任意の位置 ($L-L_c < z < L$) において蒸気流による圧損がベッドの自重とつり合っていると仮定すると、気相圧力と液相圧力の差圧の勾配について

$$\frac{d}{dz}(P_v - P_l) = -(1 - \varepsilon)(\rho_p - \rho_l)g \quad (34)$$

なる関係が成立する。また、ベッド頂上部で蒸気圧力と液相圧力が等しくなっているとすると、

$$P_v - P_l = (1 - \varepsilon)(\rho_p - \rho_l)g(L - z) \quad (35)$$

が成立する。以上が、チャンネル領域での基礎方程式である。

3.3.2 上部境界条件

充填ベッド領域とチャンネル領域の境界では、圧力および圧力勾配が連続になっていると仮定する。このとき、圧力の連続性からは、

$$L_c = \frac{\sigma \sqrt{\varepsilon / \kappa J}(s_c)}{(1 - \varepsilon)(\rho_p - \rho_l)g} \quad (36)$$

なる関係式が得られる[3]。このとき、チャンネル長さは粒子径に反比例する形になり、場合によっては、ベッド底部にまで接近する可能性がある。一方、圧力勾配の連続性からは、

$$Q(L - L_c) - q_{down} = \sqrt{q_L^2 + q_T^2} - q_L$$

$$q_L = \frac{h_{lv}}{2} \left(\frac{v_v}{\kappa \kappa_v} + \frac{v_l}{\kappa \kappa_l} \right) / \left(\frac{1}{\eta \eta_v \rho_v} + \frac{1}{\eta \eta_l \rho_l} \right) \quad (37)$$

$$q_T = h_{lv} \sqrt{(\rho_e - \rho_v)g} / \left(\frac{1}{\eta \eta_v \rho_v} + \frac{1}{\eta \eta_l \rho_l} \right)$$

なる関係式が得られる。これら二つの関係式からチャンネル長さ L_c とチャンネル底部における境界飽和度 s_c が求められる。これらを充填ベッドを対象とした Lipinski の 1次元沸騰モデル (式(19)) に適用すれば、ドライアウト発熱密度を計算することができる。

図 3 は式(37)の左辺と右辺を飽和度の関数として示したものである。与えられた条件に対しては、安定な沸騰の期待できる飽和度の大きい側に交点が存在し、その座標によって示される境界熱流束と飽和度から、ドライアウト発熱密度やチャンネル長さが一意に求められる。

一方、図 4 のように、粒子径が小さい等の条件の場合には、飽和度の大きい側に解がないこともある。このようなときは、式(37)の右辺の最大値を与える飽和度を最適な解として計算を進める。

3.4 Stubos&Buchlin のフラッディングモデル

不安定性理論に基づいたフラッディング条件からドライアウト熱流束を求めるモデルである[4]。このモデルは Lipinski の沸騰モデルとは異なる系統に属する。

3.4.1 フラッディングによるドライアウトモデルの背景

デブリベッド中を通過する蒸気流に関連する不安定性には、毛管力に基づく不安定性 (Rayleigh instability) と速度差に基づく不安定性 (Helmholtz instability) がある。前者は、蒸気流界面の毛管力が起因し、チャンネル軸方向の波長が円筒の周長よりも長くなる場合に波が成長するような不安定性である。ただし、チャンネル周方向に非対称のモードが存在する場合には、どのような波長の波も常に安定である。一方、後者は、蒸気流速がある臨界速度を超える場合に波が成長するような不安定性である。この場合は、周方向モードに関係なく臨界速度を超えれば不安定状態に至る。なお、これら二つの現象を組み合わせた不安定性の議論も行なわれている[11]。デブリベッドのドライアウトは、蒸気流速が Helmholtz 不安定性の臨界速度を超えることによって説明される。

3.4.2 ドライアウト発熱密度

チャンネル内の蒸気流が Helmholtz 不安定性の臨界速度を超えると、フラッディングが生じてドライアウトに至る[4]。このときの波長には Taylor 波長が用いられる。Helmholtz 不安定性の臨界速度、および Taylor 波長はそれぞれ

$$V_{c,m} = \sqrt{\frac{2\pi\sigma_e}{\rho_v L_{c,m}}} = \rho_v^{-0.5} (\sigma_e g (\rho_e - \rho_v))^{0.25} \quad (38)$$

$$L_{c,m} = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma_e}{(\rho_e - \rho_v)g}} \quad (39)$$

である。ここで σ_e はチャンネル内の実効毛管力である。 σ_e は粒子径でなくチャンネル径に基づいて計算される：

$$\sigma_e = \frac{D_c}{2} \sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{5\kappa}} \quad (40)$$

チャンネル径は、蒸気流の層流圧損とデブリベッドの重量が釣り合うことから計算する：

$$D_c = \frac{2f\rho_v V_{c,m}^2}{\rho_e g} \quad (41)$$

ここで、 f は摩擦係数である。摩擦係数は通常の変換よりもある程度大きいものと仮定する：

$$f = C_0 \frac{16}{\text{Re}} = \frac{16C_0 v_v}{D_c V_{c,m}} \quad (42)$$

ここで、 C_0 は経験に基づく定数で20程度の値である。結局、チャンネル長さは

$$D_c = \left(\frac{32C_0 v_v}{\rho_e g} \rho_v V_{c,m} \right)^{0.5} \quad (43)$$

となる。蒸気の臨界速度は再び式(38)を使用することになるので、一連の計算は収束するまで繰り返して実施する必要がある。

以上で導いた臨界蒸気流速を用いれば、ドライアウト発熱密度は次のようになる。

$$Q_d = \frac{\pi D_c^2}{4} N_c \times \frac{h_{lv} \rho_v V_{c,m}}{L} + \frac{q_{down}}{L} \quad (44)$$

ここで、 N_c はチャンネル密度であり、次式で与えられる：

$$N_c = \max \left(\frac{(\rho_e - \rho_v)g}{4\pi^2 \sigma} \left(1 - C \frac{L}{L_c} \right), \frac{(\rho_e - \rho_v)g\varepsilon}{4\sqrt{30}\pi^2 \sigma(1-\varepsilon)} \right) \quad L_c = \frac{\sigma \sqrt{\varepsilon/(5\kappa)}}{(1-\varepsilon)(\rho_p - \rho_l)g} \quad (45)$$

ここで、 C は経験に基づく定数で0.82である。

4 一般的なデブリベッドの沸騰／ドライアウトモデル（その2）

前章では、Lipinski 沸騰モデルの上部境界の考え方およびフラッシングモデルの考え方について述べた。ここでは、比較的薄いベッドにも適用できると考えられる Lipinski モデルの改良型、および旧動燃によって開発された DEBRIS-MD[5]のモデルについて述べる。

4.1 Lipinski モデルの改良型

薄いベッドではチャンネルがベッドの大部分を占める可能性がある。このようなデブリベッドに対しては、充填ベッドの上にチャンネルが形成されることを想定したモデル（「3.3 チャンネルモデル」参照）では、現象をうまく模擬できないと考えられる。そこで、チャンネルがベッドの底近くにまで到達する状況も模擬できるように Lipinski の沸騰モデルを拡張することを考える。通常の Lipinski の 1 次元モデルでは、すべての蒸気は液体の浸透流に対向して沸騰領域を上昇するが、新しいモデルでは、一部の蒸気が沸騰領域と平行して形成されるバイパス領域（チャンネル領域）を流れる状況をモデル化する。また、未沸騰領域内を通過するチャンネルについても適切にモデル化する。

4.1.1 沸騰領域に対する基礎方程式

基本的に Lipinski の 1 次元沸騰モデルと同様だが、ベッド内部で発生した蒸気は、二相領域を通過する蒸気流とチャンネル領域を通過する蒸気流に分かれると仮定する。また、これらの領域における蒸気流量の配分は、圧力バランス式に制約を設けることによって決定される。改良型 1 次元モデルの基礎式を以下に示す。

$$\frac{1}{\eta\eta_v\rho_v}\rho_v V_v|\rho_v V_v| + \frac{v_v}{\kappa\kappa_v}\rho_v V_v + \frac{dP_v}{dz} + \rho_v g = 0 \quad (12)$$

$$\frac{1}{\eta\eta_l\rho_l}\rho_l V_l|\rho_l V_l| + \frac{v_l}{\kappa\kappa_l}\rho_l V_l + \frac{dP_l}{dz} + \rho_l g = 0 \quad (13)$$

$$-\frac{d}{dz}(\rho_l V_l h_w) = Q \quad (14)$$

$$\frac{d}{dz}(\rho_v V_v + \rho_v V'_v + \rho_l V_l) = 0 \quad (46)$$

$$P_v - P_l = \sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} J(s) \equiv \sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} \frac{(s^{-1} - 1)^{0.175}}{\sqrt{5}} \quad (16)$$

$$\frac{v_v}{\kappa\kappa_v}\rho_v V_v = \frac{v_v}{\kappa'_B}\rho_v V'_v \quad (47)$$

これらのうちのいくつかの式は元々の Lipinski 沸騰モデルと同じである。第 4 式（式(46)）は質量バランスを表すものであり、蒸気流が二相領域とチャンネル領域に配分されることを意味する。また、第 6 式（式(47)）は充填ベッド領域の蒸気流圧損とチャンネル領域の蒸気流圧損が等しいことを意味しており、これによってチャンネル領域を流れる配分比が決定される。ただし、チャンネル領域での圧力バランスのモデル化については今後も検討が必要である。

一方、チャンネル領域のパーミアビリティは、チャンネル領域での蒸気流圧損とデブリベッドの重さの釣合い式

$$\frac{v_v}{K'_B} \rho_v V'_v = \rho_{eB} g \quad (48)$$

によって定義される。ここで、チャンネルのパーミアビリティは高さの関数であり、0 かまたは正の値をとらなければならない。以上の関係式より、通常の1次元モデルと同様の方法で、飽和度 s に関する常微分方程式

$$\sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} \frac{dJ(s)}{ds} \frac{ds}{dz} = - \left(\frac{1}{\eta \eta_l \rho_l} \times \left(\frac{\kappa \kappa_v}{K'_B + \kappa \kappa_v} \right)^2 + \frac{1}{\eta \eta_l \rho_l} \right) \frac{Qz - q_{down}}{h_{lv}} \left| \frac{Qz - q_{down}}{h_{lv}} \right| - \left(\frac{v_v}{\kappa \kappa_v} \times \left(\frac{\kappa \kappa_v}{K'_B + \kappa \kappa_v} \right) + \frac{v_l}{\kappa \kappa_l} \right) \frac{Qz - q_{down}}{h_{lv}} + (\rho_l - \rho_v) g \quad (49)$$

を導くことができる。式(19)は充填ベッドに対してのみ適用できたが、式(49)にはチャンネル領域へ蒸気が移行する効果が含まれている。

沸騰状態にある充填ベッドの飽和度分布を求める際には、ベッド頂部における飽和度が必要となる。もし、すべての蒸気がチャンネル経由で除去されるのであれば、充填ベッドの境界飽和度は1に設定すべきである。しかし、実際の計算においては、境界飽和度を1に設定すると数値不安定を引き起こすため、1よりも若干小さい値に設定する。

4.1.2 上部境界条件

上面冷却材が沸点以下の温度にある場合には、ベッド上部も未沸騰状態になっている。この場合、未沸騰領域での温度分布と圧力分布から以下の関係式が得られる。

$$\frac{1}{2} Q(L - L_B)^2 + \frac{\kappa \kappa_v (s_c) \rho_{eB}(s_c) g h_{lv}}{v_v} (L - L_B) - K_B (T_{sat} - T_i) = 0 \quad (50)$$

$$\sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} J(s_c) = (\rho_{eS} - \rho_l + \rho_v) g (L - L_B) \quad (51)$$

これら二つの式から沸騰領域高さおよびその位置における飽和度が求められる。こうして得られた境界条件を沸騰領域に対する Lipinski モデルの改良型に適用すれば、未沸騰状態にあるチャンネル形成ベッドのドライアウト発熱密度を計算することができる。

未沸騰ベッドの場合には、チャンネル形成が抑制されることが報告されている[3,12]。チャンネル形成または抑制の判定条件についてはまだ不明な点が多いが、境界における圧力勾配条件からその判定条件が導かれる可能性がある。未沸騰ベッド内にチャンネルが形成されるための判定条件は、

$$\frac{QL_B - q_{down}}{h_{lv}} > - \frac{\eta v_l \rho_l}{2\kappa} + \sqrt{\left(\frac{\eta v_l \rho_l}{2\kappa} \right)^2 + \eta \rho_l \varepsilon s_c^3 (1 - s_c) (\rho_l - \rho_v) g} \quad (52)$$

として表され、チャンネル形成には発熱密度がある程度大きくなければならないことを示している。図5はこの判定条件とドライアウト発熱密度を示したものである。図中の破線がチャンネル形成/抑制の判定曲線であり、これよりも上側の領域ではチャンネルが形成され、下側の領域では抑制される。また、チャンネル抑制領域には、「直列的な沸騰伝熱モデル」から計算されたドライアウト発熱密度が図示されている。一方、チャンネル形成領域におけるドライア

ウト発熱密度の計算にはここで導出したモデルが用いられ、充填ベッド領域におけるドライアウト予測値よりも数倍大きくなっている。

4.2 DEBRIS-MD モデル

DEBRIS-MD[5]はデブリベッドの形態に応じて等価的な熱伝導率を計算し、これを用いて熱伝導計算を行う解析コードである。熱伝導計算部分は汎用の熱伝導解析コードが使用されている。未沸騰領域の等価熱伝導率は、「直列的な沸騰伝熱モデル」の中で示したのと同様のモデルが用いられる。また、沸騰領域での伝熱計算には、Lipinski の沸騰モデルと同等の等価的な熱伝導率が用いられる。

4.2.1 沸騰領域等価熱伝導率の定式化

Lipinski モデルを熱伝導率に置き換えるとき、圧力バランス式の乱流抵抗の項と重力項が無視できると考え、さらに沸騰状態において気相と液相の圧力差が飽和圧力に等しいと仮定する。

このとき、Lipinski の 1 次元沸騰モデルの第 1 式から第 4 式 (式(12)-(15)) を変形すると

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{h_{lv}}{v_v / (\kappa \kappa_v) + v_l / (\kappa \kappa_l)} \frac{\partial P_{sat}}{\partial T} \right) \frac{dT}{dz} + Q = 0 \quad (53)$$

なる関係式が得られる。これは定常熱伝導式そのものであり、沸騰時の等価的な熱伝導率は

$$K_{boil} \equiv \frac{h_{lv}}{v_v / (\kappa \kappa_v) + v_l / (\kappa \kappa_l)} \frac{\partial P_{sat}}{\partial T} \quad (54)$$

として定義される。等価熱伝導率は温度と飽和度の関数であり、飽和度と温度の関係は Lipinski の 1 次元モデルの第 5 式 (式(16))

$$\sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} J(s) \approx (T - T_{sat}) \frac{\partial P_{sat}}{\partial T} \quad (55)$$

によって求めることができる。図 6 に沸騰時の飽和度および等価熱伝導率の温度依存性を示す。

温度の増加に対して、飽和度は低下し、等価熱伝導率は途中で大きなピークを持つ。

4.2.2 ドライアウト判定

ドライアウト発熱密度を特定するには、与えられた発熱密度 (一定値) に対して DEBRIS-MD の長時間計算を実施し、ドライアウトに至るかどうかを確認する。ドライアウト発熱密度は沸騰状態を維持する最大の発熱密度として定義される。図 7 はドライアウトに至る場合、至らない場合の温度変化を示したものであり、この場合、約 1.086MW/m³ が求めるべきドライアウト発熱密度である。なお、DEBRIS-MD コードの内部では、飽和度が 0.015 を下回るとドライアウトと判断する。

4.2.3 直列的な伝熱モデルとの比較

図 8 は DEBRIS-MD と直列モデルの計算結果を示したものである。これらはもともと同じモデルなので、同様の結果が得られるはずであるが、図に示したように DEBRIS-MD による計算結果は直列モデルよりもドライアウト発熱密度を過小評価する。この原因として、DEBRIS-MD では重力による冷却材の浸透効果を無視していることが考えられる。しかし、DEBRIS-MD と

同様の条件、すなわち重力を無視した条件で直列モデルによる計算を実施しても、ドライアウト発熱密度は DEBRIS-MD による計算結果には一致しない。

一方、沸騰領域の境界飽和度を調整することによって、直列モデルのドライアウト発熱密度の計算値を DEBRIS-MD の計算値に近付けることができる（図 8 参照）。実際、直列モデルにおいて、境界飽和度を 0.1 程度に設定すれば、ドライアウト発熱密度は DEBRIS-MD のそれにほぼ一致する。これは、DEBRIS-MD では、Lipinski の沸騰モデルに比べて、飽和度分布が平坦化しやすくなるためであると考えられる。

5 実験値と各種モデルの比較

過去に行なわれたデブリベッド伝熱試験 (Argonne 研究所でのデブリベッド試験および Sandia 研究所における D シリーズ試験) と本メモに記載した各種のモデル、および DEBRIS-MD の計算結果を比較する。表 2 に比較結果の概要を示す。

5.1 Argonne 研究所デブリベッド試験との比較

Argonne 研究所におけるデブリベッド試験[13]から、沸騰ナトリウム中 UO₂ 内部発熱試験を取り上げる。試験では 100 μm~1000 μm の粒子径分布を持つデブリベッドが用いられている。

解析では、粒子径は定義の異なる二つの平均値

$$d = \sqrt{\sum_i (M_i/d_i) / \sum_i (M_i/d_i^3)} \quad (56)$$

および

$$d = \sum_i M_i / \sum_i (M_i/d_i) \quad (57)$$

を用いる。ここで、 d_i は粒子径グループ i の粒子径、 M_i はその質量割合である。試験データをあてはめると前者は 242 μm、後者は 420 μm になる。また、ポロシティは 0.55、飽和温度は 882℃ とする。沸騰プール中の試験であるため、チャンネルモデルが適用可能と考えられる。

ドライアウト発熱密度の実験値と粒子径 242 μm に対する予測値の比較を図 9 に示す。参考のため、図にはすべてのドライアウト予測モデルを並記する (以下同様)。図より明らかなように通常のチャンネルモデルおよび Lipinski 沸騰モデル改良型が実験値にもっともよく一致する。なお、これら二つのモデルはほとんど同じ結果を示している。

Stubos&Buchlin 型のフラッディングモデルでは、比較的厚いベッドにおいてドライアウト発熱密度を過大評価する。また、ベッド高さへの依存性も実験値と一致していない。

並列モデルでは予測値と実験値の差がかなり大きくなる。もともと並列モデルは、チャンネル領域での熱バランスだけに基づいてモデル化されたものであるが、この結果はチャンネル形成の要因がベッド上部の熱バランスよりもむしろ圧力バランスに支配されていることを示している。なお、並列モデルと直列モデルのドライアウト発熱密度が一致しているのは、沸騰冷却材を用いていることによる。

図 10 は粒子径 420 μm に対するドライアウト発熱密度の予測値と実験値の比較を示したものである。この場合も、各種モデルの中では、通常のチャンネルモデルと Lipinski モデル改良型のチャンネルモデルが実験値と比較的よく一致する結果となった。ただし、今度はベッド高さ依存性が粒子径が小さい場合に比べて平坦になっている。

以上のように、通常のチャンネルモデル、あるいは Lipinski モデル改良型が測定値に比較的よく一致する。試験の状況とこれらのモデルの想定はほとんど一致しているので、この結果はむしろ当然である。なお、粒子径の違いによりドライアウト発熱密度もかなり変わってくることから、代表粒子径の選び方には注意を要する。

5.2 Sandia 研究所 D10 試験との比較

D10 試験[14]はサンディア研究所で実施された一連のデブリベッド伝熱試験 (D シリーズ試験) のひとつである。試験では $40\mu\text{m}\sim 4000\mu\text{m}$ の粒子径分布を持つ均質のデブリベッドが用いられたが、解析では代表粒子径の $173\mu\text{m}$ を用いる[5]。また、ベッド高さは 0.16m 、ポロシティは 0.38 、飽和温度は 861°C である。下面冷却も考慮する。なお、このベッド条件では、粒子径が小さくチャンネルの特性長さが大きくなるため、ベッドは相対的に薄いと考えられる。

5.2.1 充填ベッドの場合

図 11 はドライアウト発熱密度の予測値と実験値の比較を示したものである。それぞれのデータは異なる下面除熱量、異なるサブクール度に対して測定されたものであるが、図では下面除熱量 (熱流束) を横軸として表した。図から明らかのように、直列的な伝熱モデルの予測値が実験値によく一致する。ただし、下面冷却が小さい範囲においては、予測値は実験値よりもやや低い値を示す。直列モデルと同様のモデルに基づいた DEBRIS-MD では、重力項を無視していること等の影響で、直列的な伝熱モデルよりもドライアウト発熱密度が低くなっている。

5.2.2 チャンネル形成ベッドの場合

図 12 にドライアウト発熱密度の予測値と実験値の比較を示す。種々のモデルの中では、Lipinski モデル改良型がもっとも測定値に近い。また、Stubos&Buchlin 型ではドライアウト発熱密度を過小評価、通常のチャンネルモデルでは過大評価となる。なお、このベッド条件に対しては、通常のチャンネルモデルでは解が存在しないため、「最適な解 (図 4 参照)」をプロットしている。

6 まとめと結論

PAHR 評価の信頼性を高めるために、様々なドライアウト予測モデルの特徴を定式化の段階から再確認するとともに、実験値との比較を通じて予測モデルの適用可能性を検討した。

取り上げたドライアウト予測モデル

- Lipinski モデル（直列モデル、並列モデル、チャンネルモデル）
- Stubos&Buchlin 型のフラッディングモデル
- 改良 Lipinski モデル
- DEBRIS-MD モデル

このうち、改良 Lipinski モデルは新たに提案したモデルである。

ドライアウト予測モデルの特徴について

- 上部のチャンネル形成を想定した Lipinski モデルでは、ベッドの条件によっては（特に相対的に薄いベッドに対しては）、チャンネル長さや境界飽和度を同時に決定することができない場合がある。
- 一方、新たに提案した Lipinski モデルの改良型を用いれば、相対的に薄いベッドに対しても適切に計算することができる。
- DEBRIS-MD のドライアウト予測値は直列モデルよりも低い値を示す。この原因としては、DEBRIS-MD では重力による冷却材の浸透効果を見逃していること、飽和度分布がより平坦化していることが挙げられる。

ドライアウト予測モデルの適用性について

- 充填ベッドに対しては、直列的な伝熱モデルや DEBRIS-MD が適用可能である。ただし、DEBRIS-MD ではドライアウト発熱密度を過小評価する傾向がある。
- 相対的に厚いチャンネル形成ベッドに対しては、通常のチャンネルモデル、あるいは Lipinski モデル改良型モデルが適用可能である。
- 相対的に薄いチャンネル形成ベッドに対しては、Lipinski モデル改良型が適用可能である。一方、通常のチャンネルモデルではドライアウト発熱密度を適切に計算できない。
- 並列的な伝熱モデルはチャンネル形成ベッドの予測には適していない。これは、未沸騰領域のモデル化が熱バランスだけに基づいており、蒸気の圧力バランスは考慮されていないためである。

謝辞

本評価の実施にあたり、大洗工学センター、システム技術開発部、リスク評価技術開発グループの丹羽グループリーダーには数々のご助言ならびに御指導を賜りました。また、丸紅ソフトウェアの吉田氏には解析作業、報告書の作成に多大な貢献をしていただきました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- [1] R.J.Lipinski, "A Particle-Bed Dryout Model with Upward and Downward Boiling", *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol.35, p358 (1980)
- [2] R.J.Lipinski, "A One-Dimensional Particle Bed Dryout Model", *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol.38, p386 (1981)
- [3] R.J.Lipinski, "A Model for Boiling and Dryout in Particle Beds", Sandia Labs. Report SAND82-0765 (NUREG/CR-2646) (1982)
- [4] A.K.Stubos and J-M.Buchlin, "Vapor/Liquid Flow and Phase Change Heat Transfer up to Dryout in Unconstricted Particle Beds with Application in Nuclear Safety Analysis", 8th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Kyoto, Japan, Sep.30-Oct.4, p1372 (1997)
- [5] 中村寿 事故後崩壊熱除去炉内試験解析総合評価 PNC ZN9410 86-119 1986年11月
- [6] R.B.Bird, W.E.Steward, and E.N.Lightfoot, *Transport Phenomena*, p200, John Wiley & Sons, Inc., New York (1980)
- [7] A.E.Scheidegger, *The Physics of Flow through Porous Media*, p62, p255, Univ. of Toronto Press, Toronto (1974)
- [8] J.S.McDonald and T.J.Connolly, "Investigation of Natural Convection Heat Transfer in Liquid Sodium", *Nucl. Sci. Eng.*, Vol.8, p369 (1960)
- [9] G.W.Mitchell, R.J.Lipinski and M.Schwarz, "Heat Removal from a Stratified UO₂-Sodium Particle Bed", SAND81-1622 (NUREG/CR-2412) (1982)
- [10] H.Kampf and G.Karsten, "Effects of Different Types of Void Volumes on the Radial Temperature Distribution of Fuel Pins", *Nucl. Appl. and Tech.*, Vol.9, p288 (1970)
- [11] L.S.Yao and K.H.Sun, "On the Prediction of the Hydrodynamic Flooding Criterion", *ASME Trans.*, J. Heat Transfer, Vol.104, p803 (1982)
- [12] J.E.Gronager, M.Schwarz and R.J.Lipinski, "PAHR Debris Bed Experiment D-4", SAND80-2146 (NUREG/CR-1809) (1981)
- [13] J.D.Gabor, E.S.Sowa, L.Baker,Jr. and J.C.Cassulo, "Studies and Experiments on Heat Removal from Fuel Debris in Sodium", *Proc. of ANS Fast Reactor Safety Meeting*, Beverly Hills, CA, Apr. 1974, CONF-740401, p823 (1974)
- [14] G.W.Mitchell and C.A.Ottinger, "The D10 Experiment: Coolability of UO₂ Debris in Sodium with Downward Heat Removal", SAND84-1144 (NUREG/CR-4055) (1984)

記号

- C : チャンネル密度に関する係数 (—)
 C_0 : チャンネル領域の圧損に関する係数 (—)
 C_p : 冷却材比熱 (J/kg/°C)
 D : デブリベッドと冷却材の間の熱伝達に関する代表長さ (m)
 D_c : チャンネル径 (m)
 d : デブリ粒子径 (m)
 g : 重力加速度 (m/s²)
 h_{jv} : 冷却材蒸発潜熱 (J/kg)
 $J(s)$: Leverett 関数 (—)
 $K_B, K_B^{(a)}$: 未沸騰領域のデブリベッド熱伝導率 (W/°C/m)
 L : デブリベッド厚さ (m)
 L_B : デブリベッド沸騰領域厚さ (m)
 L_c : デブリベッドチャンネル領域厚さ (m)
 $L_{c,m}$: Taylor 波長 (m)
 L_{sub} : デブリベッド未沸騰領域厚さ (m)
 Nu : ヌッセルト数 (—)
 N_c : チャンネル密度 (1/m²)
 P_{sat} : 飽和圧力 (Pa)
 $\Delta P_l, P_l$: 液相圧力 (Pa)
 $\Delta P_v, P_v$: 気相圧力 (Pa)
 Q : デブリベッド発熱密度 (W/m³)
 q : 熱流束 (W/m²)
 q_{down} : 下面冷却熱流束 (W/m²)
 Ra : レーリー数 (—)
 s : 飽和度 (—)
 s_c : 沸騰領域境界での飽和度 (—)
 T : 温度 (°C)
 T_{bulk} : デブリベッド上面冷却材温度 (°C)
 T_{sat} : 飽和温度 (°C)
 T_t : デブリベッド頂上部温度 (°C)
 $V_{c,m}$: Helmholtz 不安定性の臨界速度 (m/s)
 V_l : 液相流速 (m/s)
 V_v : 気相流速 (m/s)
 V'_v : チャンネル領域蒸気流速 (m/s)

z : 軸方向座標 (m)

α_s : スティール体積割合 (-)

β : 冷却材体膨張率 (1/°C)

ε : デブリベッドポロシティー (-)

η : デブリベッド乱流パーミアビリティ (m²)

η_l : 冷却材液相に対する乱流相対透過率 (-)

η_v : 冷却材蒸気に対する乱流相対透過率 (-)

κ : デブリベッド層流パーミアビリティ (m²)

κ_l : 冷却材液相に対する層流相対透過率 (-)

κ_v : 冷却材蒸気に対する層流相対透過率 (-)

κ'_B : 沸騰領域のチャンネルパーミアビリティ (m²)

κ'_S : 未沸騰領域のチャンネルパーミアビリティ (m²)

λ : 冷却材熱伝導率 (W/°C/m)

λ_B : Kampf-Karsten モデルによるデブリベッド熱伝導率 (W/°C/m)

λ_F : 燃料熱伝導率 (W/°C/m)

λ_P : 粒子熱伝導率 (W/°C/m)

λ_S : スティール熱伝導率 (W/°C/m)

μ : 冷却材粘性率 (Pa-s)

ν_l : 冷却材液相の動粘性係数 (m²/s)

ν_v : 冷却材蒸気の動粘性係数 (m²/s)

ρ : ナトリウム冷却材密度 (kg/m³)

ρ_{eB} : 沸騰領域のデブリベッド密度 (kg/m³)

ρ_{eS} : 未沸騰領域のデブリベッド密度 (kg/m³)

ρ_l : 液相密度 (kg/m³)

ρ_p : 粒子密度 (kg/m³)

ρ_v : 気相密度 (kg/m³)

σ : 冷却材表面張力 (N/m)

σ_e : デブリベッドの実効表面張力 (N/m)

表1 ドライアウトモデルの概要

番号は本文中の章節に対応

Lipinskiモデル

0次元沸騰モデル...2.1

$$\frac{1}{\eta\eta_v\rho_v}(\rho_v V_v)^2 + \frac{v_v}{\kappa\kappa_v}\rho_v V_v - \frac{\Delta P_v}{L_B} + \rho_v g = 0$$

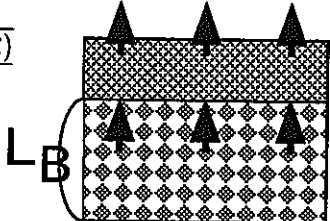
$$-\frac{1}{\eta\eta_l\rho_l}(\rho_l V_l)^2 - \frac{v_l}{\kappa\kappa_l}\rho_l V_l - \frac{\Delta P_l}{L_B} + \rho_l g = 0$$

$$\rho_v V_v h_{lv} = QL_B$$

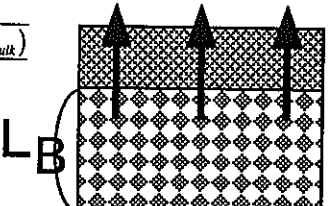
$$\rho_v V_v - \rho_l V_l = 0$$

$$\Delta P_v - \Delta P_l = \sigma\sqrt{\frac{\varepsilon}{5\kappa}}$$

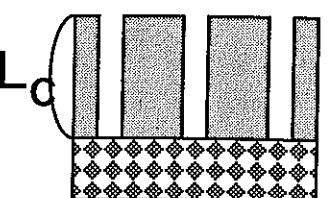
直列的な伝熱モデル...3.1

$$L_B = \sqrt{L^2 - \frac{2K_B(T_{sat} - T_l)}{Q}}$$


並列的な伝熱モデル...3.2

$$L_B = L - \sqrt{\frac{2K_B(T_{sat} - T_{bulk})}{Q}}$$


チャンネルモデル...3.3

$$L_c = \frac{\sqrt{150}\sigma}{(\rho_p - \rho_l)\varepsilon dg} J(s)$$


ベッド厚さ：中～厚

1次元沸騰モデル...2.2

$$\frac{1}{\eta\eta_v\rho_v}\rho_v V_v |\rho_v V_v| + \frac{v_v}{\kappa\kappa_v}\rho_v V_v + \frac{dP_v}{dz} + \rho_v g = 0$$

$$\frac{1}{\eta\eta_l\rho_l}\rho_l V_l |\rho_l V_l| + \frac{v_l}{\kappa\kappa_l}\rho_l V_l + \frac{dP_l}{dz} + \rho_l g = 0$$

$$\frac{d}{dz}(\rho_v V_v h_{lv}) = Q$$

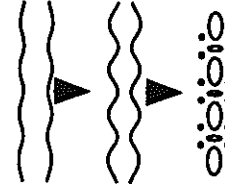
$$\frac{d}{dz}(\rho_v V_v + \rho_l V_l) = 0$$

$$P_v - P_l = \sigma\sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} J(s) \equiv \sigma\sqrt{\frac{\varepsilon}{\kappa}} \frac{(s^{-1} - 1)^{0.175}}{\sqrt{5}}$$

$$\rho_v V_v h_{lv}|_{z=0} = 0 \quad \rho_l V_l|_{z=0} = 0 \quad s|_{z=L_B} = s_c$$

フラッシングモデル...3.4
(Stubos&Buchlin型)

$$V_{c,m} = \sqrt{\frac{2\pi\sigma\varepsilon}{\rho_v L_{c,m}}}$$

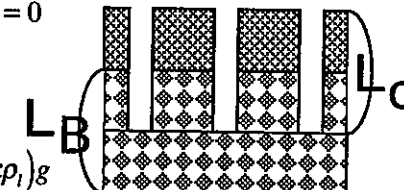
$$L_{c,m} = 2\pi\sqrt{\frac{\sigma\varepsilon}{(\rho_e - \rho_v)g}}$$


ベッド厚さ：薄～中

Lipinskiモデル改良型...4.1

$$\frac{d}{dz}(\rho_v V_v + \rho_v V'_v + \rho_l V_l) = 0$$

$$\frac{v_v}{\kappa\kappa_v}\rho_v V_v = \frac{v_v}{\kappa'}\rho_v V'_v$$

$$\frac{v_v}{\kappa'}\rho_v V'_v = ((1-\varepsilon)\rho_p + \varepsilon\rho_l)g$$


ベッド厚さ：薄～厚

DEBRIS-MDモデル...4.2

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{h_{lv}}{v_v/(\kappa\kappa_v) + v_l/(\kappa\kappa_l)} \frac{\partial P_{sat}}{\partial T} \frac{dT}{dz} \right) + Q = 0$$

沸騰領域：1次元モデル、重力と乱流抵抗を無視
未沸騰領域：直列モデル

ベッド厚さ：中～厚

表2 比較結果の概要

	Argonne デブリベッド試験		Sandia D10試験 Packed Bed	Sandia D10試験 Channeled Bed
実験条件	d=100~1000 μm L=10.1~19.4cm		d=40~4000 μm L=16cm	d=40~4000 μm L=16cm
解析条件	d=242 μm $\epsilon=0.55$ $T_{\text{sat}}=882^\circ\text{C}$ $T_{\text{bulk}}=882^\circ\text{C}$ 下面断熱	d=420 μm $\epsilon=0.55$ $T_{\text{sat}}=882^\circ\text{C}$ $T_{\text{bulk}}=882^\circ\text{C}$ 下面断熱	d=173 μm $\epsilon=0.38$ $T_{\text{sat}}=861^\circ\text{C}$ $T_{\text{bulk}}=343\sim 360^\circ\text{C}$ $q_{\text{down}}=70\sim 192\text{kW/m}^2$	d=173 μm $\epsilon=0.38$ $T_{\text{sat}}=861^\circ\text{C}$ $T_{\text{bulk}}=540\sim 640^\circ\text{C}$ $q_{\text{down}}=155\sim 269\text{kW/m}^2$
DEBRIS-MD	—	—	比較的良好一致するが、全体的に過小評価。	—
直列的な伝熱	—	—	比較的良好一致。	—
並列的な伝熱	過小評価。飽和ベッドのため、直列伝熱と同じ結果となる。	粒子径が小さい範囲で過小評価。飽和ベッドのため、直列伝熱と同じ結果となる。	—	過小評価。
チャンネル	よく一致。1Dモデル改良型と同じ結果となる。	粒子径が小さい場合に比べてベッド高さへの依存性が平坦。1Dモデル改良型と同じ結果となる。	—	過大評価（相対的に薄いベッドであるため、「最適な解」を使用）。
フラッキング Stubos&Buchlin	ベッド高さへの依存性が一致しない。	ベッド高さへの依存性が一致しない。	—	やや過小評価。
1Dモデル改良型	よく一致。通常のチャンネルモデルと同じ結果となる。	粒子径が小さい場合に比べてベッド高さへの依存性が平坦。通常のチャンネルモデルと同じ結果となる。	—	やや過大評価だが、比較的良好一致。
まとめ	1Dモデル改良型または通常のチャンネルモデルが適用可能。	1Dモデル改良型または通常のチャンネルモデルが適用可能。粒子径が小さい場合に比べてベッド高さへの依存性が平坦。	直列モデルが適用可能。DEBRIS-MDではやや過小評価。	1Dモデル改良型が実験値によく一致する。フラッキングモデルではやや過小評価。

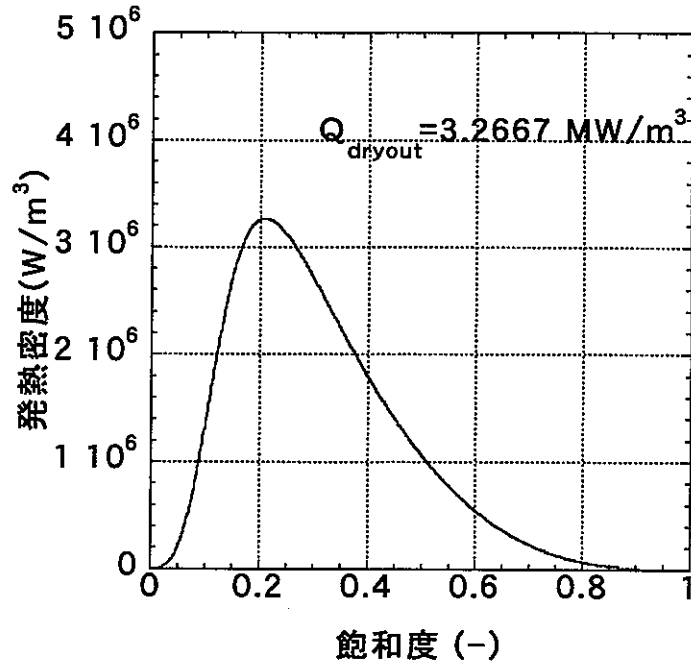


図1 飽和度と発熱密度の関係 (Lipinski 0D 沸騰モデル)
 解析条件 $d=331 \mu\text{m}$, $\varepsilon=0.5$, $\alpha_s=0.363$, $T_{\text{sat}}=960^\circ\text{C}$, $L=0.1\text{m}$

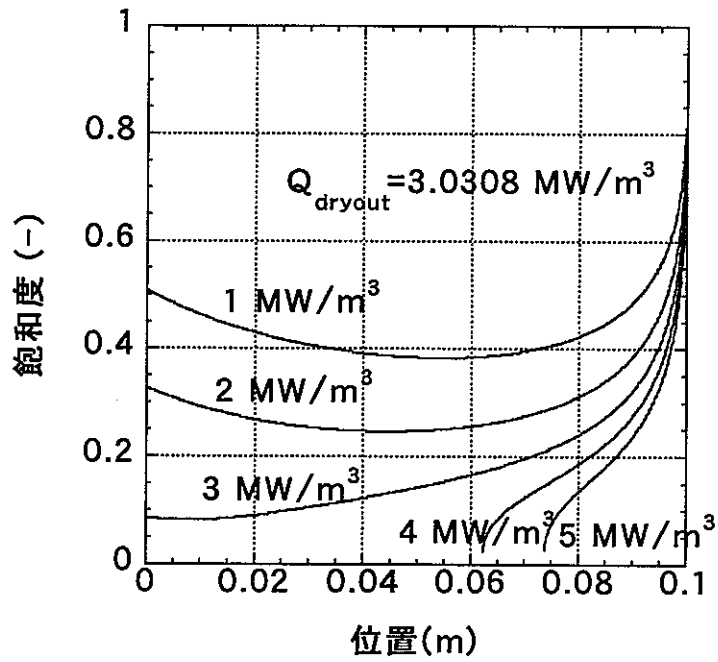


図2 飽和度分布 (Lipinski 1D 沸騰モデル)
 解析条件 $d=331 \mu\text{m}$, $\varepsilon=0.5$, $\alpha_s=0.363$, $T_{\text{sat}}=960^\circ\text{C}$, $L=0.1\text{m}$, $s_c=0.95$

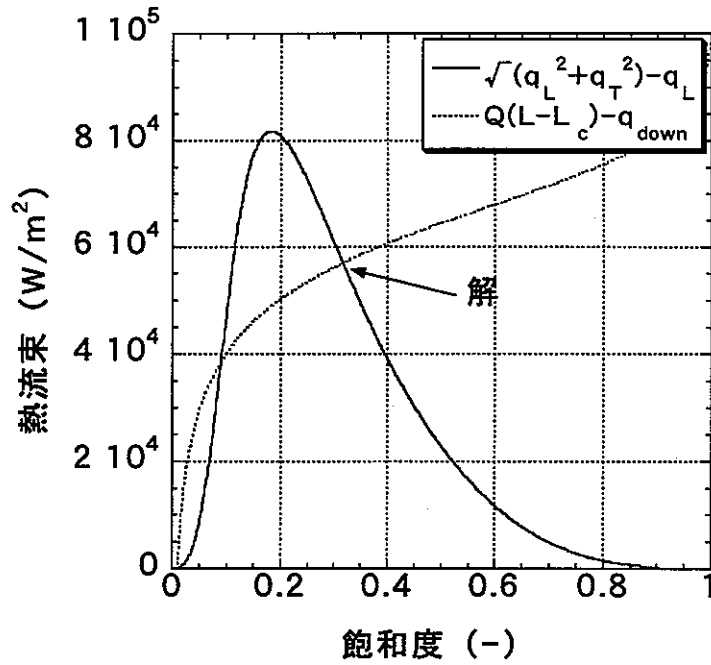


図3 境界熱流束の飽和度依存性、交点が存在する場合 (チャンネルモデル)

解析条件 $d=250 \mu m, \epsilon=0.38, T_{sat}=861^\circ C, L=0.16m$

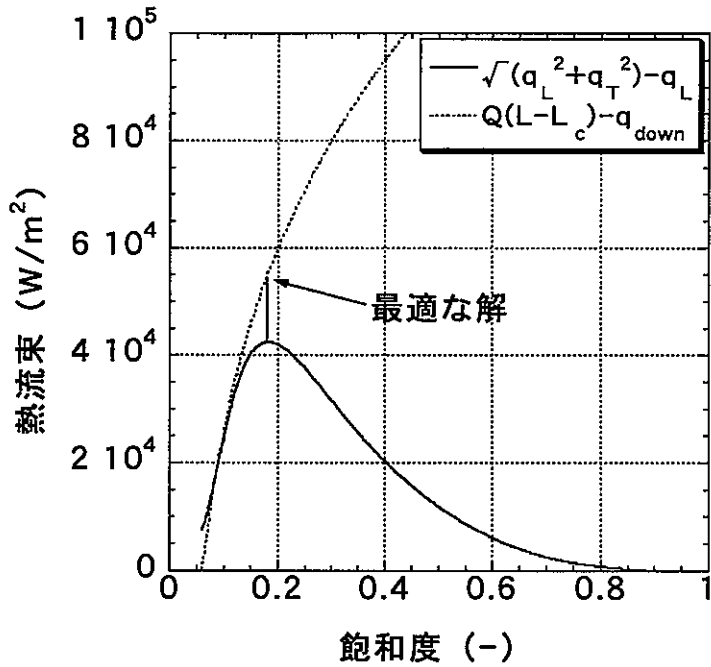


図4 境界熱流束の飽和度依存性、交点が存在しない場合 (チャンネルモデル)

解析条件 $d=180 \mu m, \epsilon=0.38, T_{sat}=861^\circ C, L=0.16m$

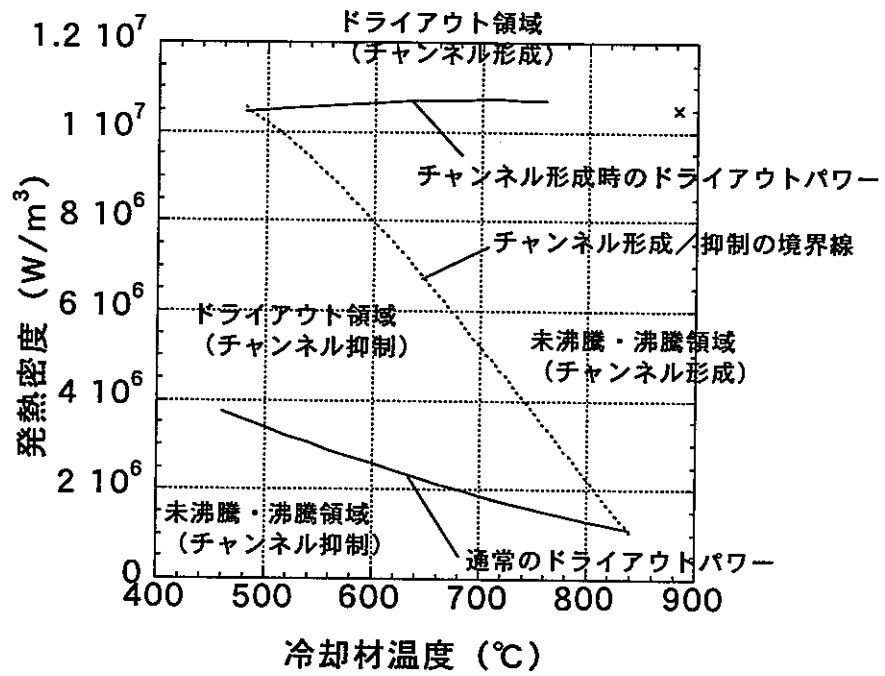


図5 ドライアウトマップ (Lipinski モデル改良型、直列モデル)
 解析条件 $d=230 \mu m, \epsilon=0.45, T_{sat}=882^{\circ}C, L=0.101m$

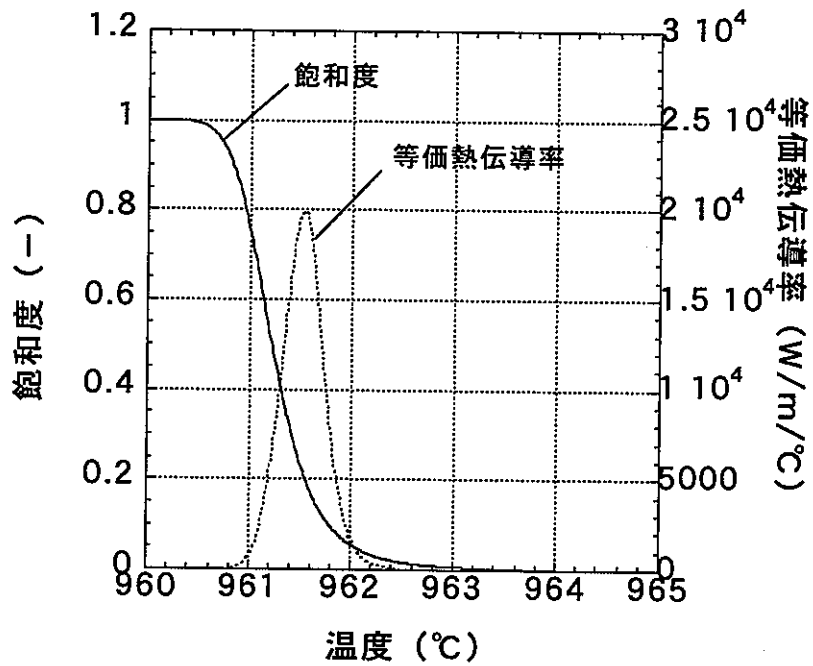


図6 沸騰時の飽和度および等価熱伝導率 vs 温度 (DEBRIS-MD)
 解析条件 $d=331 \mu m, \epsilon=0.5, \alpha_s=0.363, T_{sat}=960^{\circ}C$

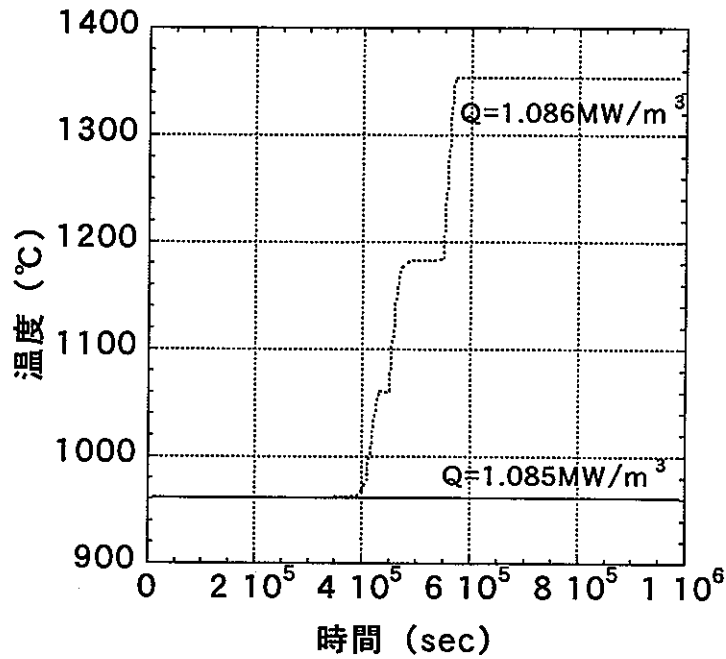


図7 デブリベッド最高温度の時間変化 (DEBRIS-MD)

解析条件 $d=331\mu\text{m}$, $\varepsilon=0.5$, $\alpha_s=0.363$, $T_{\text{sat}}=960^\circ\text{C}$, $T_{\text{bulk}}=700^\circ\text{C}$, $L=0.19191\text{m}$

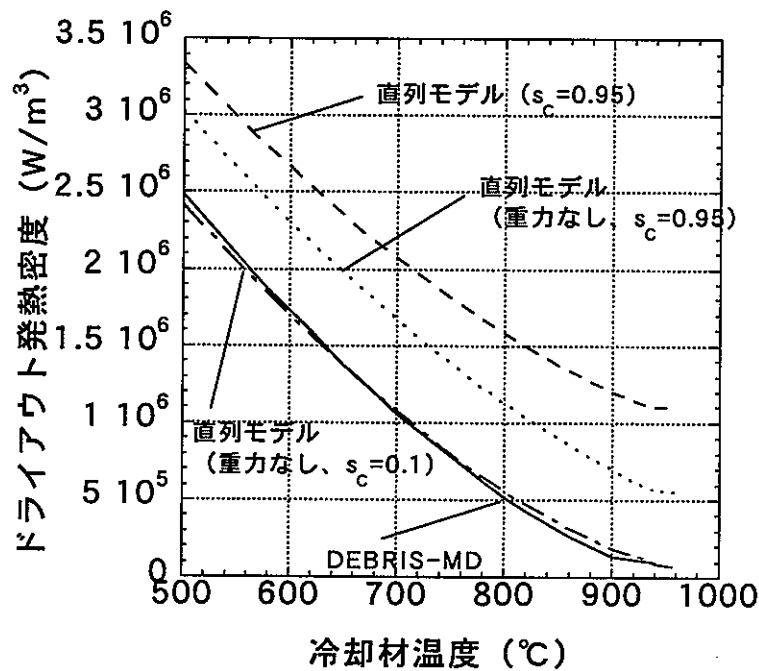


図8 ドライアウト発熱密度 vs 冷却材温度 (DEBRIS-MD、直列モデル)

解析条件 $d=331\mu\text{m}$, $\varepsilon=0.5$, $\alpha_s=0.363$, $T_{\text{sat}}=960^\circ\text{C}$, $L=0.19191\text{m}$

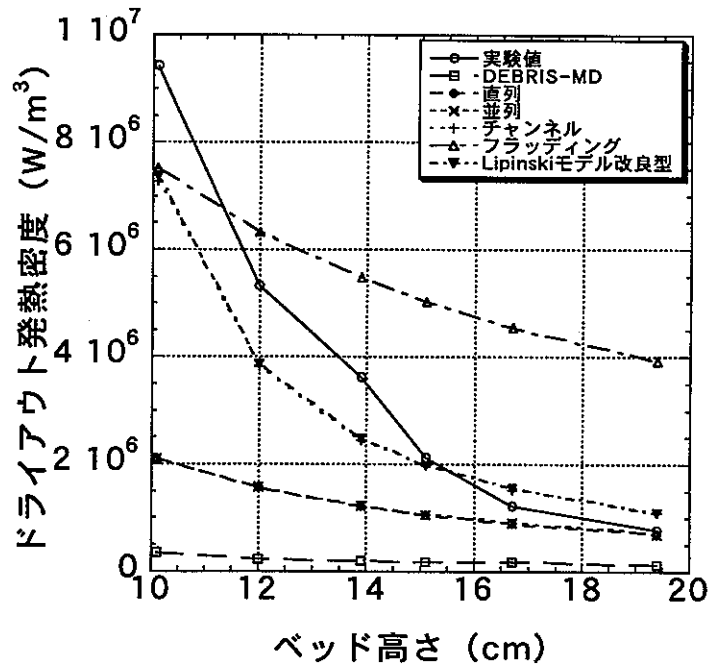


図9 Argonne デブリベッド試験との比較 (粒子径 242 μm)
 解析条件 $d=242 \mu\text{m}$, $\epsilon=0.55$, $T_{\text{sat}}=882^\circ\text{C}$, $T_{\text{bulk}}=882^\circ\text{C}$, $L=0.101\sim 0.194\text{m}$

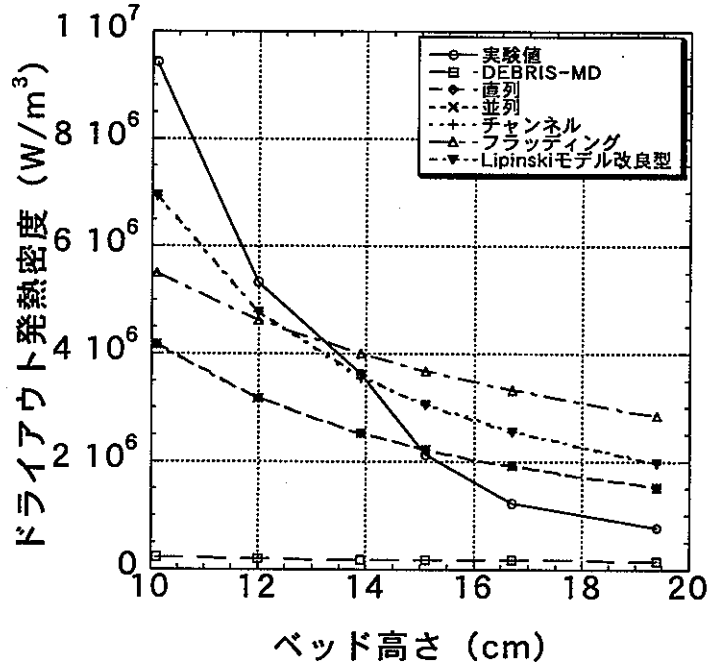


図10 Argonne デブリベッド試験との比較 (粒子径 420 μm)
 解析条件 $d=420 \mu\text{m}$, $\epsilon=0.55$, $T_{\text{sat}}=882^\circ\text{C}$, $T_{\text{bulk}}=882^\circ\text{C}$, $L=0.101\sim 0.194\text{m}$

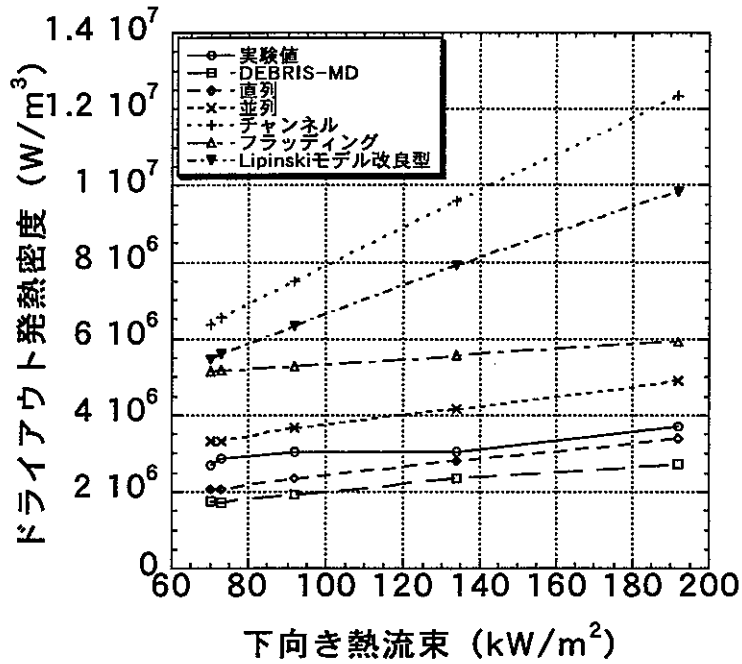


図 11 Sandia D10 試験との比較 (充填ベッド)

解析条件 $d=173 \mu m, \epsilon=0.38, T_{sat}=861^\circ C, L=0.16m,$

$q_{down}=70,73,92,134,192 kW/m^2/^\circ C, T_{bulk}=350,360,343,352,349^\circ C$

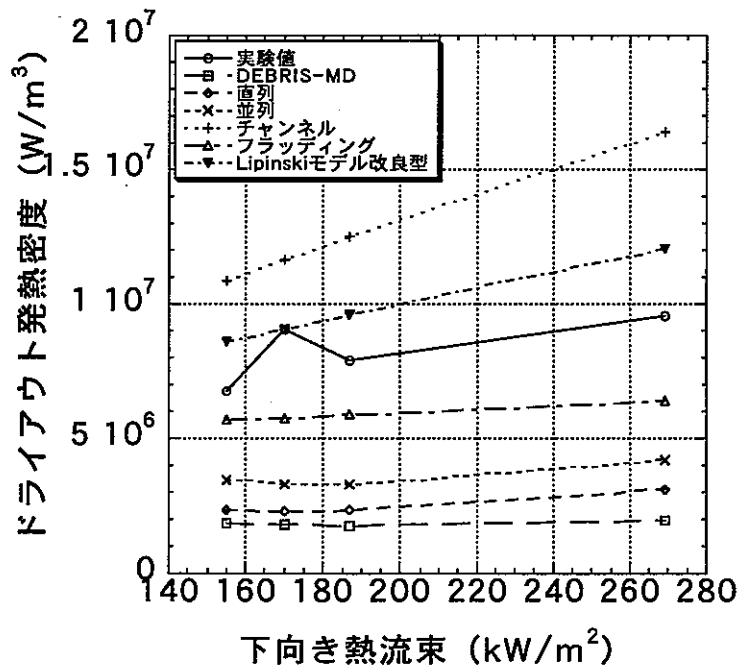


図 12 Sandia D10 試験との比較 (チャンネル形成ベッド)

解析条件 $d=173 \mu m, \epsilon=0.38, T_{sat}=861^\circ C, L=0.16m$

$q_{down}=155,170,187,269 kW/m^2/^\circ C, T_{bulk}=540,602,640,620^\circ C$

付録 A ドライアウト発熱密度計算プログラム

ドライアウト発熱密度の予測値を実際に計算するプログラムを作成した。この計算プログラムでは、

- ドライアウト発熱密度 (Lipinski の 0 次元沸騰モデル)
- ドライアウト発熱密度 (Lipinski の 1 次元沸騰モデル)
- 沸騰領域長さ (直列的な伝熱モデル)
- 沸騰領域長さ (並列的な伝熱モデル)
- チャンネル長さ (チャンネルモデル)
- ドライアウト発熱密度 (Stubos&Buchlin のフラッシングモデル)
- ドライアウト発熱密度 (Lipinski 沸騰モデル改良型)
- 沸騰領域長さ (未沸騰チャンネルモデル)

の各計算を実行できる。また、ドライアウト発熱密度と沸騰領域長さやチャンネル長さを組み合わせた計算も実行できる (Stubos&Buchlin 型フラッシングモデルは除く)。

付録 A-1 入力

&input_a

変数	単位	意味	備考
d	m	デブリ粒子径	
eps	—	ポロシティ	
alp	—	スチール割合	
Tsat	℃	飽和温度	
Tbulk	℃	バルク冷却材温度	
g	m/s ²	重力加速度	
qdown	W/m ²	下面冷却熱流束	

&input_b

変数	単位	意味	備考
iflg	—	計算フラグ	1: Lipinski の 0 次元沸騰モデル 2: Lipinski の 1 次元沸騰モデル 3: 直列的な伝熱モデル 4: 並列的な伝熱モデル 5: チャンネルモデル 7: フラッディングモデル 8: Lipinski 沸騰モデル改良型 13: 1+3 14: 1+4 23: 2+3 24: 2+4 25: 2+5 33: 未沸騰チャンネルモデル 83: 8+33
wo	—	緩和係数	組み合わせて計算を実施する場合 (iflg = 13,14,23,24,25,83) の反復計算に用いる。 $\phi^{(n)} = wo \times \phi_{new}^{(n-1)} + (1-wo) \times \phi^{(n-1)}$

&input_c

変数	単位	意味	備考
n_grav	—	重力項フラグ	0: 重力項なし、1: 重力項あり iflg=7 では使用されない。
n_lamn	—	層流抵抗フラグ	0: 層流抵抗なし、1: 層流抵抗あり iflg=7 では使用されない。
n_turb	—	乱流抵抗フラグ	0: 乱流抵抗なし、1: 乱流抵抗あり iflg=7 では使用されない。

&input_d

変数	単位	意味	備考
q	W/m ³	発熱密度	iflg=1,2,8,13,14,23,24,25,83: 初期発熱密度 iflg=3,4,5,33: 発熱密度 iflg=7 では使用されない。
zl	m	デブリベッド厚さ	iflg=1,2,8: 沸騰領域厚さ、またはチャンネル底部の位置 iflg=3,4,5,7,13,14,23,24,25,83: デブリベッド厚さ
s_bc	—	境界飽和度	iflg=2,8,23,24 で使用される。
nmax	—	反復数	沸騰領域厚さと未沸騰領域熱伝導率を同時に求めるための反復計算の回数。DEBRIS-MD コードのモデルでの反復数は 1 回。 iflg=3,4,13,14,23,24,33,83 で使用される。

&input_e

変数	単位	意味	備考
pflg	—	プリントフラグ	0: 出力しない、1: 出力
dflg	—	デバッグフラグ	0: 出力しない、1: 出力

付録 A-2 出力

iflg	計算の内容	出力の内容
1	Lipinski の 0 次元沸騰モデル	ドライアウト発熱密度、飽和度 発熱密度の飽和度依存性 (fort.31)
2	Lipinski の 1 次元沸騰モデル	ドライアウト発熱密度 飽和度分布 (fort.41、fort.61)
3	直列的な伝熱モデル	沸騰領域厚さ、未沸騰領域の熱伝導率
4	並列的な伝熱モデル	沸騰領域厚さ、未沸騰領域の熱伝導率
5	チャンネルモデル	チャンネル厚さ、境界飽和度
7	フラッディングモデル	ドライアウト発熱密度
8	Lipinski 沸騰モデル改良型	ドライアウト発熱密度、チャンネル厚さ 飽和度分布 (fort.41、fort.61)
13	直列的な伝熱モデル +Lipinski の 0 次元沸騰モデル	沸騰領域厚さ、未沸騰領域の熱伝導率 ドライアウト発熱密度
14	並列的な伝熱モデル +Lipinski の 0 次元沸騰モデル	沸騰領域厚さ、未沸騰領域の熱伝導率 ドライアウト発熱密度
23	直列的な伝熱モデル +Lipinski の 1 次元沸騰モデル	沸騰領域厚さ、未沸騰領域の熱伝導率 ドライアウト発熱密度
24	並列的な伝熱モデル +Lipinski の 1 次元沸騰モデル	沸騰領域厚さ、未沸騰領域の熱伝導率 ドライアウト発熱密度
25	チャンネルモデル +Lipinski の 1 次元沸騰モデル	チャンネル厚さ、境界飽和度 ドライアウト発熱密度
33	未沸騰チャンネルモデル	沸騰領域厚さ、境界飽和度 未沸騰領域の熱伝導率 チャンネル形成/抑制の判定
83	未沸騰チャンネルモデル +Lipinski 沸騰モデル改良型	沸騰領域厚さ、チャンネル厚さ ドライアウト発熱密度 チャンネル形成/抑制の判定

付録 A-3 状態方程式関数、物性値関数

デブリベッド上面温度 (°C)

$$T_i = T_{bulk} + \left(\frac{QL}{2400} \right)^{0.758}$$

デブリベッド平均温度 (°C)

$$T = \frac{T_{sat} + T_i}{2} \quad \text{or} \quad \frac{T_{sat} + T_{bulk}}{2}$$

ナトリウム蒸気密度 (kg/m³)

$$\rho_v = \frac{316}{T_{sat} + 273} \exp \left[18.832 - \frac{13113}{T_{sat} + 273} - 1.0948 \times \ln(T_{sat} + 273) + 1.9777 \times 10^{-4} (T_{sat} + 273) \right]$$

ナトリウム冷却材密度 (kg/m³)

$$\rho_l = 740 - 0.242 \times (T_{sat} - 882)$$

燃料密度 (kg/m³)

$$\rho_f = \frac{10.97 \times 10^3}{1 + 2.04 \times 10^{-5} T + 8.7 \times 10^{-9} T^2}$$

スチール密度 (kg/m³)

$$\rho_s = 8.034 \times 10^3 - 4.209 \times 10^{-1} T - 3.894 \times 10^{-5} T^2$$

ナトリウム蒸気粘性係数 (Pa-s)

$$\mu_v = 1.0 \times 10^{-5} (1.96 + 6.0 \times 10^{-4} (T_{sat} - 882))$$

ナトリウム冷却材粘性係数 (Pa-s)

$$\mu_l = 1.0 \times 10^{-4} (1.56 - 1.18 \times 10^{-3} (T_{sat} - 882))$$

ナトリウム冷却材表面張力 (N/m)

$$\sigma = 0.119 - 1 \times 10^{-4} (T_{sat} - 882)$$

ナトリウム冷却材熱伝導率 (W/m°C)

$$\lambda = 90.02 - 0.04636T$$

燃料熱伝導率 (W/m°C)

$$\lambda_f = 88.5714 \times \left[\frac{1}{4 + 0.0257(T + 273)} + 0.73 \times 10^{-12} (T + 273)^3 \right]$$

スチール熱伝導率 (W/m°C)

$$\lambda_s = 9.248 + 1.571 \times 10^{-2} T$$

ナトリウム蒸発潜熱 (J/kg)

$$h_{lv} = 1.0 \times 10^6 (3.88 - 1.0 \times 10^{-3} (T_{sat} - 882))$$

ナトリウム冷却材比熱 (J/kg°C)

$$C_p = 1269.0 - 0.0205 \times (T - 882)$$

ナトリウム冷却材体膨張率 (1/°C)

$$\beta = 1.482 \times 10^{-4} + 1.02 \times 10^{-7} T$$