研究論文

1034. BWR燃料集合体の沸騰遷移現象 スペーサ形状による限界出力への影響

山本 泰*, 師岡 慎一*,
光武 徹*, 横堀 誠一*, 木村 次郎**

Boiling Transition Phenomenon in BWR Fuel Assemblies Effect of Fuel Spacer Shape on Critical Power

By Yasushi YAMAMOTO, Shin-ichi MOROOKA,
Toru MITSUTAKE, Seiichi YOKOBORI and Jiro KIMURA

A thorough understanding of the thermal-hydraulic phenomena near fuel spacer is necessary for the accurate prediction of the critical power of BWR fuel assemblies, and is thus essential for effective developments of a new BWR fuel assembly. The main purpose of this study is to develop an accurate method for predicting the effect of spacer shapes on critical power. Tests have been conducted under actual BWR operating conditions, using an annulus flow channel consisting of a heated rod and circular-tube channel, and BWR simulated 4×4 rod bundles with heater rods unheated just upstream of spacer.

The effect of spacer shapes on critical power was predicted analytically based on the droplet deposition rate estimation. The droplet deposition rate for different spacer shapes was calculated using a single-phase flow model. The prediction results were compared with the test results for the annulus flow channel using ring-type spacers. Analytical results of critical power agreed with measured critical power from point of the effects of changes in the rod-spacer clearance and the spacer thickness on critical power.

KEYWORDS : BWR type reactors, fuel assemblies, thermal-hydraulics, critical power, subchannel code, two-phase flow, spacers, thickness, rod bundles, analytical prediction, droplet deposition

I. ま え が き

沸騰水型原子炉(BWR)においては、運転員の単一誤動作あるいは機器の単一故障によって引き起こされる運転時の異常な過渡変化中に、炉心監視の不確定性を考慮してもなお、全炉心内の燃料棒のうち99.9%以上が核沸騰を越えないよう運転制限値を定めている⁽¹⁾。BWRの設計⁽¹⁾では、核沸騰を越えた状態の開始点を沸騰遷移(BT: Boiling Transition)、その時の出力を限界出力と呼んでいる。BWR炉心設計、および運転時に必要な限界出力の予測は、運転条件を包含する範囲の試験データをフィッティングした実験相関式を用いて行われている。その実験相関式は、実物大のBWR模擬燃料集合体を用いて、BWR流動条件を包含する限界出力データを沸騰長さと限界クオリティの形⁽²⁾で整理したものである。この種の実験相関式を作成するためには、燃料形状を変更すると新たなBWR模擬燃料集合体に対する限界出力試験データが必要であり、

開発に多大な時間と経費を要する。そこで、燃料の最適設計が容易に達成でき、開発時間と経費の大幅な削減が期待できるメカニスティックモデルに基づいた解析コードによる限界出力予想手法の開発が望まれている。

BWR流動条件で発生するBT現象は燃料棒表面の液膜がドライアウトすることにより起こると考えられており、多くの研究者により燃料棒表面の液膜流量を評価し、液膜がドライアウトする出力を解析的に予測する手法の開発が精力的に行われている^{(3)~(8)}。現在、1次元流れとみなせる円管等の単純流路については、解析的に限界出力を良好に予測する段階に至っている⁽⁸⁾。一方、多数の燃料棒を正方格子に配列しているBWR燃料集合体には、流れによって生ずる燃料棒の振動の抑制および燃料棒間隔を保持するために複数の支持格子(スペーサ)が設置されている。スペーサは上記の役割のほか、限界出力などの熱水力性能に大きな影響を及ぼしており、解析的な限界出力予測を困難なものにしている。BT現象に関するスペーサ効果については、Shiralkarら⁽⁹⁾は蒸気流が流路障害物(一種のスペーサ)に衝突し、流路障害物直前に馬蹄形の渦(horseshoe vortex)が形成されることにより液膜が排除され、BTが発

* ㈱東芝 原子力技術研究所 (Nucl. Eng. Lab., Toshiba Corp.)

** ㈱東芝 原子炉設計部 (Reactor Des. Eng., Toshiba Corp.)

(1994年 2月9日 受理), (1995年 6月5日 再受理)

生するというモデルを提案した。つまり、BTはスペーサの上流側への効果により発生すると考えている。

深野ら⁽¹⁰⁾は空気・水により傾斜した平板に液膜流を形成し、障害物近傍の液膜挙動を詳細に調査しているが、二相流の試験部形状および流体はBWR燃料集合体内の流れと異なっている。

また、西田ら⁽³⁾は燃料棒表面の液膜流れへのスペーサ効果を実験的に検討している。西田らは、空気・水二相流を用いて正方格子の燃料棒表面の液膜厚さを測定している。これらの測定値を基に、プラントの混合長距離の理論を修正することによるスペーサ効果評価手法を提案している。しかしながら、彼らはスペーサ下流に着目しており、スペーサの上流への効果についての検討はなされていない。

このようにBT現象がスペーサに大きく影響されるにもかかわらず、スペーサ効果を明らかにするための現象論的アプローチが非常に少ないのが現状である。前述したように、上流効果のメカニズムに関する報告⁽⁹⁾はあるが、この上流効果により限界出力がどのくらい影響を受けるかに着目した研究は、著者が知る範囲では報告がない。

また、解析により限界出力を予測するため、著者らは、前報⁽⁷⁾において上流および下流の効果を考慮したスペーサモデルを組み込んだサブチャンネル解析コード(以下「解析コード」ともいう)を開発した。前報⁽⁷⁾では、スペーサモデルに含まれる未知定数はBWR流動条件下で4×4部分バンドルを用いた限界出力の測定値に基づいて決定することにより、実機BWR燃料の限界出力を良好に予測できることを明らかにした。しかしながら、この方法では試験データに基づいて未知定数を決めているため、スペーサ形状を変えた場合の限界出力を試験なしに予測することはできない。そこで、スペーサ形状を変えた場合でも試験なしに限界出力を予測する手法を開発するため、以下の研究を行った。

- (1) スペーサの限界出力に及ぼす上流側への効果を実験的に明らかにする
- (2) (1)の結果に基づいて、前報のスペーサモデルを修正する
- (3) スペーサ形状を変えて限界出力データを採取する
- (4) スペーサモデルに含まれる未知定数を解析的に予測する
- (5) (3)のデータと比較検討し、解析手法の妥当性および問題点を明らかにする。

II. 試験装置および試験体

本研究では、BWRの燃料集合体を模擬した試験(以下、バンドル試験)と二重管試験をそれぞれ別の試験装置により実施した。試験装置の概要は、誌面の都合により割愛した。二重管試験については文献⁽¹⁸⁾、燃料集合体を模擬した

試験については文献⁽¹⁸⁾を参照されたい。

1. 二重管試験部

試験には二重管試験部を用い、燃料棒模擬のヒータロッドとしては、Fig. 1に示す発熱長2,300mm、外径12.3mmのヒータロッドを内径17.0mmの外管(非加熱)の中に挿入し、環状(アニュラス)流路を作って試験した。ヒータロッドの外径は現行のBWR燃料と同じとした。加熱の方式は被覆管材質をインコネルとした間接発熱方式である。また、ヒータロッド表面の温度は外径0.5mmのクロメルアルメル(CA)熱電対をヒータピン表面に取り付けて測定した。

Fig. 1 Annulus tube heated section

2. バンドル試験部

試験には、BWR燃料棒と同じ寸法(外径12.3mm、発熱長3,708mm)の間接発熱ヒータロッドを4×4の正方格子に配置した管群バンドルを用いた。スペーサの形状および軸方向位置は現行のBWR燃料と同様とした。Fig. 2にロッドの径方向の相対出力を示す。中央4本のロッドが高い出力分布である。また、軸方向出力分布はコサインである。ヒータロッドは、二重管試験部と同様に、被覆管材質をインコネルとした間接発熱方式である。ロッド間隔はリング型のスペーサにより保持した。また、限界出力に及ぼすスペーサの上流への効果を調べるため、Fig. 3に示すように、加熱部下流端から1, 2, 3番目のスペーサ下端から上

Fig. 2 4×4 rod bundle

Fig. 3 4×4 rod bundle for upstream effect test of spacer

流へ50 mmの区間を非加熱にした4×4バンドルを用いた。

試験条件は、BWR流動条件である圧力7.2MPa、質量流速300～1,400 kg/m²/s、入口サブクール46 kJ/kgとした。

III. 試験結果および検討

1. BT発生様相

Fig. 4は、ロッド表面に取り付けた熱電対によってBT発生時の代表的な燃料棒表面温度挙動を示したものである。試験部はFig.1に示す二重管、流体条件は圧力7MPa、質量流速1,390 kg/m²/sのBWR定格出力、流量条件である。出力上昇に対応してスペーサ上流側5mmと10mmの

熱電対で温度変動が見られBTが生じている。BTの発生はロッド温度が定常レベルの値より14℃上昇した点で判断している。図中に↓印でBTと判断した点を示した。このようにBWR流動条件下では、BTが生じたとしてもロッド温度が急激に上昇することはない。また、Fig.4において最も注目したい点は、BTはスペーサ上流5mmの位置で初めに発生し、出力の増大に従い上流へ拡大するが、スペーサ内部(図中、A点)では温度変動はなく、BTは生じていない点である。このようにBTがスペーサ直上流で発生するメカニズムとして、筆者らは以下の2つの効果に分類した。

- (1) 何らかの原因(例えば、スペーサ直前での馬蹄形の渦の発生)によりスペーサ直前の液膜の流れが局所的に阻害され冷却効果が悪化するため(スペーサ上流効果)。
- (2) スペーサ下流において液滴沈着が促進されるが、距離が増大するに従い、蒸発や液膜表面からの液滴発生により液膜流量が減少する。その結果、スペーサ直上流が最も液膜流量が小さくなるため(スペーサ下流効果)。

2. スペーサ上流への効果試験

スペーサ上流効果を検討するため、スペーサ直前の発熱を部分的になくすことによる限界出力変化の測定試験を実施した。試験はFig. 2に示す4×4バンドルで行った。Fig.3に示すように、非発熱部分は加熱下流端から1, 2, 3番目のスペーサ下端から上流へ50 mmの区間とした。BWR流動条件において限界出力時のBT発生位置は、加熱下流端から1, 2, 3番目のスペーサ直上流であり、スペーサ上流端から約10 mm以内で初めに発生するという実験事実より、軸方向位置および非発熱長さを決定した。Fig. 5に、定格流量(BWR通常運転時の冷却材流量)における

Fig. 4 Rod temperature trace under BT

Fig. 5 Rod temperature trace under BT with unheated section

BT発生時のロッド表面温度挙動を示す。非発熱部がある場合は、Fig. 5のように、スぺーサ直前に非発熱部があるためスぺーサ直前に取り付けた熱電対(Fig. 3のx, y, z点)での温度上昇はなく、非発熱部と発熱部の境目(スぺーサから下流側に最も遠い位置、Fig. 3のA, B点)でBTが発生した。Fig. 6には非発熱部がある場合とない場合のBT発生位置を示す。このように、非発熱部がある場合とない場合のBT発生位置は、スぺーサ間で上流のスぺーサから下流へ最も遠いところという点で一致している。

Fig. 6 Axial BT position

Fig. 7は横軸に流量、縦軸に非発熱部がある場合の限界出力を非発熱部がない場合の限界出力で割った値を示す。両者の差はほぼ1%以内に収まり、スぺーサ直前に非発熱部を設けた試験体の限界出力は、通常の場合と比較してほとんど変化しないことが確認された。限界出力が減少するか増大するかは、スぺーサ直上流を非加熱にすることによる熱出力の低下と局所的な阻害要因の緩和による熱出力の増大の大小により決定される。本試験体では、非加熱部の存在による熱出力の低下は約1%と小さい。またBWR流動条件におけるBTのような高クオリティにおけるBTは、局所的な熱流束の影響は小さいとの報告⁽¹¹⁾もあり、非加熱部を設けたことによる発熱部の熱流束変化の効果は無視

Fig. 7 Effect of unheated section effect on critical power

できる。したがって、スぺーサ上流効果がBTに影響し、スぺーサ直上流部の熱的余裕を減少させるならば、スぺーサ上流に非発熱部を設けたことによりスぺーサ上流部のBT発生を防ぐことができ、限界出力が増大したはずである。しかしながら、限界出力が通常の場合に比較して変化せず、BT位置が非発熱部上流へ移動したという結果から、スぺーサ上流50 mmの位置での熱的余裕はスぺーサ直上流とほぼ同じであるといえる。よって、スぺーサ上流効果により、スぺーサ直上流の熱的余裕を局所的に減少させる効果は非常に小さいと考えられる。

3. スぺーサ効果モデル

前節の結果より、スぺーサ上流効果は非常に小さいことがわかった。この結果に基づいて前報⁽⁷⁾で作成したスぺーサ効果モデルを修正した。Fig. 8にスぺーサ効果モデルを示す。前報ではスぺーサ上流効果も考慮していたが、修正したモデルではスぺーサ下流効果のみとし、スぺーサ部材への液滴衝突・飛散による液滴沈着増加量 D_{IMP} (Fig. 8の①)、スぺーサ下流におけるミキシングによる液滴沈着増加量 D_{SP} (Fig. 8の②)および液滴発生増加量 E_{SP} (Fig. 8の③)を考慮した。

Fig. 8 Spacer model

スパーサ部材に衝突した液滴はその一部が跳ね返り、液膜形成に寄与すると考えられる。スパーサ部材への液滴衝突量は、蒸気流中の液滴分布が一様と仮定し、スパーサ部材 A_{SP} の流路面積 A_B に占める割合 A_{SP}/A_B と液滴質量流束 G_B との積として求め、液滴衝突量のうち燃料棒表面の液膜に沈着する割合を η_{IMP} とし、スパーサ部材への液滴衝突による液滴沈着量 D_{IMP} は次式のようにモデル化した。

$$D_{IMP} = \eta_{IMP} A_{SP} / A_B G_B \quad (1)$$

次に、スパーサ下流では蒸気流の乱れが増大するため、スパーサがない場合に比較して、液滴沈着および液滴発生量は増加する。ここではスパーサがない場合の液滴沈着率および発生率をそれぞれ D_B , E_B 、スパーサの存在による増加率をそれぞれ η_{SP} , η_E とし、スパーサによる流れのミキシング促進による液滴沈着増加量 D_{SP} 、液滴発生増加量 E_{SP} を、次式のようにモデル化した。

$$D_{SP} = \eta_{SP} D_B \quad (2)$$

$$E_{SP} = \eta_E E_B \quad (3)$$

G_B , D_B , E_B についてはサブチャンネル解析コード内で計算されるので、 η_{IMP} , η_{SP} , η_E の3つがスパーサ効果モデル未知定数となる。

IV. 解 析

1. サブチャンネル解析コード

第Ⅲ-3節で説明したスパーサ効果モデルをサブチャンネル解析コード CRIP ver. 2⁽⁷⁾ に組み込んで限界出力の予測を行った。本解析コードは、環状噴霧流様式の二相流状態を現象論的にモデル化し、蒸気・液滴・液膜からなる3流体モデルを用いており、限界出力の評価は液膜流量が減少するように熱出力を増加させていき、解析で液膜流量=0が求められた時点で判定している。したがって、BT発生

の評価に限界熱流束などの経験的な相関式を必要としない点に特徴がある。3流体(蒸気・液滴・液膜)の流速, 体積分率, エンタルピーは質量保存式, エネルギー保存式, 運動量保存式を解いて求める。また、液膜からの液滴発生, 液膜への液滴沈着のモデルには Hewitt らのモデル⁽¹²⁾を用いている。

2. スパーサ効果モデル未知定数の決定方法

従来、(1)~(3)式のスパーサ効果モデル未知定数 (η_{IMP} , η_{SP} , η_E) は限界出力の測定値に合うように決められていたが、本研究では解析によりスパーサ定数を評価する手法について検討した。前述したように、修正スパーサ効果モデルでは次の3つの効果を考慮している。

- (1) 部材に衝突した液滴の飛散による液滴沈着増加
- (2) 蒸気流中の乱れ増加による液滴沈着増加
- (3) 蒸気流中の乱れ増加による液滴発生増加

これら3つのスパーサ効果のうち、(1), (2)は液膜流量を増加させ、限界出力を向上させる効果であり、(3)は液膜流量を減少させるので限界出力を低下させる効果である。これらの効果をスパーサ形状の違いまで考慮して詳細に二相流場で評価することは、現在の計算機的能力では非常に困難である。一方、軸方向に配設されるスパーサ間の距離を減少させ、数を増加させることにより限界出力が増大するという報告がなされている⁽⁴⁾。スパーサ間の距離を減少させると蒸気流の乱れが増加し、(2)の効果および(3)の効果の増加をもたらすが、限界出力の測定値が増大するという結果より(2)の効果の方が大きいと考えた。このような点より、本研究では(2)のスパーサによる液滴沈着効果に着目した。

次に、液滴沈着モデルの概要を示す。CRIP ver. 2では、スパーサに影響される範囲での流れ方向の液滴沈着増加量 D_{SP} を、Fig. 9 に示すように、平均化している。(2)式より、スパーサに影響される範囲での液滴沈着量は次式となる。

$$D_{TOTAL} = D_B + D_{SP} = (1 + \eta_{SP}) D_B \quad (4)$$

$$\eta_{SP} = D_{SP} / D_B \quad (5)$$

ここで、 D_{TOTAL} : スパーサ部分での液滴沈着率
(kg/m²/s)

Fig. 9 Axial distribution of deposition rate at downstream of spacer

D_B : スペーサがない場合の液滴沈着率

D_{SP} : スペーサによる液滴沈着率の増加分

η_{SP} : スペーサによる液滴沈着増大率

スペーサ部分における液滴沈着率 D_{TOTAL} をスペーサがない場合の液滴沈着率 D_B とスペーサによる液滴沈着率の増加分 D_{SP} に分離し、 D_B に対する D_{SP} の比 η_{SP} をスペーサ定数としている。

以下に、 η_{SP} を求める方法について説明する。

BWR 燃料集合体内部の流れは高レイノルズ数流れであるため乱流となっているので、液滴は乱流拡散により輸送されると仮定する。エアロゾルの壁面沈着の考え方⁽¹³⁾ を用いると次のように液滴沈着を評価することができる。

壁面垂直方向の液滴フラックスの時間平均値は液滴拡散係数 λ を用いて次式で与える。

$$J = -\lambda(y) dC/dy \quad (6)$$

ここで、 J : 時間平均液滴拡散流束 ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$)

$\lambda(y)$: 液滴拡散係数 (m^2/s)

C : 液滴密度 (kg/m^3)

y : 壁面からの距離 (m)

液膜が非常に薄く無視できるものと仮定すると、壁面における液滴拡散流速が液滴沈着率 D と考えられる。

$$D = J(y=0) \quad (7)$$

軸方向の液滴密度変化を無視すれば、次式が成り立つ。

$$dJ/dy = 0 \quad (8)$$

よって、(6)式を

$$dC = -J/\lambda(y) dy$$

と変形し、壁面から流路中央まで積分すると、次式が得られる。

$$C_{CENT} - C_{WALL} = - \int J/\lambda(y) dy \quad (9)$$

ここで、 C_{CENT} 、 C_{WALL} は流路中央および壁面における液滴密度であり、 C_{CENT} は流路断面中の液滴濃度のピークと考えている。次に、(8)、(7)式および壁面においては液滴は存在しないと仮定すると、(9)式に $C_{WALL} = 0$ を代入して液滴沈着率 D は次式のようになる。

$$D = C_{CENT} / \int (1/\lambda(y)) dy \quad (10)$$

よって、(10)式より $\eta_{SP}(=D_{SP}/D_B)$ は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \eta_{SP} &= \frac{[C_{CENT} / \int (1/\lambda(y)) dy]_{SP}}{[C_{CENT} / \int (1/\lambda(y)) dy]_B} - 1 \\ &= \frac{[\int (1/\lambda(y)) dy]_B}{[\int (1/\lambda(y)) dy]_{SP}} - 1 \end{aligned} \quad (11)$$

よって、 η_{SP} の違いは $1/\lambda(y)$ の積分値の差異より生ずる。ここで、液膜ドライアウトが生ずるような位置ではボイド率は80%以上で、BWR 流動条件において BT が生ずる軸方向位置付近の液滴径は、植田の相関式⁽¹⁶⁾より見積

ると算術平均で $40 \sim 70 \mu\text{m}$ となり、多くの液滴は数 $10 \mu\text{m}$ 程度と推定される。この程度の液滴径では、液滴の持つ慣性の影響は大きい、蒸気流の乱れの影響は無視できず液滴の乱流拡散係数分布と蒸気の乱流拡散係数分布は相関が高いと考えた。よって、(11)式では蒸気流の乱流拡散係数をそのまま用い、スペーサ形状変化における η_{SP} を評価した。蒸気流の乱流拡散係数分布については、 κ - ϵ モデルを用いて評価した。また、 C_{CENT} はスペーサの有無により少なからず変化すると考えられるが、この種の試験的な知見が見当たらないので、 C_{CENT} はスペーサの有無により変化しないと仮定した。なお、(11)式より求まる η_{SP} は局所的な軸方向位置における値であるので、Fig. 9 に示すように、サブチャンネル解析で用いる場合に、 η_{SP} をスペーサが流れに影響を及ぼす範囲で積分平均して用いた。

3. 検証データおよび手法

本手法の妥当性を確認するため、Table 1 に示すスペーサ形状を基本とする二重管試験データを用いた。バンドル体系のデータを検証データとして用いた場合、スペーサ形状の影響によりサブチャンネルの間のクロスフローも変化してしまう。第 IV-2 節で作成したスペーサ効果モデル未知数決定方法を検証するという観点より、クロスフローのない二重管試験データを選択した。Fig. 1 に示すように、使用されたスペーサはリング型である。BWR の運転条件下で直接 BT に効くスペーサ形状のパラメータを調べるため、スペーサの幾何学的寸法を Table 1 の値から変えて限界出力の相対的な変化を調べた。スペーサの形状パラメータとしては下記のものを選択した。

- (1) スペーサ部材とロッドのクリアランス
(クリアランス)
- (2) スペーサ部材の厚さ

Table 1 Major spacer specification (reference value)

Height	Thickness	Clearance
30cm	0.6mm	1.0mm

蒸気単相流解析には α -Flow コード⁽¹⁴⁾を用いた。用いた解析格子は円筒座標系で、回転方向に対しては対称性を考慮し、 r - z の 2 次元とした。Fig. 1 に示すスペーサを含む主流方向 300mm の領域を主流 z 方向に 50 分割、 r 方向に対しては 24 分割とし、スペーサ部材近傍では格子が細くなるように不等分割とした。

解析は、蒸気単相流を扱った。また、乱流モデルには、工学的に広く用いられ実績のある Jones らの標準的な κ - ϵ モデル⁽¹⁷⁾を用いて行った。境界条件は、入口境界を一樣速度分布で固定し、スペーサ前縁の位置は入口より 150mm に設けた。スペーサ前縁の位置は、スペーサの有り無しの予備計算を実施し入口境界の影響が無視できる軸方向位置である。出口境界は自由流出境界とした。また、壁面

境界条件については、壁関数として対数則を用いた。物性値についてはBWR定格圧力条件に対応する7MPaにおける飽和蒸気の値を用いた。

4. 解析結果の検討

Fig. 10 に、径方向断面で平均化した乱流エネルギーの軸方向分布を示す。Fig. 10 では、スペーサ後流の乱れが最も減衰しにくいのは、クリアランスが1.5mmの場合で次に0.5mmの場合であった。共にスペーサ後流100mm程度までスペーサによる乱れの影響がみられる。一方、クリアランス1.0mmの場合、スペーサ後流の乱れは直下流で乱流エネルギーは大きいがすぐに減衰し、スペーサの影響はスペーサ後流40mm程度までであった。これはスペーサ部材が流路のどちらかの壁に片寄っている場合には、スペーサ後流の速度分布が左右非対称になり、速度の遅い部分は片側のみでミキシングされるので、スペーサ部材厚さが同じであれば、両側からミキシングされる場合に比べスペーサ後流の乱れの回復が遅くなるためと考えられる。Fig. 11 に、スペーサ前縁より約80mm下流の位置(スペーサ後流50mm)における断面内の乱流拡散係数 λ の分布を示した。乱流エネルギーの減衰が遅いケースほど乱流拡散係数 λ が大きく、クリアランス1.0mmのケースですでにスペーサがない場合の分布とほぼ一致している。今

Fig. 10 Calculated result of cross-section averaged turbulence kinetic energy at the downstream of spacer

(a) Inner rod

(b) Outer wall

Fig. 12 Axial distribution of η_{sp} estimated for inner rod and outer wall

Fig. 11 Radial distribution of λ calculated at 80mm downstream of spacer front edge

後、このような結果を検証するため、スペーサ周りの乱流エネルギー分布などの詳細な計測、あるいは詳細でしかもなるべくモデルを用いない流れ解析などによる研究が望まれる。

以上の単相流解析の結果から第IV-2節の手法に従って、内部ロッドに対するスペーサ定数 η_{sp} の軸方向の分布を評価した結果をFig. 12(a)に、また外壁内面に対するスペーサ定数 η_{sp} の軸方向の分布を評価した結果をFig. 12(b)にそれぞれ示す。内部ロッドに対しては、スペーサ内部における η_{sp} はクリアランスが小さい0.5mmのケースが最も大きく、1.0mmと1.5mmではほぼ同じとなり、スペーサ後流においては、クリアランス1.5mmが最も大きく、0.5mm、1.0mmの順となった。この傾向は乱流エネルギーの減衰が遅い順番と一致している。外壁内面に対しては、スペーサ内部では、外壁内面とスペーサのクリアランスが小さいケースほど、スペーサ前縁付近の η_{sp} の増加が大きくなる傾向がみられる。スペーサ後流部では、内部ロッドに対する η_{sp} と同様クリアランス1.5mmが最も大きく、0.5mm、1.0mmの順となり、乱流エネルギーの減衰が遅い順番と一致している。内部ロッド、外壁内面とも断面平均乱流エネルギーのピーク位置と、 η_{sp} のピーク位置が一致しないが、スペーサ直下流の局所的な乱れが広が

り、壁面近傍に影響を及ぼすまでに下流方向に距離が必要であると思われる。

サブチャンネル解析で用いるために、Fig.12(a),(b)に示した軸方向の η_{SP} 分布をスパーサ前縁を0とし150mm後流までの値を積分平均した η_{SP} の評価結果をFig.13に示す。内側ロッドに対する沈着率が最も大きいのがクリアランス0.5mmの場合であり、外壁内面に対する沈着率が最も大きいのがクリアランス1.5mmの場合であることから、スパーサ部材が壁に近いほど液滴の沈着が促進される結果となった。クリアランス1.5mmの場合にも内側ロッドへの沈着が大きいのは、スパーサにより生成された乱れの下流への影響が大きかったことによる。

Fig. 13 Estimated result of relationship between clearance and η_{SP}

ここで評価したスパーサ効果モデル定数 η_{SP} を用いてサブチャンネル解析コードCRIP ver. 2⁽⁷⁾により限界出力変化を計算し、試験結果と比較検討した。サブチャンネル解析では、第Ⅲ-3節で示した3つのスパーサ効果のうち、ミキシングによる液滴沈着(Fig. 8の②)のみを考慮した。サブチャンネル分割は環状流路を径方向に、内部ロッドと接するサブチャンネルと、外壁と接するサブチャンネルに2分割した。また η_{SP} についても、内部ロッドに対する η_{SP} と外壁に対する η_{SP} をそれぞれのサブチャンネルに対して用いた。クリアランスに対する限界出力変化の予測結果と実験結果⁽¹⁵⁾の比較をFig.14に示す。図中実線が計算結果である。ここでは η_{SP} の効果による限界出力変化の計算結果を実験と比較するため質量流速1,390 kg/m²/s、クリアランス1.0mmの値で規格化した図を示した。図より本手法による限界出力予測結果は下に凸の曲線となり、試験結果と定性的に一致した。

同様の手法を用いてスパーサ部材厚さ変化に対する限界出力変化を予測した。実験結果⁽¹⁵⁾との比較をFig.15に示す。ここでも質量流速1,390 kg/m²/s、スパーサ部材厚さ0.6mmの値で規格化している。スパーサ部材厚さが増加するに従い、限界出力が増加する結果が得られ、スパーサ部材厚さに対しても実験と計算の傾向は一致した。

Fig. 14 Comparison with measured BT power (effect of clearance)

Fig. 15 Comparison with measured BT power (effect of thickness)

以上より、クリアランスおよびスパーサ厚さを変化させた場合の限界出力変化の測定値と計算値の傾向は定性的に一致することが確認された。この結果より、単相流解析を用いた簡易手法を用いてスパーサ未知定数を評価することにより、スパーサ形状変化による限界出力への影響を定性的に評価できることがわかった。しかし、定量的には十分な予測ではなかった。これはスパーサ未知定数 η_{SP} の評価手法が簡易手法であること、乱流による液滴沈着以外を考慮していないことの2点のためと考えられる。例えば、Fig.12(a)においてはクリアランスが1.0mmより小さくなるほど、限界出力が増加する傾向は一致しているが、実験結果は質量流速が大きいほど増加の傾きが大きくなる傾向がみられるのに対し、解析では傾きの変化はほとんど見られなかった。これは、流量が大きい場合、液滴はより大きな運動エネルギー(慣性)を持っているので、スパーサ部材に衝突した液滴が飛散して、ロッドに沈着する効果(Fig. 8の①の効果)が増すことなどを考慮する必要があるように思

われる。Fig.13 のスぺーサ部材の厚さ増加に対する傾きの実験と解析の差異も同様の理由と考えている。このように、乱流沈着以外にも、乱流による液滴の発生促進、スぺーサ部材との衝突、反射や液膜とスぺーサ部材の干渉による液滴発生の促進の効果など多くの効果が限界出力変化に影響を及ぼしている。しかし、逆に液滴沈着のみの考慮によって、限界出力変化の傾向がある程度予測できたことにより、スぺーサ効果としては、液滴沈着促進効果を支配的とするモデル化は、妥当なものであったと思われる。

また、スぺーサモデルをより詳細にすることは可能でも、詳細にすればするほど未知定数が多くなってしまうという問題がある。今後、スぺーサモデルを開発するにあたっては、本研究でも実施しているように試験により効果が小さい因子を見極め、単純化したモデルを作成していく必要があると考えられる。

V. 結 論

本研究結果は下記のように要約できる。

- (1) BT はスぺーサ直上流で初めに発生し、出力の増大に従い上流へ拡大する。また、スぺーサ内部ではBTは生じない。
- (2) BTが発生するスぺーサ直上流に非発熱部を設けたとしても、限界出力は非発熱部を設けない場合と比較して変化しない。この結果より、スぺーサの直前でスぺーサの影響により液膜の流れが阻害され、限界出力を下げる効果は小さいと考えられる。
- (3) スぺーサ形状による限界出力変化をスぺーサ下流の蒸気流の乱れによる液滴沈着増加効果に注目してモデル化した。さらに、内管発熱の二重管流路においてリング型スぺーサの形状が変化した場合の限界出力変化を予測し、測定値データと比較した。発熱管とリング型スぺーサのクリアランス、およびリング型スぺーサの部材厚さを変化させた場合の限界出力変化の測定値と予測値の傾向は定性的に一致した。
- (4) 予測精度を向上させる要因として、スぺーサ下流の蒸気流の乱れによる液滴沈着増加量評価の高度化とともに、部材に衝突した液滴の飛散による液滴沈着増加、および液膜とスぺーサ部材の干渉による液滴発生増加量等の考慮を指摘した。

〔記 号〕

- A : 面積 (m^2), C : 液滴密度 (kg/m^3)
 D : 液滴沈着率 ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$), E : 液滴発生率 ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$)
 G : 質量流束 ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$)
 J : 時間平均液滴拡散流束 ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$)
 y : 壁面からの距離 (m)
 η : スぺーサ効果モデル未知定数
 λ : 液滴の乱流拡散係数 (m^2/s)
 (添字)
 B : スぺーサが存在しない場合の値
 E : 液滴発生の値
 IMP : スぺーサへの衝突・反射による値
 SP : スぺーサによる増分の値
 $TOTAL$: スぺーサが存在しない場合の値とスぺーサによる増分の値の和
 $CENT$: 流路中心の値

— 参 考 文 献 —

- (1) General Electric BWR thermal analysis basis (GETAB), Data, correlation and design application, NEDO-10958 (1973).
- (2) Bertolotti, S., et al. : *Energy Nucl.*, **12**, 3 (1965).
- (3) Nishida, K., et al. : *Proc. 1st JSME/ASME Joint Int. Conf. on Nucl. Energy*, 4-7 (1991).
- (4) Sakai, T., Sugawara, S. : *Proc. Int. Conf. on Multiphase Flows '91-Tsukuba*, Vol.1, 57-61 (1991).
- (5) Mitsutake, T., et al. : *Nucl. Eng. Des.*, **122**, 235 (1990).
- (6) Whalley, P. B. : *Int. J. Multiphase Flow*, **3**, 501 (1977).
- (7) 光武 徹, 他 : 機械学会論文集B編, **59** (565), 115 (1993).
- (8) 菅原 悟 : 東工大博士論文, (1990).
- (9) Shiralkar, B. S., Lahey, R. T., : *J. Heat Transfer*, **95**, 528 (1973).
- (10) 深野 徹, 他 : 機械学会論文集B編, **52** (477), 2052 (1986).
- (11) De Bortoli, R. A., et al. : WAPD-188, (1958).
- (12) Hewitt, G. F. : *Annular Flow Phenomena*, 混相流サテライトセミナー大阪, (1991).
- (13) 早川一也, 芳住邦雄(訳) : “エアロゾルの科学”, 産業図書, (1983).
- (14) 秋山 守, 高橋亮一 : “ α フローによる熱と流れのシミュレーション”, 朝倉書店, (1992).
- (15) Yokobori, S., et al. : *Proc. 4th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics*, (1989).
- (16) 植田辰洋 : “気液二相流”, 養賢堂, (1981).
- (17) Jones, W. P., et al. : *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, (1972).
- (18) Mitsutake, T., et al. : *Proc. 4th Int. Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety*, (1994).