オイルバーナを用いた火炉内の燃焼シミュレーション*

池田 裕二^{*1}, 河原 伸幸^{*2}, 中島 健^{*3}

Combusting Flow Simulation in an Oil Furnace

Yuji IKEDA, Nobuyuki KAWAHARA and Tsuyoshi NAKAJIMA

Combusting flow simulations in an oil furnace (0.1 MW) were carried out in order to investigate droplet behavior and the flame-holding mechanism. Measurements made by a phase Doppler anemometer were also examined to elucidate the followability characteristics in recirculation flow. The results show that a droplet under 30 microns can follow the flow but a droplet over 50 microns penetrates. The use of connective flux of O_2 and CO_2 both in the flame and the entire furnace was examined and the results demonstrated that it was very useful to show the self-recirculating flow in furnaces.

Key Words: Combustion Simulation, Furnace, Spray Combustion, PDA, LDV, Flux, Recirculation Zone

1. はじめに

液体燃料を用いた工業用の燃焼炉⁽¹⁾の設計、開発に用いることのできる実験データや数値解析コードは十分に確立しているとは言い難く、実際の設計には経験に頼るところがまだまだ残っている。コンピュータの進歩に伴い、数値シミュレーションによって設計の支援が行われるようになり、市販のソフトも数種類開発されている。しかし、計算で得られた値は、設計パラメータを決定する上で相対値の比較に用いることはできても、絶対値を信頼するところまでには至っていない。燃焼のシミュレーション^{(2)~(4)}には、乱流、噴霧燃焼、 NO_x 生成メカニズムと言った基礎的な研究分野での多くの研究成果が取り込まれているものの、計算時の入口条件やモデルの検討等に用いられる実験値も十分には揃っていない。一概に燃焼シミュレーションと言っても(今回の噴霧燃焼用火炉を例にとってみると)、保炎部での複雑な化学反応を伴う混合流の計算から、炉尻の排出ガスの生成メカニズムの計算まで幅

がある。著者らは、オイルバーナを用いた火炉(0.1 MW)を対象として、バーナ近傍における噴霧燃焼特性、噴霧の飛行特性と炉全体の燃焼特性の解明を目的に研究を進めてきた⁽⁵⁾⁽⁶⁾。まず、循環流を伴う場での燃料噴霧の飛行特性の実験(非燃焼場)を行い、数値解析結果と比較を行うことにより、噴霧の分散と乱流混合について報告した⁽⁵⁾。さらに、バーナ近傍での燃焼ガスの定量的な把握のため、対流フラックスを用いた実験的解明を行った⁽⁷⁾。循環流が大規模な渦により大きく変動している(5~10 msのオーダー)ことを調べ、その時間スケール(化学反応時間スケール)と乱流のスケールとの比較を行った⁽⁷⁾。

本報では以下の項目の解明を目的とした。バーナ近傍の詳細なガス流動(三次元のLDV計測)と噴霧の飛行特性(二次元のPDA計測)を詳細に検討し、燃焼状態での噴霧の飛行に影響を与える流れ場と噴霧の関連について調べる。次に、バーナ近傍のフラックス値を用いて保炎性を調べる。最後に、炉内全体におけるガス流動と燃焼特性(O_2 , CO_2)の定量的な把握を行う。実験的に有用性を示された対流フラックスを用いてバーナ近傍と炉全体の燃焼特性を調べる。そこで非燃焼場における二次元的な噴霧の挙動、燃焼時の噴霧の挙動、そして炉内における燃焼流の実験と数値解析を行っ

* 原稿受付 1995年7月18日。

^{*1} 正員, 神戸大学機器分析センタ(☎657 神戸市灘区六甲台町1-1)。^{*2} 准員, 神戸大学大学院。^{*3} 正員, 神戸大学工学部。

Fig. 1 Test furnace

Fig. 2 Gun type burner and its dimensional model for simulation

た。対象としたバーナ、炉は前報⁽⁴⁾と同様である。

2. 実験装置とその方法

0.1 MW の A 重油を用いた火炎(図1)とバーナ(図2)と実験、計算条件は前報⁽⁴⁾と同じである。図2に示すバーナは、保炎板が取付けられており、その後方で形成される循環流により保炎を行っている。ノズルはダンフォス製 H 形で、0.7 MPa に加圧された燃料(A 重油)を 60° のホロコーンに噴射している。

図3に前報⁽⁷⁾と同じ火炎の直接写真を示す。ここで、大きく三つの火炎構造になっていることを報告してきた。つまり、バブルプレート後流の循環流で保炎を行う部分と、噴霧の蒸発により透明となっている部分、そして輝炎を伴う燃焼部分である。

本報では、大きく分けて三つの実験を行った。

(1) 位相ドップラー法⁽⁹⁾を用いて、ノズルから噴射される燃料噴霧の分散、噴霧の飛行軌跡、ある液滴

Fig. 3 Photograph of flame

径群に分けた燃料噴霧の空気力学的特性を調べる(非燃焼実験)。計算においても 30~50 μm の噴霧を境にして、小さな噴霧は循環流に巻き込まれ、50 μm 以上のものは本当に循環流を貫通するのかを調べる。その後に蒸発しながら飛行する噴霧の軌跡を評価する。

(2) バブルプレート後方の保炎における速度(三次元)、温度、O₂、CO₂濃度を詳細に計測し⁽⁶⁾、保炎部でのガス流動、濃度分布、対流フラックスを求め、計算値との比較を行う。これらの計測は燃焼場で行った。

二次元軸対称、 $k-\epsilon$ モデルによる乱流場の計算では、循環流を小さく見積もってしまうことを前報⁽⁸⁾で報告した。計算においても三次元が望まれるが、ここでは二次元モデルを用いて、炉内における温度、O₂、CO₂濃度分布が、どのように実験値と異なるのかを調べる。次に、三次元の速度を用いた対流フラックス値を求め、フラックス値の有用性を評価する。

(3) 最後に、炉内の速度、温度、O₂、CO₂濃度の分布とフラックス値の比較を行い、計算における濃度表示とフラックス表示との差異およびフラックス値の有用性を評価する。

3. 計算手法

3.1 流れ場と噴霧の計算手法 燃焼炉内での乱流場の解析は、二次元軸対称定常流と仮定し、円筒座標系を用いた。基礎式は次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u} \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\rho \bar{v} \phi)) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_\phi + S_d \dots \dots \dots (1)$$

流れ場の計算は前報⁽⁸⁾と同じ計算コードを使用した。 $k-\epsilon$ モデル、直交メッシュ(95×60)、SIMPLER法⁽¹⁰⁾、ハイブリット法による有限差分⁽¹⁰⁾である。噴霧

液滴の運動も前報と同じく、PSI-Cell モデル⁽¹¹⁾、ラグランジェ法による粒子の軌跡、ランダムウォーク⁽¹²⁾を用い、液滴の抵抗係数の補正は Bailey⁽¹³⁾らの提唱に従った。液滴の熱平衡方程式を Ranz-Marshall⁽¹⁴⁾の式を用いて解き、液滴の質量蒸発速度式は、Spalding⁽¹⁵⁾の研究を参考にして、単一液滴と仮定した。

3・2 燃焼反応モデル 本解析では、Magnussenらの渦消散モデル⁽¹⁶⁾を用いて、燃焼反応を考慮した。このモデルで、次式で定義される混合分率 f の支配方程式が $k-\epsilon^2$ 方程式モデルに加わり、変動強さ $g(g=f-\bar{f})$ を燃料の質量分率の時間平均値で置き換えることにより、 g の輸送方程式を解かずに計算の簡略化が行える。

$$f = \frac{\phi - \phi_{\text{air}}}{\phi_{fu} - \phi_{\text{air}}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\phi = m_{fu} - \frac{m_{ox}}{s} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで s は燃料と酸素の量論混合比であり、air, fu はそれぞれ空気流、燃料流を表す。燃焼反応速度 R は、 f を用いて次式で評価され、燃料の質量分率に関する保存式の生成項として燃焼反応を考慮した。

$$R_{fu} = C_R \cdot \left(\frac{\rho \epsilon}{k} \right) \cdot \frac{m_{ox}}{s} \quad f > f_{st} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$R_{fu} = C_R \cdot \left(\frac{\rho \epsilon}{k} \right) \cdot m_{fu} \quad f < f_{st} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 m_{ox} , m_{fu} は酸化剤、燃料の質量分率、 f_{st} は量論混合比を表す。 C_R は経験定数であり、本解析では 4.0 とした⁽¹⁶⁾。

3・3 放射伝熱モデル 放射伝熱は熱伝導や対流と並び、燃焼装置における重要な熱移動の形態の一つである。これまで、工業用火炎内の温度と熱流束の分布を求めるための解析手法として、ゾーンメソッド法⁽¹⁷⁾、モンテカルロ法⁽¹⁸⁾、流束法がよく用いられてきた。しかしながらこれらの手法には解析精度や計算時

間などに問題点がある。そこで本解析では、炉内放射伝熱量の計算を、計算時間と精度を考慮して放射熱線法⁽¹⁹⁾を用いた。

放射の現象は三次元的な空間を考慮しなければならないため、本解析では点放射源を燃焼室内に軸方向に 30 点、半径方向に 20 点分布させた。

この点放射源から、初期放射強度 I_0 の放射熱線が N^2 本から等方向に放射しているものとする。本計算では放射熱線によって放射伝熱量を十分に表せる熱線数として $N=20$ 本とした。この熱線を初期放射熱線量に対して 1/1 000 まで追跡した。また、炉壁面は壁面放射率が 0.9 の灰色体として、熱線は壁面で規則反射するものとした。

以上の方法によりある要素 (I, j) から射出された熱線が要素 (i, j) に吸収される熱量が算出される。この吸収熱量を全放射熱量で無次元化すると、要素 (I, j) の形態係数に相当する放射熱線吸収率分布、READ (Radiative Energy Absorption Rate Distribution) が求められる。

ガス相の吸収係数は、Hottel⁽²⁰⁾、Beer⁽²¹⁾、Johnson⁽²²⁾らの重油火炎の研究から、火炎で 1.15、燃焼ガスで 0.35 とした。

3・4 入口条件 計算時の入口条件およびメッシュ (図 4) も前報⁽⁸⁾と同じである。

4. 解析結果および考察

4・1 バーナ近傍の噴霧挙動 この循環流を伴う保炎部に燃料液滴がいかに行動しているものか、つまり循環流内の強いせん断流部を貫通する液滴と循環流

Fig. 4 Calculation mesh

Fig. 5 Comparisons of measured with calculated droplet velocities of each size classes

内の流れに追従する液滴の特性を調べる。そこで、図5にいくつかの噴霧径群ごとに分けた噴霧の軸、半径方向の飛行速度分布を実験値と比較した。ただし、これは非燃焼である。燃焼反応により、蒸発と急激な体積膨張の効果を考慮する前に、強いせん断流と噴霧の飛行との関係性を評価しておく必要があるからである。噴霧の飛行計算は、40, 70, 100 μm の3種類と空気流の合計4種類である。

非燃焼状態でも循環流は小さく見積もられていると報告した⁽⁸⁾、 $k-\epsilon$ モデルは等方性を仮定している。計算では、噴霧はラグランジェ的に取扱っており、オイル的な実験値とは異なった扱いをしている。

図5で示している3断面は循環流の内部とその後端部である。 $x/D=0.009$ (4 mm) では、バッフルプレート後流に負の軸方向速度が存在しており、50 μm 以下の液滴はこの負の速度に巻き込まれていることがわかる。50 μm 以上のものは、その粒径が大きくなるほど、大きな軸方向速度をもって循環流内を貫通して飛んでおり、計算値と実験値はよく一致している。半径方向速度においても両者はよく一致しており、30~50 μm は半径方向に正の速度をもって循環流を貫通している粒子と $r/R=0.2$ で負の速度をもつ粒子とが混在していることがわかる。計算においても40 μm のものが $r/R=0.18$ で負の速度を示しており、実験値と同じく循環流に巻き込まれている。

断面が循環流の後端の $x/D=0.093$ に至っても、実験と計算の大きな差異は見られない。次に、実験的に

Fig. 6 Droplet velocity vector and its trajectory for different size classified droplet

得られた各点の速度と粒径により、三つの粒径グループに分けた代表液滴の速度ベクトルを求めた。また、計算ではラグランジェ的に飛行している液滴の軌跡を図6に示す。循環流に10~30 μm の液滴が巻き込まれている様子が実験的に明らかになっている。計算においても40 μm の液滴は、循環流に巻き込まれている。噴霧液滴はバッフルプレートに衝突したところで、液滴は蒸発すると仮定しているために、軌跡が途中で止まって見える。30~50 μm の液滴は明らかに循環流に影響を受ける。中心軸側を飛行するもののほとんどが循環流を貫通している。逆流している地点は、10~30 μm の逆流地点よりかなりの上流部である。50 μm 以上になると、循環流を貫通していることが実験でも計算でもはっきりとわかる。

次に、燃焼場での噴霧の飛行軌跡を図7に示す。40 μm の液滴は $x/D=0.5$ まででほとんど蒸発していく様子が分かる。また、燃焼時においても循環流内に巻き込まれていることも分かる。70 μm のものは $x/D=0.3$ まで存在しており、バッフルプレート外周からの空気に押されて内側に向くものが出てきている。100 μm のものは、循環流を直線で貫通しており、バッフルプレート外周からの空気の影響も受けないことがわかった。この図7の噴霧の飛行特性からは、両者のよ

Fig. 7 Trajectory of evaporating droplets for different size classified droplet

い一致を得た。そこで、よりよく燃焼特性を把握するために、バーナ近傍の流れ場、および対流フラックスを用いてバーナ近傍を調べる(4・3節)。

4・2 バーナ近傍のガス流動と噴霧の挙動 二次元軸対称、 $k-\varepsilon$ の条件でのガス流動場の解析結果は、バッフルプレート後流にできる循環流が実験値よりも小さく、かつ上流側に形成されることを報告した⁽⁸⁾。その際には軸方向速度のみの議論であったため、循環流内の乱流やその強さについては不明であった。そこで、LDVにより計測したバーナ近傍の三次元の結果⁽⁷⁾を用い、今回の数値解析結果との比較により、循環流内の乱流混合特性を調べる。次に、いくつかの粒径群ごとに分割した噴霧の速度分布(軸・半径方向)と循環流から受ける影響、そして蒸発噴霧の飛行特性を検討する。

循環流を伴うバッフルプレート後流の空気流の速度ベクトルを図8に示す。PDAによる実験結果⁽⁵⁾であり、 $5\mu\text{m}$ 以下の粒子速度を空気流とした。この $5\mu\text{m}$ 以下の液滴の流れを空気流と断定することは前報⁽⁵⁾で検討した。また、軸方向流速から求めた逆流量の分布により、循環流は実験値より小さくかつ上流に形成されていると報告している⁽⁸⁾。実験では循環流は $x/D=0.065$ 、計算では $x/D=0.051$ であり約3mm短く見積もられている。二つのベクトル線図を見ると流れパターンはよく一致している。この結果は非燃焼時のものである。バッフルプレートの外周からの循環流への流速は計算結果のほうが大きいことを示している。 $k-\varepsilon$ を用いると循環流を十分に予測できないことは、多くの研究者より指摘されている。特に、燃焼時には急激な体積膨張により、等方性の仮定はほとんど成り立たなくなる。そこで、循環流とその後部の三次元の速

Fig. 8 Comparison of gas velocity vector obtained both the experimentally and the analytically

度を比較してみる(図9)。計算は二次元の軸対称を仮定しているため、旋回方向の速度の比較は十分に行うことができない。バッフルプレート後流の2対の循環流が旋回方向に回転しており、スリットの効果が有効であることを実験的に明らかにした⁽⁷⁾が、計算ではこの効果を見ることができない。バーナ近傍の $x/D=0.02$ (8.6mm)は計測できる上流限界であった。この $x/D=0.02$ においては、循環流後端に当たるため、 $r/R=0.1$ で実験値では -0.67 m/s の値を示している。計算では、循環流を上流側に小さく見積もっており、この循環流の後端では、 0.055 m/s となっている。この軸方向速度の差は、 0.73 m/s である。この地点での半径方向速度は -1.2 m/s と両者ともほとんど同じ値となっている。軸方向速度においては、バッフルプレートのうち、外輪からの流入速度は実験値のほうが高くなっている。また、このことは半径方向速度にも言える。実験値での最大の軸・半径方向速度($r/R=0.05$)は、計算値のほぼ2倍となっていることがわかる。このことにより、形成されている循環流は計算では小さく見積もられているのである。入口条件に実験値を用いるが、循環流内での速度勾配の大きな領域では、かなり低く見積もっていることがわかる。ところが、循環流の蒸発部($x/R=0.06$)では、軸方向速度の最大値の差は、30%程度となっており、循環流内よりもその差が小さくなっている。計算結果では $x/D=0.16, 0.26$ の輝炎を伴う燃焼領域の軸、半径方向速度とも平坦な分布になっており、特に半径方向速度はほぼ零になっている。この循環流後部で流れが一旦縮流するのを十分に予測できないので、後述する高温領域の位置がず

Fig. 9 Comparison of measured with calculated gas flow velocity vector

れてくるのである。

次に、この $x/D=0.06$ から 0.26 における温度、 O_2 、 CO_2 分布を図 10 に示す。温度分布は後流に行くに従い、実験ではピークが外側から内側に変わっているが、計算では逆に内側から外側に移動している。これは、上述の半径方向速度による火炎の縮流を十分に予測できないためと考えられる。また、温度の値もバップルプレート後流では、実験値が高いが、 $x/D=0.16$ では計算値が高くなっている。温度計測での熱電対の補正を行っていないので、絶対値の比較は難しいものの、 $x/D=0.16$ における温度分布のピークとその位置の差異は顕著である。

O_2 分布では、 $x/D=0.02$ では、火炎内側ではほとんど一致しているが、 $r/R=0.2$ では、計算値が大きくなっている。これは、図 9 において軸方向速度の流入速度が実験より約 4 m/s 低く見積もっているためである。しかし $x/D=0.16$ では、両者はまったく異なった結果となっている。実験では、火炎内側で O_2 濃度は高く、燃焼反応が進行していることを示している。図 3 の直接写真からもこの領域は、透明な部分である。計算では $x/D=0.06\sim 0.16$ で火炎内側に 1000 K を起える高温領域を形成しており、それにより計算ではすぐに燃焼反応が進んだことになっている。このように、明らかな差異が見られる。

CO_2 の分布においても同様であり、 $x/D=0.06$ 、 $r/R=1.0$ で CO_2 の濃度ピークを示している。ところが、実験値では CO_2 の濃度は計算値の $1/3$ 以下の値である。 $x/D=0.26$ においては、計算ではほとんど燃焼が終わったと予想されるため、 CO_2 は高く、平坦な分布となっている。

Fig. 10 Comparisons of measured with calculated gas concentration distributions

ここで注意すべきことは、濃度の実験値では等速吸引が十分に達成されているとはいえないこと、吸収したガスの反応を凍結した状態を作ることができないこと、さらに、温度は熱電対を用いている関係で、ふく射、液滴の付着、蒸発等の影響を十分に予測できないことがある。また、速度に関しても LDV では、ガス流速なのか、小液滴の速度を計測しているのか分からない。計算では、二次元であることと $k-\epsilon$ により循環流の予測が十分でないことなどがあり、この計算結果と実験結果の各々のパラメータを比較して、詳細な現象を議論するには限界がある。そこで、対流フラックスというパラメータを用いて、速度、濃度、温度の含有される誤差を一つの値で比較してみる。前報⁶⁾ではこの対流フラックスは、炉全体における現象解明の際に検討し得るパラメータであることを示した。そこで、ここではこのバーナ近傍に適用してみる。

4.3 バーナ近傍の対流フラックス 図 11 に O_2 、 CO_2 の対流フラックスを示す。まず、 O_2 に着目する。実験⁷⁾でわかっているように $x/D=0.02$ の $r/R=0.1$ 付近では、 O_2 濃度で谷を示すが、その値はバーナ外周よりはるかに大きいものであったことが計算値からも分かる。しかし、フラックス値ではほぼ零になっている。 $r/R=0.2$ で燃焼用の新気の流入があり、それにより O_2 は大きな値を示している。実験では火炎内のほうが大きい値を示しているが、計算では内、外ともほぼ同じ高さとなっている。これは、図 6 のところで述べたように軸方向流速の差が火炎内部で約 2 倍となる場所が生じるためである。しかし、フラックス値では速度差ほどの大きな違いとはなっていない。

$x/D=0.06$ においても、実験で見られた半径方向に二つのピークは計算においても見られる。傾向として

Fig. 11 Comparisons of O_2 , CO_2 flux with measured concentrations

は、計算された濃度とフラックスはよく似ている。やはり、 $r/R=0.2$ で流入する新気($O_2:21\%$)のために、 $r/R=0.2$ でのフラックス値は実験より大きく出ている。

次に CO_2 に着目してみる。顕著にフラックスの有用性を示すことができるのは、火炎内・外での差である。実験、計算の両方において、 $r/R<0.25$ (火炎内)では、フラックスも濃度もほぼ同じ傾向を示しているが、 $r/R>0.25$ では、その傾向がまったく異なってくる。濃度値では自己再循環で戻ってくる燃焼既燃ガスの濃度を高く見積もってしまうが、フラックスはかなり低く見積もることができることが分かった。

4.4 炉内のガス流動 バーナ近傍では流れ場に差異があるが、噴霧の飛行特性に大きな差がないことを示してきた。そこで、これらの条件で炉内のガス流動を比較してみる。図 12, 13 に非燃焼、燃焼時の炉内の軸方向速度の分布を示す。

非燃焼時では、まず自己再循環の位置と大きさはほぼ一致している。軸方向速度が 2.6 m/s の等高線も一致している。火炎の内部に相当する $x/D<0.2$, $r/R<0.3$ では多少の差異はあるものの、炉本体内のガス流動には計算結果は十分に設計にも役立つことがわかる。

燃焼時(図 13)においても、自己再循環の位置と大きさに大差はない。この領域を円周方向に積分して体積を求めたところ、計算では 35% 、実験では 31% であっ

た。これは、非燃焼時では 39% と 34% であった。また、火炎内部に相当する $x/D<0.2$, $r/R<0.3$ の領域では、実験値が大きく出ている。また、炉全体にわたっても計算では乱れも含めて、速度を低く見積もっていることが分かる。しかし、炉内のガス流動としては、十分に一致しているとしてもよい範囲と考えられる。次に、この炉内における O_2 , CO_2 の濃度とフラックスを比較し、燃焼特性の比較を行う。

4.5 炉内の O_2 , CO_2 分布 実験、計算両方における O_2 , CO_2 の濃度計測結果と軸方向速度を用いた

Fig. 12 Gas flow profiles in non combustion

Fig. 13 Gas flow profiles in combustion

Fig. 14 Comparisons of measured with calculated gas concentration and gas flux

対流フラックス値を図14に示す。下段は保炎部の後端であり、中段は火炎の後端程度であり、上段は η の後部に相当する。

バーナ近傍(保炎部の後端)である $x/D=0.174$ に着目してみる。 $r/R<0.1$ における O_2 濃度は、実験では10%以上の部分があるが、計算ではほとんど数%以下となっている。 CO_2 においても実験値は低く、計算値は高くなっている。これは、流れ場の計算時に循環流を小さく見積もっているため、保炎の役割となる高温の循環流が実験値より上流に位置し(非燃焼計算では実験値より約5 mm上流に循環流の後端が形成されている)⁽⁸⁾、その高温領域で O_2 が消費され、 CO_2 が生成されているためである。フラックスのパラメータを用いても、やはり $r/R<0.1$ の火炎内部においては、計算値のほうが実験値より大きくなっている。しかし、 $r/R>0.35$ の火炎の外で自己再循環流の存在する部分においては、フラックスパラメータを用いると、流速がかなり小さいため、 O_2 、 CO_2 のフラックス値がほとんど零になっている。ところが O_2 、 CO_2 の濃度表示ではこの $r/R>0.35$ においてもかなり高い値となっており、濃度表示だけでは、火炎内・外の判定や自己再循環の特性を見ることはできない。

O_2 の濃度表示では、 $r/R>0.35$ において実験と計算とでほぼ同じ6%もの値を示している。しかし、フラックス値では実験、計算ともほぼ零を示している。 CO_2 の濃度表示では、計算値(約15%)は実験値(約12%)より2、3割高くなっているが、フラックスパラメータを用いると実験、計算値とも $0.1 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ 内の大差ない値を示しており、自己再循環を見るにはフラックスパラメータのほうが有用であることがわかった。

$x/D=0.593$ の火炎の後端部についても、上流での影響が大きく出ており、火炎内部に相当する $r/R<0.3$ においては、 O_2 濃度が実験値で高く、 CO_2 も計算値より低くなっている。 $r/R<0.2$ の CO_2 の濃度表示では計算値は実験値の約2倍もの値となっているが、フラックスパラメータでは、40%アップ程度の値を示している。また、上流と同じく $r/R>0.6$ での自己再循環流ではフラックスパラメータの有力性は評価し得ると思われる。

η 況の $x/D=1.861$ における CO_2 に着目すると、濃度表示で実験と計算値は3割強の差が生じているが、フラックスパラメータを用いると、かなり差が小さく見積もられていることがわかった。

今後、 η の NO_x 低減等の対策を考えるうえで、この自己再循環流の特性を定量化することは重要であると考えられる。

5. 結 論

オイルバーナを用いた η 内の燃焼シミュレーションを行った。バーナ近傍と η 全体のガス流動、燃料噴霧の挙動と飛行特性、そして燃焼特性について実験と数値解析を行った。得られた知見を以下に示す。

(1) 非燃焼時のバーナ近傍の二次元ガス流動ベクトルを実験と計算で求めることができ、循環流内の特性を比較した。計算ではバップルプレート外周からの循環流内への巻込みを低く見積もってしまうため、後流での縮流が十分に予測できないことがわかった。

(2) バーナ近傍、特に循環流内での液滴径群に分けた噴霧の飛行特性の計算結果は、実験とよく一致している。循環流に巻き込まれる液滴と貫通するものとの境界は、実験と同じくほぼ30~50 μm であることがわかった。

(3) バーナ近傍での O_2 、 CO_2 の濃度は、実験と計算では一致しない。特に火炎中心部では高温部の位置の違いにより、その差は顕著である。しかし、対流フラックス値を用いると、速度、温度、濃度の差を一つのパラメータで評価でき、火炎内と自己再循環流による流れと区別できることがわかった。

(4) η 内全体のガス流動は、燃焼、非燃焼とも実験と計算はよく一致している。自己再循環流の体積割合も燃焼時34%(実験):31%(計算)、非燃焼時39%(実験):35%(計算)である。

(5) η 全体の燃焼特性は、濃度表示より対流フラックスが有用であり、火炎内部では十分にその有用性は示せないが、火炎内流と自己再循環流との差を見るには、十分であることがわかった。

文 献

- (1) 燃焼の設計(理論と実際), (1990), 30-53, 日本機械学会.
- (2) 青木秀之・ほか3名, 機論, **57**, 538, B, (1991), 2152-2158.
- (3) 香月正司, 熱流動の数値シミュレーション, (1990), 35-54, 森北出版.
- (4) 三浦隆利・ほか5名, 化学工学論文集, **14**, 3(1988), 272-280.
- (5) 栗原昇・ほか2名, 機論, **60**, 570, B(1994), 656-661.
- (6) 池田裕二・ほか2名, 機論, **61**, 581, B, (1995), 332-338.
- (7) 池田裕二・ほか2名, 機論, 印刷中.
- (8) 中島健・ほか2名, 機論, **62**, 598, B, (1996), 2481-2489.
- (9) Dürst, F., and Zare, M., *Proc. Phase-Doppler Technique, Exp. Fluids*, **6**(1988), 403-429.
- (10) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer, and Fluid Flow*, (1980), 113-137, Hemisphere/McGraw-Hill.
- (11) Crowe, C. T., ほか2名, *Trans. ASME, Ser. I*, **99**, 2(1977), 325-332.
- (12) Boyd, R. K., and J. H. Kent., *21th Symp. (Int.) on Comb.*, (1986), 265-274.
- (13) Bailey, G. H., *Br. Chem. Eng.*, **15**, 7(1970), 912-916.

- (14) Ranz, W. E., Marshall, W. R., *Chem. Eng. Progr.*, **48** (1952), 141.
 - (15) Spalding, D. B., *Some Fundam. Combust.*, **2**(1955), 649 657.
 - (16) Magnussen, B. F., *Proc. 16th Symp. (Int.) Combust.*, (1977), 719.
 - (17) Hottel, H. C., *化学工学*, **26**-9(1962), 962.
 - (18) Steward, F. R. Guruz, et al, *Heat Transfer in Flame*, (1974), 47, John Wiley & Sons.
 - (19) 早坂洋史・ほか5名, *機論*, **52**-476, B(1986), 1734-1740.
 - (20) Hottel, H. C., *Heat Transmission*, (1954), 89, McGraw-Hill.
 - (21) Beer, J. M., *Heat Transfer in Flames*, (1974), 30, John Wiley & Sons.
 - (22) Johnson, R. W., *None. Heat Transf.*, **3**(1980), 189-207.
-