固気流動層における流動粒子群-伝熱面間のふく射伝熱機構*

山田 純^{*1}, 黒崎 晏夫^{*2}, 永井 孝典^{*3}Mechanism of Radiative Heat Transfer between Fluidizing Particles
and a Cooled Surface in a Fluidized Bed

Jun YAMADA, Yasuo KUROSAKI and Takanori NAGAI

We experimentally investigated the radiation heat transfer occurring in a gas-solid fluidized bed between the fluidizing particles and a cooled heat transfer surface. To evaluate this heat transfer, radiation emitted from fluidizing particles to the cooled surface was measured using an infrared (IR) camera, which is located external to the bed so as not to disturb the bed fluidization. By doing this, the cooled surface was made of transparent CaF_2 , and was cooled by air convection. Our results revealed that there exist cooled fluidizing particles adjacent to the surface and they suppress the radiation heat transfer between the surface and high temperature fluidizing particles in the depth of the bed. In addition, the effects of the fluidizing velocities, the radiative characteristics, and the particle diameter on the radiation transfer were clarified.

Key Words: Fluidized Bed, Radiative Heat Transfer, Dispersed Medium, Visualization

1. 緒 言

固気流動層における流動粒子群-伝熱面間のふく射伝熱に関しては、高温時の伝熱促進への期待から、これまでもさまざまな研究が続けられてきた。しかしながら、現在のところ広範に利用できるモデルの構築はおろか、伝熱機構の解明すらできていない⁽¹⁾。このおもな理由の一つに、モデル構築の基礎となる実験結果が、研究者間で相反する傾向を示していることがあげられる。具体的に述べると、粒子径や空塔速度、粒子群のふく射性質がふく射伝熱に与える影響に関して、その定性的傾向が一致していないことである。これはおよそ次のような理由からだと推測される。

固気流動層におけるふく射伝熱に関する実験的研究では、数百°Cから時には1000°Cを超える高温まで層内温度を変化させ、巧みな工夫によりふく射による伝熱を、対流や粒子-伝熱面の接触熱伝導を含む全伝熱

から分離計測し、その寄与を評価している^{(2)~(7)}。これらの実験では、高温になるにしたがいふく射伝熱の中心的波長が短波長側に移ることになる。このとき伝熱面や粒子(粒子群)のふく射性質が強い非灰色性を有していると、その影響がふく射伝熱に現れてしまうことが考えられる。また、動粘性係数などの気体物性の強い温度依存性のために、粒子径やその形状によっては流動状態が大きく変化してしまうことも考えられる。これらが系を複雑にするために、たとえ似かよった実験であっても定性的傾向すら一致しないのではないかと想像される。

以上は単に推測で、おもな理由ではないかもしれない。しかし、これらのことを考え合せると、ふく射による伝熱機構の解明には、実験の温度範囲をあまり広くしない、あるいは、温度を大きく変える場合には、単色あるいは狭い波長範囲での実験が適しているともいえる。

このような観点から著者らはこれまでに可視光レーザによる流動層内でのふく射伝ばの計測を行い、ふく射が極めて短い距離で減衰されてしまうことを明らかにした⁽⁸⁾。そして、このことから伝熱面と流動粒子群のふく射伝熱には、おもに伝熱面近傍の粒子群が関与することが明らかとなった。伝熱面近傍の粒子群は、

* 1996年5月17日 第33回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 1998年5月18日。

*¹ 正員、山梨大学工学部(☎400-8511 甲府市武田4-3-11)。

*² 正員、電気通信大学電気通信学部(☎182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1)。

*³ 三菱重工業(株)広島製作所(☎733-8553 広島市西区観音新町4-6-22)。

E-mail: jyamada@ccn.yamanashi.ac.jp

伝熱面による加熱(あるいは冷却)のために層深部の粒子とな異なる温度にあるため、流動層におけるふく射伝熱の把握には、その近傍粒子群の温度、あるいは、それらが伝熱面に向けて放射するふく射エネルギーを知ることが不可欠であるとの結論を得た。

これらを踏まえて著者らは、低温の流動層に一定温度の加熱伝熱面を設けた系について、伝熱面近傍粒子群が伝熱面に向けて放射するふく射エネルギーの計測を行い、粒子径や粒子群の放射率がふく射伝熱に与える影響について評価した⁽⁹⁾。しかしながら、工業的に広く利用される流動層では高温の流動層中に低温の伝熱面が挿入されているうゑ、層内温度と伝熱面温度を入れ替えた際に、単に熱の流れる方向が変わるだけではないという事実のために、この研究成果をそのまま実際の流動層にあてはめられないという問題が残されていた。

そこで本研究では、実用流動層に近い条件下でのふく射伝熱機構の解明を目的に、通常利用される流動層と同様の、高温の流動層中に低温の伝熱面が挿入される系に関して、流動粒子群が伝熱面に向けて放射するふく射エネルギーを計測している。ここでは、前の研究よりも実験用粒子の種類を増やして、粒子の径やそのふく射性質などがふく射伝熱に与える影響を調べることで、流動層におけるふく射伝熱の詳細を明らかにしている。

おもな記号

- d : 粒子直径 m
 E : 単位時間当たりのふく射エネルギー W
 q : ふく射熱流束 W/m^2
 R : ふく射エネルギーの減少割合, [式(1)]
 T_{bed} : 流動層の層内温度 ($=60^{\circ}C$)
 T_{cav} : 伝熱面冷却容器の内壁温度 $^{\circ}C$
 T_{env} : 周囲環境の温度 $^{\circ}C$
 T_w : 伝熱面温度 ($=30^{\circ}C$)
 U : 空塔速度 m/s
 U_{mf} : 流動化開始速度 m/s
 D : 計測ふく射エネルギーに対する赤外線カメラの出力値
 ϵ_{bed} : 流動層の放射率
 Ψ : ふく射熱交換率 [式(2)]
 添 字
 b : 黒体の
 iso-bed: 均一温度にある流動層の

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置 図1に実験用流動層の概略を示す。実験用流動層は、断面 $100 \times 100 \text{ mm}^2$ 、高さ 1200 mm の矩形ダクトであり、最下部に分散板を有している。その分散板上方 60 mm には、直径 45 mm の伝熱面が挿入されている。層内には通電加熱されるヒータが設けられており、層内温度を一定に保つように制御されている。層内温度分布の計測のために、分散板上方を伝熱面中心軸に沿って移動できる Chromel-Alumel (K) 熱電対が設置されている。

伝熱面近傍の流動粒子群が放射するふく射エネルギーは、検知波長 $3.0 \sim 5.4 \mu\text{m}$ の赤外線カメラ (IRC-160 ST, 日本 Avionics) により、流動層外側から伝熱面を通して計測される。このため、伝熱面には、赤外線カメラの検知波長のふく射を 94% 透過するふっ化カルシウム (CaF_2) の窓が用いられた。

なお、本実験で使用した赤外線カメラでは、 160×100 ピクセル、4096 階調の二次元ふく射エネルギー分布が計測でき、デジタルデータとして記憶できる。このデジタルデータは、本実験の温度範囲でほぼふく射エネルギーに比例することが確認された。

伝熱面の冷却には、赤外線カメラの視野を遮らないように、ジュール・トムソン効果を利用して冷気を発生する、冷気発生ノズル(東浜エアクーラ, 東浜商事)を用いた。図2に示すように、冷気発生ノズルより送り出された冷気は伝熱面背後(流動層外側)の部屋に導かれ、伝熱面をほぼ一様に空冷する。また、そのさらに後方に一つの部屋を設け、この中に高温乾燥空気を流すことにより窓のくもり(結露)を防止している。なお、伝熱面温度の把握のために、伝熱面中心に一对の

Fig. 2 Schematic diagram of the cooling system for the heat transfer surface

Chromel-Alumel (K) 熱電対が設置されている。

本実験装置により、流動状態を乱すことなく、伝熱面近傍の流動粒子群が伝熱面に向けて放射するふく射エネルギーが計測できる。

2・2 実験条件および流動粒子の仕様 実験はすべて流動層側の伝熱面温度を $T_w = 30^\circ\text{C}$ 、層内温度を $T_{bed} = 60^\circ\text{C}$ (伝熱面極近傍を除きほぼ一定) に保って行われた。また、静止層高は伝熱面が完全に埋没する 90 mm とし、空塔速度は圧力損失実験より求めた流動化開始速度 U_{mf} の 1.2~4 倍の範囲で変化させて実験を行った。この空塔速度の範囲では、どの粒子からなる流動層も気泡流動化状態にあった。

本実験に使用した粒子の仕様を表 1 に示す。また表 1 には、その粒子を用いた流動層における U_{mf} および流動粒子群の放射率 ϵ_{bed} も同時に示されている。本研究では ϵ_{bed} を、「等温でかつ十分厚い流動層から放射されるふく射エネルギー」を「その温度における黒体ふく射エネルギー」で除したものと定義しており**1、次の方法で計測している。

ϵ_{bed} の計測では、まず、 T_w および T_{bed} を 30°C に保ち、かつ、粒子を(大きな気泡を生じない程度に)わずかに流動化させて等温の流動層を実現し、それより放射されるふく射エネルギーを赤外線カメラで計測する。また、これと同時に、銅平板の表面にろうそくの

Table 1 Parameters associated with Employed Fluidizing Particles

Particle	Diameter [μm]	U_{mf} [m/s]	ϵ_{bed}
Glass Beads (Sphere)	50	0.018	0.65
	100	0.027	0.71
	200	0.042	0.75
	400	0.127	0.81
Al ₂ O ₃ (Sphere)	60	0.023	0.36
Corderite	200	0.063	0.72
SiO ₂	200	0.040	0.56

すすを付着させた疑似黒体を作成し、その表面温度が 30°C になるように加熱して放射ふく射エネルギーを計測した。表 1 の ϵ_{bed} の値は、それぞれの計測値から上の定義にしたがって求められたものである。 ϵ_{bed} の値の具体的な算出方法、および、流動層からのふく射エネルギーの計測において問題となる背景ふく射(流動粒子群が反射する背景ふく射)の補正方法については付録に記す。

なお、本研究で用いた実験流動層は、赤外線カメラの検知波長域において行ったふく射の透過実験から光学的に十分厚いことを確認した。

3. 実験結果および考察

3・1 可視化画像 図 3(a)~(c)に、粒子群から放射されるふく射の可視化画像の一例を示す。画像は 1/10 s ごとに記録されたものである。粒子が流動状態にあるため可視化画像は時間とともに激しく変化しているのがわかる。図 3 中の円が透明な伝熱面で、層内粒子群の放射するふく射の強さが濃淡で可視化されている。明るい領域がふく射エネルギーの大きいことを示しているが、図 3 はカラー写真をもとに作成されたために、必ずしもふく射エネルギーの大きさに比例した明るさになっていない。

さて、明るい部分には伝熱面上を通過する気泡がある。気泡を通して層内部の高温粒子からの強いふく射が観察されるために気泡は明るく見えている。その他の暗い部分には伝熱面により冷やされた低温の粒子が存在している。低温粒子は、自身が弱いふく射しか放射しないだけでなく、層内部の高温粒子群からの強いふく射を遮るので、暗く映っている。

図 3(a)に観察される気泡(明るい部分)が通過した後、そこに流入してきた高温粒子が [図 3(b)], 伝熱面との接触、あるいは、温度境界層内での対流により非定常に冷却されるようすが観察される [図 3(c)].

**1 独立散乱近似のもとでは粒子分散媒体のアルベド、位相関数は粒子体積充てん率によらず一定で、減衰係数は充てん率と比例関係にある⁽¹⁰⁾。等温で光学的に十分厚い粒子分散媒体の放射率が媒体の減衰係数に依存しない⁽¹¹⁾ことを考慮すると、放射率もまた、粒子体積充てん率に依存しないと考えられる。実際に計測では、空塔速度(空塔速度の違いにより粒子体積充てん率が若干変化する)にかかわらず、 ϵ_{bed} の値は一定であった。

(a) $t=0s$ (b) $t=0.1s$ (c) $t=0.2s$

Fig. 3 Distribution of radiative energy emitted by fluidizing particles (Glass beads, $d=200\ \mu\text{m}$, $U=2.0\ U_{mf}$)

観測されるふく射の強さは、以上のように時間に伴って変動するが、実用上ふく射伝熱の評価に重要な量は、時間平均されたふく射エネルギーである。本研究では、 $1/50\ \text{s}$ 間隔で得られる27フレーム $\times$ 10セット(計270フレーム)の平均を、時間平均ふく射エネルギーとみなし、これによりふく射伝熱を評価する。

時間平均後の可視化画像の一例を図4に示す。伝熱面右側よりも左下側でふく射エネルギーが大きいが、これは左下部で気泡の生じる頻度が高い(気泡を通して高温粒子が観察される機会が多い)からである。本研究は、粒子径や粒子群のふく射性質などがふく射伝熱に与える影響を評価することを一つの目的としているので、局所的な気泡発生頻度に関する議論をさけることにする。そこで、伝熱面中心の 30×30 ピクセル(図4, 正方形内)を空間平均したふく射エネルギーをもって、ふく射伝熱の評価を行うことにした。

Fig. 4 Distribution of time averaged radiative energy emitted by fluidizing particles (Glass beads, $d=200\ \mu\text{m}$, $U=2.0\ U_{mf}$)

Fig. 5 Effect of fluidizing velocity on dimensionless radiation energy

3.2 ふく射伝熱に与える種々のパラメータの影響

図5は、粒子径の異なるガラスビーズについて、空塔速度に対して流動粒子群から放射されるふく射エネルギーを示したものである。横軸の空塔速度は、それぞれの粒子ごとにその流動化開始速度で無次元化されている。また、縦軸のふく射エネルギーは、層内温度の黒体ふく射エネルギーで無次元化されている。なお、背景ふく射の補正に関しては付録に示すとおりである。

すべての粒子径において、流速の小さい範囲では、空塔速度の増加に伴ったふく射エネルギーの増加がみられる。これは、流速増加により気泡の通過頻度が増加したためである。先に述べたように気泡が伝熱面上を通過するとき、層内の高温粒子群からのふく射が、伝熱面近傍の低温粒子に遮られることなく観測されるからである。また、粒子の伝熱面への接触時間が短くなるのに伴い、伝熱面近傍粒子の温度が低下しにくくなることも、この一因といえる。しかし、流速が十分に大きくなると、この増加傾向は弱くなる。これは、空塔速度が増加しても流動状態がほとんど変化しな

Fig. 6 Effect of particle diameter on dimensionless radiation energy normalized by that emitted from an isothermal fluidizing bed at 60°C

Fig. 8 Effect of particle diameter on the reducing ratio of the radiation energy

Fig. 7 Effect of bed emissivity on dimensionless radiation energy

なるためである。

図6は、ふく射の強さに与える粒子径の影響を示している。縦軸は、粒子群が層内温度 ($T_{bed} = 60^\circ\text{C}$) で放射するふく射エネルギーに対する相対量で、これにより流動粒子群の放射率の違いによる影響を取り除いている。粒子径の増加とともにふく射エネルギーは増加している。これは、大径化による粒子熱容量の増加が、伝熱面近傍の粒子温度の低下を抑えているためと考えられる。また、粒子径が大きくなると、同じ粒子充填率でも粒子群の減衰係数が小さくなる⁽¹⁰⁾ ので、層内部の高温粒子からのふく射が伝熱面まで達しやすくなり、ふく射エネルギーを大きくしているともいえる。

図7は、流動粒子群の ε_{bed} に対する無次元ふく射エネルギー、 $E/E_b(T_{bed})$ を示している。 ε_{bed} の増加に伴い $E/E_b(T_{bed})$ も単調増加しているのがわかる。

さて、図7中の二つの直線は、本実験流動層が放射するふく射エネルギーの上限、下限を示している。上限は、すべての粒子がまったく冷却されない、すなわち、 60°C の場合に放射するふく射エネルギーを、また、下限は、すべての流動粒子が伝熱面により冷却されて伝熱面と同温度 30°C になった場合に放射するふく射エネルギーを表している。すべての結果はこの範囲内にあるが、径の大きい粒子 ($400\ \mu\text{m}$ ガラス粒子, $200\ \mu\text{m}$ Corderite, $200\ \mu\text{m}$ SiO_2 粒子) が放射するふく射エネルギーは上限に近いこと、逆に径の小さい粒子では下限に近いことがわかる。これは、先にも述べたように、径の小さい粒子は伝熱面との接触や、低温の温度境界層内を通過することで、容易に冷却されてしまうためである。

このことは、たとえ ε_{bed} が同じでも、伝熱面近傍の粒子が冷却されているかどうかによって、伝熱面に向けて放射されるふく射エネルギーが大きく異なることを示している。そこで、冷却粒子の存在で、どの程度ふく射エネルギーが抑制されるかを知るために、その減少割合を粒子径に対して求めてみた。結果を図8に示す。

図8の縦軸は、以下の式で定義されるふく射エネルギーの減少割合 R である。

$$R = \frac{\varepsilon_{bed} E_b(T_{bed}) - E}{\varepsilon_{bed} E_b(T_{bed}) - \varepsilon_{bed} E_b(T_w)} \quad \dots\dots\dots (1)$$

R は、すべての粒子が伝熱面により冷却され、伝熱面温度となった場合が1(図7の下限)、まったく冷却されない場合が0(図7の上限)となる。図7から、 R は粒子径の増加に伴って単調に減少していること、すなわち、粒子径が大きくなるほど減少割合が小さくなる(ふく射熱交換が行われやすくなる)ことがわかる。ま

た R は、本実験の範囲内ではあるが、 ε_{bed} にほとんど依存しないこともわかる。

いま、ふく射交換割合 Ψ を

$$\Psi = 1 - R \quad \dots\dots\dots (2)$$

と定義すると、例えば伝熱面が黒体の場合には、伝熱面-流動粒子群間のふく射熱流束は、 Ψ を用いて

$$q_{net} = \Psi \cdot \varepsilon_{bed} \{q_b(T_{bed}) - q_b(T_w)\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

で求められる。

現状では図8より粒子径に対する Ψ の依存性を知ることではできるが、空塔速度に対しては、今回の実験では十分なデータがなく Ψ を決定することはできなかった。また、粒子の他の熱的性質(熱伝導率など)に対する Ψ の依存性も明らかになっていないので、いまだ実用には不十分である。ただし、今後のデータ蓄積により Ψ を用いた定量評価が期待できる。

4. 結 言

流動層における伝熱面-流動粒子群間のふく射伝熱の詳細を明らかにするために、本研究では赤外線カメラを用いて、流動粒子群から放射されるふく射エネルギーを計測し、そのふく射エネルギーに与える粒子群の放射率、粒子径および空塔速度の影響を調べた。その結果、(1) 粒子の大径化、(2) 空塔速度の増加、(3) 放射率の高い粒子群の使用がふく射伝熱の促進に有効であることがわかった。また、ふく射交換割合 Ψ を用いたふく射伝熱の定量評価法の提案も行った。

ただし、これら以上に重要なことは、伝熱面近傍の流動粒子群から放射されるふく射エネルギーの可視化により、伝熱面-流動粒子群間のふく射伝熱のようすが明らかになったことである。ふく射伝熱モデル構築のための基礎的知見が得られたものと思われる。

最後に本研究の経費の一部は、文部省科学研究費補助金 No. 03402030 および No. 06750197 によるものである。ここに記して謝意を表す。なお、本研究に関して適切なご助言をいただいた東京工業大学 佐藤勲氏に謝意を表す。

【付 録】

(1) 背景ふく射の補正 流動粒子群から放射されるふく射を計測する際、実験室の壁などから放射されたふく射が粒子群に反射して同時に計測されてしまう。ここではその補正法を示す。

いま流動粒子群の反射率を $1 - \varepsilon_{bed}$ と仮定すると、流動層の観察部の射度は次のように表せる。

$$q^+ = q + (1 - \varepsilon_{bed})q_{back} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 q_{back} は背景が放射するふく射である。伝熱

Fig. 9 Configuration for the cooling system and the background radiation

面冷却容器を図9のようにモデル化すると、 q_{back} は以下のように表すことができる。

$$q_{back} = \frac{\varepsilon_2 S_2 F_{2-1} q_b(T_{cav}) + \varepsilon_3 S_3 F_{3-1} q_b(T_{env})}{S_1} \quad \dots\dots\dots (5)$$

右辺分子の第1項は、伝熱面冷却容器内壁からのふく射の寄与を、第2項は周囲環境からのふく射の寄与を表している。 $q_b(T_{cav})$ と $q_b(T_{env})$ はそれぞれ冷却容器壁温度、環境温度の黒体ふく射熱流束を表している。添字1は伝熱面を、2は冷却容器内壁を、3は開口部を示しており、 S はそれぞれの部分の面積を、 F は形態係数を表している。

冷却容器内壁はつや消し黒の塗料で処理することにより、その放射率、 ε_2 は1と仮定した。3は開口部からは環境温度の黒体ふく射が入射するとして $\varepsilon_3 = 1$ とした。また、伝熱面に用いられた窓材料は完全に透明であると仮定した。

赤外線カメラの出力は計測されるふく射エネルギーに比例する。比例定数を C とすると、式(4)で表されるふく射に対するカメラの出力値は以下のように与えられる。

$$D = C\varepsilon_s \{q^+ - q_b(T_s)\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで T_s はセンサ温度、 ε_s はセンサの放射率である。また、その吸収率は放射率に等しいと仮定した。

流動層と同温度にある黒体を観察するとき、赤外線カメラによる出力値、 $D_b(T_{bed})$ は、同様に

$$D_b(T_{bed}) = C\varepsilon_s \{q_b(T_{bed}) - q_b(T_s)\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

である。

本研究で使用した赤外線カメラでは、センサが十分冷やされている ($T_s < 233K$) ことから、式(6)、(7)の $q_b(T_s)$ を小さいとして無視することにとすると、式(5)、(6)および式(7)から、以下の式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{D}{D_b(T_{bed})} &= \frac{q^+}{q_b(T_{bed})} \\ &= \frac{q}{q_b(T_{bed})} + (1 - \varepsilon_{bed}) \left\{ \frac{S_2 F_{2-1}}{S_1} \frac{q_b(T_{cav})}{q_b(T_{bed})} \right. \\ &\quad \left. + \frac{S_3 F_{3-1}}{S_1} \frac{q_b(T_{env})}{q_b(T_{bed})} \right\} \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

式(7)から明らかなように, T_{env} および T_{cav} の温度の黒体に対する赤外線カメラの出力値を $D_b(T_{\text{env}})$, $D_b(T_{\text{cav}})$ とすると,

$$\frac{q_b(T_{\text{cav}})}{q_b(T_{\text{bed}})} = \frac{D_b(T_{\text{cav}})}{D_b(T_{\text{bed}})}, \quad \frac{q_b(T_{\text{env}})}{q_b(T_{\text{bed}})} = \frac{D_b(T_{\text{env}})}{D_b(T_{\text{bed}})} \quad \dots\dots\dots (9)$$

の関係がなりたつので, これらを式(8)に代入し, 変形すると以下の式が得られる.

$$\frac{q}{q_b(T_{\text{bed}})} = \frac{D}{D_b(T_{\text{bed}})} - (1 - \varepsilon_{\text{bed}}) \left\{ \frac{S_2 F_{2 \rightarrow 1}}{S_1} \frac{D_b(T_{\text{cav}})}{D_b(T_{\text{bed}})} + \frac{S_3 F_{3 \rightarrow 1}}{S_1} \frac{D_b(T_{\text{env}})}{D_b(T_{\text{bed}})} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

右辺第2項が背景ふく射の補正分を表している.

疑似黒体と赤外線カメラの位置関係を, 流動層とカメラの位置関係と同じにしてやれば, 黒体と流動層を望む立体角は同じになるので, 式(10)の熱流束の比, $q/q_b(T_{\text{bed}})$ は論文中の $E/E_b(T_{\text{bed}})$ と一致する. 結果で示した $E/E_b(T_{\text{bed}})$ は, 式(10)を用いて求められたものである.

(2) 流動層の放射率 流動層の放射率, ε_{bed} の計測においても背景ふく射の補正は必要である. 本論では, 以下の方法で ε_{bed} を求めた.

流動層の放射率は, 本論で述べたように, 一様温度にある流動層からのふく射エネルギー, $E_{\text{iso-bed}}$ と同温度の黒体ふく射エネルギー, $E_b(T_{\text{iso-bed}})$ の比, すなわち,

$$\varepsilon_{\text{bed}} = \frac{E_{\text{iso-bed}}}{E_b(T_{\text{iso-bed}})} \quad \dots\dots\dots (11)$$

と定義される.

上で述べたように

$$\frac{E_{\text{iso-bed}}}{E_b(T_{\text{iso-bed}})} = \frac{q_{\text{iso-bed}}}{q_b(T_{\text{iso-bed}})} \quad \dots\dots\dots (12)$$

であるから, 式(10)を用いると, 式(11)は

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{bed}} &= \frac{q_{\text{iso-bed}}}{q_b(T_{\text{iso-bed}})} \\ &= \frac{D_{\text{iso-bed}}}{D_b(T_{\text{iso-bed}})} - (1 - \varepsilon_{\text{bed}}) \left\{ \frac{S_2 F_{2 \rightarrow 1}}{S_1} \frac{D_b(T_{\text{cav}})}{D_b(T_{\text{iso-bed}})} + \frac{S_3 F_{3 \rightarrow 1}}{S_1} \frac{D_b(T_{\text{env}})}{D_b(T_{\text{iso-bed}})} \right\} \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

と書き表せる. ここで $D_{\text{iso-bed}}$ は $E_{\text{iso-bed}}$ に対する赤外線カメラの出力値である. ε_{bed} は, この式(13)を整理した以下の式から求められる.

$$\varepsilon_{\text{bed}} = \frac{\frac{D_{\text{iso-bed}}}{D_b(T_{\text{iso-bed}})} - \left\{ \frac{S_2 F_{2 \rightarrow 1}}{S_1} \frac{D_b(T_{\text{cav}})}{D_b(T_{\text{iso-bed}})} + \frac{S_3 F_{3 \rightarrow 1}}{S_1} \frac{D_b(T_{\text{env}})}{D_b(T_{\text{iso-bed}})} \right\}}{1 - \left\{ \frac{S_2 F_{2 \rightarrow 1}}{S_1} \frac{D_b(T_{\text{cav}})}{D_b(T_{\text{iso-bed}})} + \frac{S_3 F_{3 \rightarrow 1}}{S_1} \frac{D_b(T_{\text{env}})}{D_b(T_{\text{iso-bed}})} \right\}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

文 献

- (1) Saxena, S. C., Srivastava, K. K. and Vadivel, R., *Exp. Thermal Fluid Sci.*, **2**(1989), 350-364.
- (2) Il'chenko, A. I., Pikashov, V. S. and Makhorin, K. E., *J. Eng. Phys.*, **14**(1968), 321-324.
- (3) Basu, P. and Wen, C. Y., eds., *Proc. AIChE Symp. Ser.*, **74**-176(1978), 187-193.
- (4) Vadivel, R. and Vedamurthy, V. N., *Proc. 6th Int. Conf. Fluidiz. Bed Combust.*, **3**(1980), 1159-1172.
- (5) Ozkaynak, T. F., Chen, J. C. and Frankenfield, T. R. (Kunii, D. and Toei, R., eds.) *Proc. 4th Int. Conf. Fluidiz.*, (1984), 371-378.
- (6) Alavizadeh, N., Adams, R. L., Welty, J. R. and Goshayeshi, A., *Paper Presented 22nd ASME/AIChE Nat. Heat Transf. Conf.*, (1984).
- (7) Zhang, H. and Xie, C., *Proc. 8th Int. Conf. Fluidiz-Bed Combust.*, **1**(1985), 142-148.
- (8) 山田 純・ほか3名, *機論*, **60**-572, B(1994), 1378-1385.
- (9) 山田 純・黒崎晏夫・森川知之, *機論*, **62**-593, B(1996), 234-240.
- (10) Tien, C. L., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **110**-4 (1988), 1230-1242.
- (11) Yamada, J. and Kurosaki, Y., *Int. J. Thermophys.*, **18**-2(1997), 547-556.