固気二相衝突噴流のよどみ点近傍における伝熱促進機構*

(第1部, 粒子への直接接触熱移動による伝熱促進効果の分離方法)

黒崎 晏夫^{*1}, 佐藤 勲^{*1}

Mechanisms of Heat Transfer Augmentation around the Stagnation Point of an Impinging Air Jet Laden with Solid Particles

(Report 1, Evaluation Procedure of Heat Transfer Augmentation due to Unsteady Heat Conduction between Laden Particles and Heat Transfer Surface)

Yasuo KUROSAKI and Isao SATOH

In this study, the authors studied mechanisms of heat transfer augmentation around the stagnation point of an impinging air jet laden with solid particles. Primary attention was paid to the heat transfer augmentation around the stagnation point of gas-solid two-phase impinging jets due to unsteady heat conduction between the laden particles and heat transfer surface. The unsteady heat conduction to a solid particle was numerically studied and effects of thermal properties of both solid particles and the heat transfer surface were examined. The results clearly showed that the amount of heat conducted to a particle is influenced not only by the thermal properties of a particle but also by the ones of a heat transfer surface. Using the obtained results, the authors introduced an evaluation procedure which can separately assess the contribution of unsteady heat conduction. This procedure utilizes the change of unsteady heat conduction by the thermal properties of heat transfer surface material; the contribution of unsteady heat conduction is inversely evaluated by comparing the numerical results of unsteady heat conduction with the heat transfer augmentation measured for the different heat transfer surface materials.

Key Words: Heat Transfer Enhancement, Multiphase Flow, Jet, Stagnation Point, Unsteady Heat Conduction

1. 緒 言

熱伝導率・熱容量の小さい気体に固体粒子を添加して固気二相流とし、冷却作動流体の平均的な熱伝導率・熱容量を増大させることによって伝熱促進を図ろうとする試みが数多く報告されている。しかし固気二相流の伝熱促進を詳細に検討するにつれて、この伝熱促進が添加粒子による流体の平均的な熱容量・熱伝導率の増大のみによって生じているのではなく、他の伝熱促進機構が複雑に関連した結果として顕著な伝熱促進効果が表れることがわかってきた。すなわち、現在のところ固気二相流の伝熱促進機構には次の三つがあるとされている。

- (1) 気相中に分散した固体粒子による混相流の平均的な熱伝導率・熱容量の増大。
- (2) 気相と固体粒子の相対速度による乱れ構造の変化、ならびに粒子突入による温度境界層かく乱効果。
- (3) ふく射的に透明な気体に添加した固体粒子に

よるふく射の吸収・散乱。

それぞれの伝熱促進機構、特にいかなる温度レベルの固気二相流の伝熱においても重要な前二者に関してはいくつかの検討がなされている。

(1)の固体粒子による流体の平均的な熱容量・熱伝導率の増加の効果に関しては、たとえば清水ら⁽¹⁾が固気二相衝突噴流のよどみ点近傍の伝熱促進効果を実験的に調べ、結果を粒子添加による混相流の物性値(密度、比熱)の変化を考慮して整理することを試みている。その結果、粒子の添加量による伝熱促進効果の変化は、粒子添加による混相流の物性値の変化を考慮した修正スタントン数と修正レイノルズ数を用いることによって整理されるとしている。また、流動層熱交換器の伝熱モデルとして良く知られたエマルジョンモデル⁽²⁾も、粒子群と流動化気体の混合した流体の平均的な物性値を用いて熱伝達を整理しようとしたものである。ただしこれらの考えは添加粒子と周囲の気体とが熱的に平衡状態にあることを前提としており、粒子の熱的時定数に比べて固体粒子が伝熱に寄与する時間が短い場合、たとえば比較的大きな粒子を用いた固気二相衝突噴流などでは、この前提がどの程度成立するかは疑問である。この場合には添加粒子による熱容量の増加の効果を次の二つの非定常熱移動の和としてとら

* 平成元年6月2日 第26回日本伝熱シンポジウム、および平成2年6月1日第27回日本伝熱シンポジウムにて講演。原稿受付 平成2年7月25日。

^{*1} 正員、東京工業大学工学部(〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

える必要がある。

(1-a) 添加粒子と伝熱面の接触時の非定常熱伝導による熱交換。

(1-b) 添加粒子と伝熱面近傍の温度境界層との非定常熱伝達による熱交換。

一方、気相に固体粒子を添加することによる気体流の乱れ構造の変化に関しては、従来、固気二相流内の乱れ強度をLDVで測定した結果に基づき、粒子添加量と乱れ強度との関係の評価した報告が多かった⁽³⁾。しかしながらこれらの検討では、研究者により添加する粒子の性状や添加量が異なるため一致した見解を得るに至っていないことに加え、固体粒子添加による乱れ構造の変化と熱伝達の変化との対応を明確にした報告も見あたらない。これに対し、最近になってストカスティックモデルを用いて一つ一つの粒子と気体との相互作用を直接的に解く試みが始められており、固気二相衝突噴流の粒子添加による乱れ強度の増加と熱伝達率の変化との関係についての報告がなされている⁽⁴⁾。

このように固気二相流の伝熱を促進すると考えられる個々の伝熱促進機構についてはいくつかの知見が得られている。しかしながらこれらの知見を総合しても各種の固気二相流の伝熱促進効果を予測するには不十分であり、現状では流動層や固気二相衝突噴流などの異なる形式の固気二相流の伝熱促進を統一的に評価することはできない。これはさまざまな伝熱促進機構間の相互作用を考慮して固気二相流の伝熱の微細構造を正確に描写するモデルが欠如しているためである。そこで著者らは各種の固気二相流、すなわち固気二相管内流、衝突噴流、流動層などの伝熱促進を実験的に詳細に調べて、それらを統一的に説明することのできる伝熱促進モデルを求めることにした。

本研究では、その第1段階として、気相および固体粒子の運動が把握しやすい固気二相衝突噴流のよどみ点近傍の伝熱促進に着目し、伝熱実験の結果から上で述べた伝熱促進機構のそれぞれがよどみ点の熱伝達率向上に寄与する割合を評価する。このためにはいくつかの伝熱促進機構の効果の和として観察されるよどみ点近傍の熱伝達率の向上からそれぞれの機構の寄与を定量的に分離する必要がある。本報では気相中に添加された固体粒子が伝熱面に衝突する際の直接熱伝導〔上記の伝熱促進機構の(1-a)に相当する〕を理論的に検討し、その特徴を明確にして、実験的に観察される熱伝達率の向上から粒子への直接熱伝導の寄与を分離・評価する手法を確立することにする。

主 な 記 号

a : 接触半径	m
Bi : 伝熱面表面のビオ数	$= h_{sp}\delta/k_w$
c : 比熱	J/(kg·K)
d_p : 粒子直径	m
E : 伝熱促進割合	
E_1, E_2 : 粒子と伝熱面のヤング率	Pa
f_c : 粒子の接触頻度	(s·m ²) ⁻¹
h_{sp} : 単相時の熱伝達率	W/(m ² ·K)
h_{tp} : 二相時の熱伝達率	W/(m ² ·K)
k : 熱伝導率	W/(m·K)
m_p : 粒子質量	kg
P : 粒子の接触荷重	N
q'' : 伝熱面内の体積発熱	W/m ³
q_w : 接触面の平均熱流束	W/m ²
Q_p : 粒子への熱移動量	$= \int q_w \pi a^2 dt$ J
R_p : 粒子半径	$= d_p/2$
t : 接触を開始してから経過時間	s
t_c : 接触時間	s
T_0 : 初期温度	K
u : 粒子の衝突速度	m/s
β : 接触熱伝導による伝熱促進効果	
Γ : 粒子のローディング比	
δ : 伝熱面厚さまたは最大変位	m
ρ : 密度	kg/m ³
ν_1, ν_2 : 粒子と伝熱面のポアソン比	
添 字	
w : 伝熱面の	
p : 粒子の	

2. 解 析 モ デ ル

本報では、固気二相衝突噴流のよどみ点近傍で観察される伝熱促進に対する固体粒子への非定常熱伝導の寄与を評価するために固体粒子と伝熱面間の接触熱伝導を解析するので、実験に用いる伝熱面と粒子に相当する計算モデルを使用する必要がある。伝熱実験で使用する伝熱面はベークライト製の基板の上に金属はくを接着したものであり、これに直接通電して巨視的に熱流束一定の加熱条件を得ている(実験装置の詳細については次報で述べる)。また使用する固体粒子は直径が数10 μmの球に近い形状をしているとする。このような実験装置で観察される粒子-伝熱面間の接触時の非定常熱伝導は図1に示すような計算モデルによって表すことができる。すなわち、伝熱面は厚さ δ の平板

であり、単位体積あたり q'' の割合で体積一様発熱をしている。伝熱面の裏面は十分に断熱されているとし、熱損失は考えない。固体粒子は直径 d_p の球であるとし、簡単のためにその表面は断熱とする。伝熱面と固体粒子は直径 $2a$ の円形の接触面積を介して接触しており、両者の間の熱抵抗は無視した。さらに粒子と接触していない伝熱面表面は熱伝達率 h_{sp} 一定の条件下で冷却されているとする。このとき伝熱面と固体粒子内の温度分布は次のようなエネルギー方程式で求められる。

伝熱面：

$$\rho_w c_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = k_w \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T_w}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} \right) + q'' \quad \dots\dots (1)$$

固体粒子：

$$\rho_p c_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = k_p \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T_p}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial z^2} \right) \quad \dots\dots (2)$$

計算モデルに相当する境界条件は次のとおりである。

伝熱面裏面 ($z = \delta$) で：

$$k_w \frac{\partial T_w}{\partial z} = 0$$

伝熱面-固体粒子接触部 ($z = 0, r \leq a$) で：

$$T_w = T_p$$

$$k_w \frac{\partial T_w}{\partial z} = k_p \frac{\partial T_p}{\partial z}$$

伝熱面表面 ($z = 0, r > a$) で：

$$k_w \frac{\partial T_w}{\partial z} = h_{sp} (T_w - T_0)$$

固体粒子表面で：

$$k_p \frac{\partial T_p}{\partial n} = 0$$

n は球表面に垂直なベクトル

さらに、固体粒子は初め周囲気体と同一温度であり、それが伝熱面に突然衝突すると考えられるから、温度場の初期条件は、

伝熱面：全表面を一定熱伝達率 h_{sp} で冷却されたときの定常温度分布

固体粒子：周囲気体の初期温度 T_0 で一様温度である。

3. 1個の粒子への熱伝導量の計算結果と考察

上記の計算モデルを用いて1個の粒子が伝熱面に接触を始めてからの粒子への移動熱量の経時変化を求めた。計算にあたっては、著者らが行っている固気二相衝突噴流による伝熱実験に合せて、粒子と伝熱面の寸法、物性値、伝熱面表面の熱伝達率などを設定した。

図2に伝熱面と固体粒子との接触部における平均熱流束の経時変化を示した。図2(a)は粒子にアルミニウム、伝熱面にステンレス鋼を想定した場合の結果であり、図2(b)はアルミニウム粒子とニッケル製の伝熱面の場合の結果である。非定常熱伝導によって粒子へ伝えられる熱流束は時間とともに急激に減少し、やがて一定値に漸近する様子がわかる。このことは伝熱面から粒子への熱移動が、伝熱面内の時間的に変化しない体積発熱ではなく、伝熱面自体の熱容量に支配されていることを意味している。

図2中には比較のために Sun ら⁽⁵⁾が導いた二つの半無限体が接触するときの非定常一次元熱伝導問題の解

$$q_w = \frac{(T_{02} - T_{01})(\pi t)^{-1/2}}{(\rho_1 c_1 k_1)^{-1/2} + (\rho_2 c_2 k_2)^{-1/2}} \quad \dots\dots (3)$$

を示してある。この解は Sun らが二つの粒子が衝突するときの接触熱伝導を予測するために、フーリエ数の小さい場合の近似解として導いたものである。この解と数値計算結果を比較すると、熱流が接触部分に集中すること、伝熱面内に発熱があることなどから、実際の粒子-伝熱面間の接触部の熱流束のほうが式(3)の近似値より常に大きい。しかし、図2(a)と図2(b)を比較してわかるとおり、実際の粒子と伝熱面との接触熱伝導量と一次元非定常熱伝導を仮定した近似計算結果との差は、伝熱面と粒子の物性値の組合せを変えても大きくは変化しない。このことは、粒子と伝熱面の物性値の変化による接触熱伝導量の相対的変化が一次元非定常熱伝導を仮定した式(3)で示される Sun らの結果から予測可能であること示唆している。この

図1 粒子-伝熱面間の接触熱伝導の計算モデル

近似の妥当性については、実験結果と予測値の比較として次報に述べる。さらに、この近似が成立するとすれば、式(3)は粒子-伝熱面の接触時の非定常熱移動量(すなわち非定常熱移動による伝熱促進)が粒子・伝熱面双方の熱容量と熱伝導率の積 ρck の増大に伴って増加することを意味することになる。

4. 推定結果の伝熱促進機構評価への応用

4.1 粒子-伝熱面の接触時間、接触頻度の推定
緒言で述べたように、著者らの本研究における目的は固気二相衝突噴流のよどみ点近傍で観察される顕著な伝熱促進の伝熱促進機構を解明することにある。本報

ではその伝熱促進機構の一つと目される伝熱面と添加粒子とが接触している間の非定常熱伝導の全伝熱促進への寄与を明らかにするために、一つの粒子と伝熱面の間の非定常熱伝導の様子を検討した。しかしこの検討においては粒子-伝熱面間の接触面積、接触時間、接触頻度が未知のままであり、実際に観察される固気二相衝突噴流の伝熱促進に相当する条件において粒子への非定常熱移動の寄与を定量的に評価するためには、これらの値を正確に決定する必要がある。そこでここでは粒子-伝熱面間の接触時間、接触面積および接触頻度を決定する方法について述べる。

まず固気二相流に添加された固体粒子と伝熱面の接触頻度は、粒子と気相との慣性の差により添加された粒子がノズル出口から直線的に飛しょうしてノズル面積に等しい伝熱面に衝突すると仮定すれば(この妥当性はノズル出口近傍の流れの観察により容易に確認できる)次のように簡単に求められる。

$$f_c = \frac{\rho u \Gamma}{m_p} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 ρ は気相密度、 u は粒子速度(=固気二相流ノズル出口流速)、 Γ は添加粒子の重量混合比、 m_p は粒子1個の質量である。

これに対して、粒子と伝熱面の接触時間・接触面積の推定は簡単ではない。本報で対象とする固気二相衝突噴流の粒子は粒径が小さく衝突速度も比較的速いため、粒子と伝熱面の接触時間・接触面積を直接測定することは難しい。そこで前述の Sun らは粒子と伝熱面(彼らの場合には2個の粒子)の接触面積、接触時間を弾性理論を用いて予測している。この報告では接触面積の経時変化を考慮しているが、伝熱計算の便宜を図るためこれを無視して接触半径 a と接触時間 t_c を弾性理論から求めると次のようになる(付録1参照)。

$$a = \left\{ \frac{15}{16} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} R_p m_p u \right) \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$t_c = \frac{3}{2} \left(\frac{16}{15} \right)^{0.6} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{0.4} \times m_p^{0.4} (R_p u)^{-0.2} \dots\dots\dots (6)$$

しかし実際の条件では上記の導出で用いられた完全弾性変形の仮定が成立するか否かははなはだ疑問である。すなわち、伝熱実験では伝熱面に粒子衝突によるエロージョンが見られることや、実際の条件では上記の計算結果から求まる最大応力が材料の降伏応力を容易に超えることから、粒子または伝熱面もしくはその双方が接触中に塑性変形すると考えるのが妥当である。この場合にはヘルツの接触理論は使用できないから、式(5)、(6)で決定される接触面積、接触時間を

(a) アルミニウム粒子がステンレス鋼壁に接触する場合

(b) アルミニウム粒子がニッケル壁に接触する場合

図2 接触部の平均熱流束の経時変化

粒子-伝熱面間の熱移動量の推定にそのまま利用することはできない。そこで本研究では、本報で示した粒子-伝熱面間の接触時の非定常熱伝導量の特性和、実験的に求められる固気二相衝突噴流のよどみ点近傍の伝熱促進効果の性質を利用して、粒子と伝熱面の接触の様子を逆問題として推定することとする。ただし、粒子と伝熱面の接触状況を表す量のうち、接触面積と接触時間を同時に逆問題として推定するのは精度の面で問題が残るので、本研究では接触半径が式(5)で与えられるとして、粒子-伝熱面間の接触時間のみを実験結果から推定する。この方法では粒子への非定常熱移動量は良い精度で推定されるが、接触時間の推定結果は必ずしも正しくないことに注意すべきである。

4.2 粒子の接触熱伝導による伝熱促進の推定

4.1節に述べたように、粒子と伝熱面間の接触熱伝導による伝熱促進効果を分離・評価するためには、粒子・伝熱面の接触時間を3章で述べた数値解析結果と実験結果から逆問題として求める必要がある。この接触時間の推定を効率的に行うためには、2章で述べた数値解析で予測可能な、粒子・伝熱面の接触熱伝導の寄与のみが異なるいくつかの条件で伝熱実験を行うことが重要である。そこで本研究では、3章の解析結果をふまえ、粒子あるいは伝熱面に熱物性値の異なる数種の材料を用いることによって接触熱伝導の寄与が異なる伝熱促進を実験的に測定することにした。ただしこのとき、粒子と気体流の相互作用による温度境界層かく乱効果の寄与が変化しないことを前提としているから、気体流に添加する粒子の径、形状、添加量などを一定に保つ必要がある。しかし、形状、径などが同一で材料が異なる粒子を得ることは事実上不可能であるため、本研究ではこの数種の材料の伝熱面を用いて伝熱実験を行い伝熱促進効果を測定する。これにより、粒

子-伝熱面間の接触熱伝導の寄与のみが異なる伝熱促進効果を測定でき〔付録(2)参照〕、3章で述べた数値解析結果と直接比較して接触時間を求めることができる。

熱物性値の異なる二つの伝熱面 a, b を用いて測定されたよどみ点における熱伝達率をそれぞれ $h_{tp,a}$ と $h_{tp,b}$ とすると、各伝熱面の伝熱促進割合 E は、

$$E_a = \frac{h_{tp,a}}{h_{sp}}, E_b = \frac{h_{tp,b}}{h_{sp}} \dots\dots\dots (7)$$

である。一方、3章で述べた数値計算と式(7)の接触面半径によってそれぞれの伝熱面から粒子一つへの熱移動量 Q_p が接触時間 t_c の関数として求まるから、これによる伝熱促進効果 β も接触時間の関数として、

$$\beta(t_c) = \frac{Q_p(t_c)f_c}{q''\delta} \dots\dots\dots (8)$$

と表される。実験的に求められた伝熱促進割合 E には粒子による境界層かく乱効果が含まれるが、伝熱面を変えて測定された伝熱促進割合の差 $E_a - E_b$ は前述のように粒子への熱伝導量の差のみに基づくと考えられる。したがって伝熱面によって接触時間が変化しないと仮定すると、二つの伝熱面に対して求めた接触熱伝導による伝熱促進効果の差 $\beta_a - \beta_b$ が $E_a - E_b$ と一致する時間として粒子・伝熱面の接触時間 t_c が特定できる。

図3は上記の方法で固気二相衝突噴流のよどみ点における粒子への非定常熱移動による伝熱促進効果を分離した例である。図3(a)は銅、ニッケル、ステンレス鋼の伝熱面を用いて測定されたよどみ点の伝熱促進割合の測定値を示し、これから各伝熱面における伝熱促進割合 E の粒子ローディング比 Γ による変化が図3(a)中の曲線のように予測される。伝熱実験の詳細については次報で述べる。一方、図3(b)は粒子ローディング比 Γ を1としたときの各伝熱面から粒子への接触熱移動による伝熱促進効果 β の経時変化を数値

(a) 伝熱促進割合の実験結果

(b) 接触熱伝導による伝熱促進効果の数値解析結果

図3 伝熱面の熱物性値の違いに基づく接触熱伝導量の差異から伝熱促進効果と接触時間を求めた例

的に求めた結果であり、伝熱促進効果 β の伝熱面による差が実測された伝熱促進効果 E の差に等しくなる時間をもって粒子-伝熱面間の接触時間とみなせば、それぞれの粒子・伝熱面の組合せにおける接触熱伝導による伝熱促進効果が求まる〔図3(a), (b)中の点線〕。このようにして求めた粒子-伝熱面間の接触時間 t_c は弾性理論から導かれた式(6)よりもおおむね1けたほど長く、実験に相当する条件では粒子または伝熱面あるいはその双方が接触時に塑性変形していることを示唆している。またこの接触時間は図2に示した熱容量支配の領域内にあり、固気二相衝突噴流のよどみ点近傍における粒子への接触熱移動は主に伝熱面の熱容量に蓄えられた熱エネルギーによっていると言える。このような解析をさまざまな条件の固気二相衝突噴流に対して行えば、粒子への非定常熱伝導の寄与の変化を評価することが可能である。これについては次報で詳しく述べる。

5. 結 言

本研究は固気二相衝突噴流のよどみ点における伝熱促進効果に対する添加粒子と伝熱面間の非定常熱伝導の寄与を検討することを目的としている。そのためにはよどみ点で観察される伝熱促進から粒子-伝熱面間の非定常熱伝導の効果のみを分離・評価する方法を確立する必要があるので、本報ではまず粒子-伝熱面間の非定常熱移動を数値的に解析し、その特徴を明らかにした。すなわち、

- (1) 粒子と伝熱面の接触時間が短い間では粒子は伝熱面の熱容量に蓄えられた熱によって加熱される。
- (2) その領域では、粒子へ伝えられる熱量は粒子の熱物性値(熱容量と熱伝導率の積 ρck)のみでなく伝熱面の熱物性値によっても変化する。

この非定常熱移動の特徴を利用して、実験的に求める伝熱促進効果の伝熱面材質による変化と粒子-伝熱面間の非定常熱移動の数値解から逆問題として非定常熱移動の寄与を求める手法を提案するとともに、この方法が粒子-伝熱面間の非定常熱移動の寄与のみを正確に分離することを確認した。この手法を用いて、次報ではさまざまな条件の固気二相衝突噴流のよどみ点の伝熱促進に対する粒子-伝熱面間の接触熱伝導の寄与を評価することにする。

〔付 録〕

(1) 弾性理論による最大接触面積と接触時間の推定

弾性理論(ヘルツ理論)では半径 R_p の球(粒子)と半

無限体(伝熱面)が接触するときの変位 δ と接触面半径 a は、荷重 P によって次のように表される⁽⁶⁾。

$$a^3 = \frac{3}{4} R_p \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) P \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\delta^3 = \frac{9}{16} \frac{1}{R_p} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^2 P^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

このとき、粒子と伝熱面に蓄えられるひずみエネルギーは、

$$\int_0^{\delta} P d\delta = \frac{8}{15} R_p^{1/2} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) \cdot \delta^{5/2} \quad \dots\dots\dots (11)$$

これが伝熱面と衝突する以前の粒子の運動エネルギー $m_p u^2/2$ に等しいとすれば、衝突による変位 δ とこのときの荷重(最大荷重) P は、

$$\delta = \left(\frac{15}{16} \right)^{0.4} m_p^{0.4} u^{0.8} \times \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{0.4} R_p^{-0.2} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{15}{16} \right)^{0.6} m_p^{0.6} u^{1.2} \times \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{-0.4} R_p^{0.2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

接触半径 a は、

$$a = \left\{ \frac{15}{16} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) R_p^2 m_p u^2 \right\}^{0.2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

となる。

さらに、粒子の運動量の変化と力積との関係

$$2m_p u = P t_c \quad \dots\dots\dots (15)$$

から、粒子-伝熱面間の接触時間 t_c は、

$$t_c = \frac{3}{2} \left(\frac{16}{15} \right)^{0.6} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{0.4} \times m_p^{0.4} (R_p u)^{-0.2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

と求めることができる。

(2) 伝熱面材質による他の伝熱促進機構の寄与の変化

本文中で述べた粒子-伝熱面の接触熱伝導による伝熱促進効果の分離評価法では、伝熱面材質を変えても接触熱伝導以外の伝熱促進機構の寄与が変化しないことを前提としている。しかし実際には境界層かく乱効果による伝熱促進にも伝熱面の材料の影響が及ぶことが予想されるので、ここではその影響を推定しておく。

固体粒子が伝熱面に衝突する直前には、粒子と伝熱面の間にあった気体が排除されるため、局所的かつ非定常に熱伝達率のきわめて高い状態が生じる。この熱伝達に対しても伝熱面内の非定常熱伝導は、程度の差こそあれ粒子接触時の非定常熱伝導と同様の影響を及ぼすと考えられる。この非定常熱伝達が高い熱拡散係数を有する気体塊が伝熱面に衝突したときの熱交換と

図4 気体塊接触による非定常熱伝導の概念

等価であるとみなせる(図4参照)から、このときの気体塊への非定常熱伝導量に対する伝熱面の熱物性値の影響を式(3)から推定してみた。結果を図5に示す。

図5に示されるように、伝熱面が金属で流体塊がガスである場合には伝熱面から流体塊へ移動する熱量は伝熱面の材質にほとんど影響されない。これは気体塊の非定常熱移動に対する熱抵抗が伝熱面のそれに比べて格段に大きい〔式(3)では気体塊の $\rho c k$ が伝熱面のそれに比べて格段に小さい〕ためである。図5中には気体流の熱伝達率の増加に対応して流体の熱伝導率を等価的に大きくした場合の結果をも示してあるが、この傾向は流体の熱伝導率を多少増加させた場合にも同様であり、このことから気体流の局所的かつ非定常な熱伝達率の向上に伴う熱移動に対する伝熱面の熱物性値の影響は粒子-伝熱面間の熱移動に対するそれに比べて無視し得る大きさであると結論できる。

以上の検討から、伝熱面の熱物性値の違いによる固気二相衝突噴流の伝熱促進効果の差は添加粒子と伝熱面の間の非定常熱伝導による伝熱促進効果の差を選択的に表すことが確認された。したがって実験的に求めた伝熱面の違いによる伝熱促進効果の差と前述した粒子-伝熱面間の非定常熱伝導の数値解を併用すれば、

図5 気体塊への熱伝導量の伝熱面材質の影響

粒子への接触熱伝導による伝熱促進効果を正確に分離・評価することができる。

なお、固気二相衝突噴流のよどみ点近傍の乱れ強度の変化は、伝熱面に衝突し跳反した粒子と気体流の相互作用によるものが大きいと言われている。したがって、厳密に言えば伝熱面の材質を変えると粒子の反発の様子が変化するため、気体流の乱れ強度にも変化を及ぼすと考えられる。しかしながらこの効果は副次的であり、本研究で検討する粒子・伝熱面の材質の組合せにおいては十分小さいとして無視している。

文 献

- (1) 清水・ほか2名, 機論, 51-464, B(1985), 1349-1354.
- (2) 例えば, Mickley, H. S. and Fairbanks, D. F., *AIChE J.*, 1 (1955), 374-384.
- (3) 例えば, Flechhans, D., ほか2名, *Exp. Fluids*, 5 (1987), 323-333.
- (4) 河村・ほか3名, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 3 (1989), 857-859.
- (5) Sun, J. and Chen, M. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 31 (1988), 969-975.
- (6) 中原, 材料力学(下巻), (1968), 116-132, 養賢堂.