

論 文

UDC 66.041.57 : 536.2 : 669.174

回転円筒炉における壁・粒子層間伝熱係数*

守富 寛**・森 滋勝***・阪口美喜夫****
荒木 和男***・森山 昭***

Heat Transfer Coefficient between Wall and Particles Bed in Rotating Cylinder

Hiroshi MORITOMI, Shigekatu MORI, Mikio SAKAGUCHI,
Kazuo ARAKI, and Akira MORIYAMA

Synopsis:

The heat transfer coefficient between a rotating cylinder wall and the spherical particles bed contacting with it was experimentally and theoretically studied. Two experiments were done: one in the steady condition with a constant feed of solid particles and the other in the transient condition with initially charged burdens. In the both experiments the steel cylinder assumed to be a rotating kiln was externally heated by means of Kanthal wire, which had been wound on the cylinder wall. The temperature was limited to a lower range in which radiation could be neglected. Wall, particles bed and free board temperatures were continuously measured by means of CA-thermocouples. Steel, glass, copper and alumina balls, 0.03 cm to 0.4 cm in size, were used as the solid burden.

Heat transfer coefficients between the wall and the particle bed which have been estimated in analyzing the measured temperatures can be explained by the thermal penetration model.

1. 緒 言

回転炉における伝熱過程については、従来から、数多くの研究^{1)~8)}が知られているが、炉内における粒子層の昇温挙動の予測に必要な伝熱特性値について、系統的なデータがほとんど見あたらない。操業中の回転炉内では、壁・粒子層間、粒子層・気相間、壁・気相間、および壁内にそれぞれ伝熱経路が存在し、操業条件に応じた複雑な昇温挙動が現われるため、実操業データを解析する方式の研究^{1)~7)}では、信頼できる伝熱特性値の決定が困難であると思われる。

本報では、すでに報告した回転炉の粒子移動特性に関する研究^{7)~10)}と並行して上述の問題を考察するために、外熱式の実験装置を使用して壁内伝熱過程の影響を無視できる条件下で、粒子を連続的に供給排出する定常実験および、粒子を炉内にとじこめる非定常実験を行ない、まず、輻射の無視できる 220°C 程度以下の低温領域の壁・粒子層間伝熱係数の評価を試みた。

2. 実験方法および装置

外熱式の回転円筒炉に粒子を連続的に供給排出する定

常実験で、もし壁内円周方向温度分布および粒子層と気相の炉断面方向温度分布が無視できるなら、粒子の押し出し流れを仮定した* 粒子層の熱収支式(1)が成り立つ。

$$W_s c_{ps} dT_s / dz = h_{gs} S_{gs} \\ (T_g - T_s) + h_{ws} S_{ws} (T_w - T_s) \dots \dots \dots (1)$$

したがって壁面、粒子層および気相の炉軸方向における温度分布を実測して、 dT_s/dz 、 $T_g - T_s$ および $T_w - T_s$ の値を求めることにより、壁・粒子層間伝熱係数 h_{ws} を実験的に評価できる。(1)式に含まれる軸方向単位長さあたりの伝熱面積 S_{ws} および S_{gs} は VARL¹¹⁾ の提案した軸方向位置 z と粒子層高 h の関係を示す(2)式より幾何学的に評価できる。なお、層高は、粒子層表面がつくる弦と円筒壁との垂直距離である(Fig. 8 参照)。

$$(h/h_0)^{2.05} = (L-z)/L \dots \dots \dots (2)$$

回分式非定常実験では、炉長を短くして壁温一定の条件を得やすいので、粒子層および気相に関する熱収支式(3)が成り立つ。

* 前報^{9) 10)}の結果に基づき、本報の実験条件における粒子の混合ベクレ数は $1.15 \times 10^3 \sim 2.09 \times 10^4$ の値となる。

* 昭和 52 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 52 年 10 月 19 日受付 (Received Oct. 19, 1977)
** 名古屋工業大学大学院 (Graduate Student, Material Research Laboratory, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho Syowa-ku Nagoya 466)
*** 名古屋工業大学材料開発研究施設 工博 (Material Research Laboratory, Nagoya Institute of Technology)
**** 播磨耐火煉瓦(株) (Harima Refractories Co., Ltd)

$$M_s c_{ps} dT_s/dt + M_g c_{pg} dT_g/dt \\ = h_{ws} A_{ws} (T_w - T_s) + h_{wg} A_{wg} (T_w - T_g) \dots (3)$$

実際には、実験のごく初期を除いて、気相の温度はほとんど壁温に等しくなることが確かめられたので、(3)式の右辺および左辺の各第2項は無視できる。この結果(3)式は(4)式となる。

$$M_s c_{ps} dT_s/dt = h_{ws} A_{ws} (T_w - T_s) \dots (4)$$

(4)式を $t=0$ で、 $T_s = T_{s0}$ の初期条件のもとで積分すれば(5)式

$$\ln \{ (T_w - T_s) / (T_w - T_{s0}) \} \\ = - (h_{ws} A_{ws} / M_s c_{ps}) t \dots (5)$$

となるので T_w と T_s を実測して、(5)式の直線関係から h_{ws} の値を評価できる。

2.1 連続式定常実験

実験装置の概略を Fig. 1 (a) に示す。炉本体は、外径 8.91 cm、内径 8.07 cm の普通鋼管を使用し、粒子流れの助走区間 (100 cm) と加熱区間 (110 cm) に区分する。加熱区間の管外壁面上には、11対の壁温測定用 CA 熱電対 (0.7 mm ϕ) を 10 cm 間隔にろう付けし、絶縁管を通して管外表面と絶縁した。加熱電力はブラシ部を経てカンタル線に供給される。カンタル線はなめらかな定常温度分布を得るために測定区間を4つに分け、各区間に均一に巻かれている。カンタル線の外側にキャスト

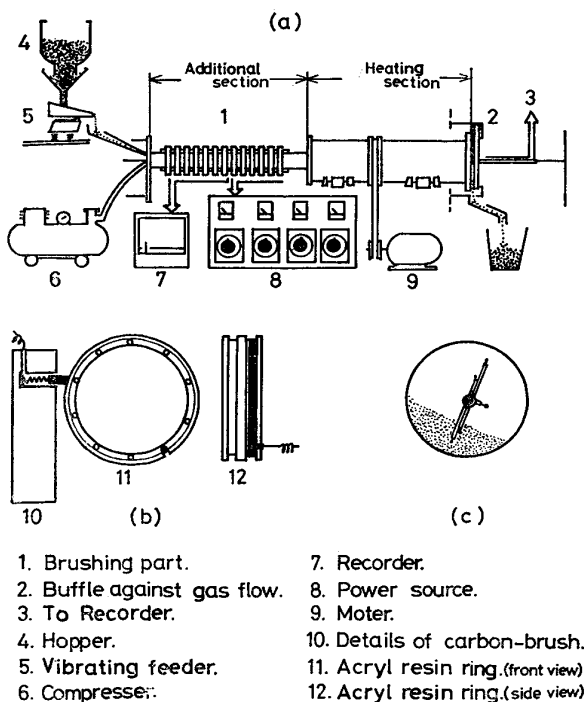
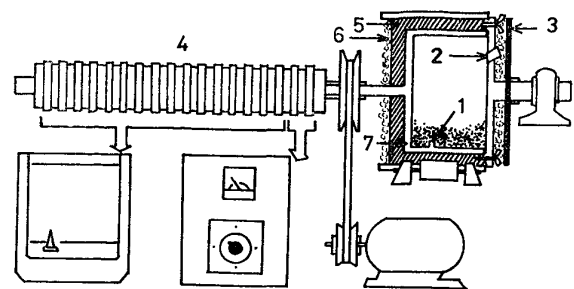


Fig. 1 (a) Apparatus of the continuous flow experiment.

(b) Details of brushes.

(c) Thermocouples arrangement measuring temperatures of particles bed and free gas board.



1. CA sheathed thermocouple.
2. Hole to introduce particles.
3. Plate sustaining asbestos wool.
4. Brushing part.
5. Alumina cement.
6. Asbestos wool.
7. Steel cylinder.

Fig. 2. Apparatus of the batch experiment.

ブル材を充填して、加熱区間を外径 16.5 cm、内径 15.5 cm の鋼管でもう一度おおつた。ブラシ部は、Fig. 1 (b) に示すように、アクリル樹脂のリングの溝にはめこんだ銅板およびそれに接触させたカーボンブラシからなり、炉を回転しつつ CA 熱起電力および加熱電力の受給を可能にする役割をはたしている。粒子層および気相温度は Fig. 1 (c) に示すように、炉の中心線上に固定したステンレス棒 (0.9 cm ϕ) を通してスライドするステンレスパイプ (外径 1.2 cm、内径 0.98 cm) に固定した CA 熱電対により測定した。粒子はホッパー④下部の電磁フィーダー⑤を通して連続的に炉内へ供給される。一部の実験では粒子の流れと並流に空気を送入した。空気の流量は 2500 cm³/sec であった。

2.2 回分式非定常実験

回分式の実験装置を Fig. 2 に示す。本体は外径 24 cm、内径 20 cm、長さ 14 cm の普通鋼製円筒で、一方の側板はとりはずし可能になっている。炉壁温度を測定するために炉内壁面上の円周方向に2点、軸方向に3点および壁内の深さ方向に2点の合計7か所に CA 熱電対 (1.5 mm ϕ) を点溶接した。すべての実験において、壁温は軸および円周方向に事実上一定とみなせることを確かめた。加熱方式、ブラシ部の構造、および、その役割は前節の連続式実験の場合と同様である。円筒の両側面からの熱損失を防ぐために断熱材としてアルミナセメントおよび石綿を外面に塗布乾燥させた。

まず、からの円筒を所定の速度で回転させつつ加熱し、壁温が定常値に達した時点で回転を止め、側板にあけた 1.3 cm ϕ の供給口から所定量の粒子をすばやく炉内に投入し、再び回転を開始して粒子層温度のその後の時間的变化を炉内に 0.5 cm 突出させた CA シース熱電対 (1.5 mm ϕ) により測定した。これとは別に粒子層

Table 1. Experimental conditions.

Bed	Continuous		Batch
Gas	Gas-flowing	Not-gas-flowing	
Particle (cm ϕ)	Steel (0.03, 0.1)	Steel (0.1, 0.3)	Glass (0.08, 0.2, 0.4) Steel (0.3) Almina (0.4) Copper (0.2, 0.3)
Air flow rate (cm ³ /sec)	2 500	0	—
Rotational speed (rpm)	3.60~7.80	3.72~7.98	4.20~10.0
Solid flow rate (g/sec)	4.70~16.0	3.90~8.20	
Solid holding	$h_0=1.2\sim4.3$ (cm)	$h_0=1.0\sim4.4$ (cm)	500~2 000 (g)
Temp. range (°C)	56~172	100~223	139~153

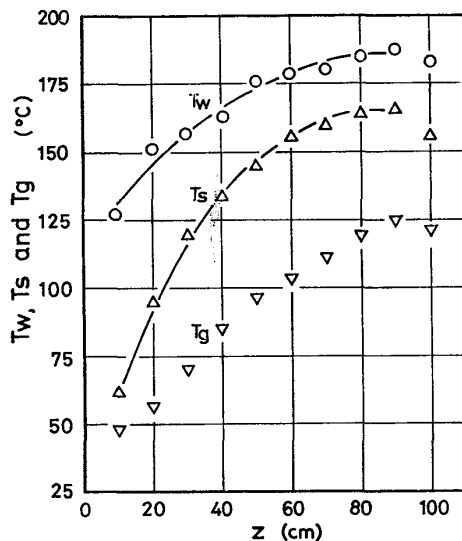


Fig. 3. Temperature profiles with the continuous flow experiment. (Steel ball, $d=0.1$ cm ϕ , $N=3.66$ rpm, $\theta=1.99$)

の昇温過程の途中の時点および粒子層の温度が定常値に達した時点で側板をはずし、全粒子を水中に投入して水温上昇を測定することにより熱電対の示す温度が、全粒子層の平均温度にほぼ等しいことを確認した。

連続式および回分式の実験条件を Table 1 にまとめて示す。

3. 実験結果

3.1 連続式定常実験

実測した温度分布の典型例を Fig. 3 に示す。図で粒子層と気相を示す温度の各点は、それぞれ、半径方向に2点および3点での実測値の平均値を表わしている。(1)式に基づく考察を行なう立場では、このような平均化が、粒子層に関する限り、上述した半径方向2点の実測温度差が比較的小さいことを前提としている。粒子層の平均値を基準として層内2点の実測値の標準誤差を評

価すると、空気を流さない実験条件では最大 5.2%、また空気流通条件下で最大 16.2% となる。後者の数値はやや大きい値であるが、ここでは、一応、前記の前提が成り立つものとする。粒子層上の空間を流れる気相内温度分布について同様の標準誤差を評価すると自然対流循環の場合に最大 10.5%、空気流通条件下で最大 28.3% となる。粒子層・気相間伝熱速度は、(1)式右辺第1項によつて表現できるが、いま述べた気相温度の不均一性および温度推進力 $T_g - T_s$ の値の選びかたに依存して得られる h_{gs} に任意性が加わり、このことから(1)式に基づく h_{ws} の評価値になんらかの影響が現われることが避けられないと思われる。そこで、本報では、実験データのうちで粒子層・気相間伝熱速度が壁・粒子層間のそれに比べて十分小さいデータ*だけを選んで伝熱係数 h_{ws} の評価に使用することにした。粒子層・気相間伝熱速度を考慮しなければならないデータについては今後の検討にゆだねる。

Fig. 3 では一般に、粒子排出端に近づくにつれて、いったん上昇した壁、粒子層および気相温度分布が低下する傾向が現われ、装置の端末効果が認められるが、これにはガスの対流循環効果など制御できない複雑な過程が介在するので、降温区間を解析の対象から除外した。図の実線は昇温区間の各位置における平均温度を平滑化したものである。

さて上述したように粒子層・気相間伝熱過程が相対的に無視できる条件下で(1)式は(6)式となる。

$$W_{scps} dT_s/dz = h_{ws} S_{ws} (T_w - T_s) \dots \dots \dots (6)$$

Fig. 3 の曲線に基づき、縦軸に(6)式の左辺、また横軸に右辺の伝熱面積と温度差の積をとり、実験結果をプ

* 粒子層・気相間伝熱過程を無視した(6)式から求まる h_{ws} を使用して各区間の壁・粒子層間伝熱量 q_{ws} を求め、その計算値と(6)式左辺の実験値との相対誤差の標準偏差を全区間にわたって求めた。この標準偏差が 25% 以下のデータを選んだ。

Table 2. Experimental conditions and heat transfer coefficient between wall and particles bed.

Continuously flowing beds							
Gas flowing		d (cm)	W_s (g/sec)	N (rpm)	θ (rad)	t_e (sec)	$h_{ws} \times 10^3$ (cal/cm ² ·sec·°C)
	Steel	0.1	10.5	7.80	1.17	1.43	6.45
			11.0	7.80	1.40	1.17	5.74
			6.7	5.40	1.24	2.20	4.93
			5.0	3.66	1.34	3.49	4.39
			5.8	3.66	1.75	4.57	4.47
			6.4	3.66	1.99	5.18	3.61
	Steel	0.03	9.1	7.80	1.31	1.60	6.91
			12.9	7.80	1.77	2.17	5.31
			14.9	7.80	2.24	2.74	4.61
6.3			3.60	1.86	4.93	5.06	
Not gas flowing	Steel	0.3	4.9	7.96	1.08	1.29	5.75
			5.3	6.48	1.17	1.72	6.08
			6.1	5.52	1.34	2.31	7.00
			6.1	4.56	1.75	3.67	6.07
			3.9	3.72	1.43	3.66	6.38
			5.8	3.72	1.82	4.68	5.33
	Steel	0.1	5.9	3.72	1.86	4.78	7.77
			7.5	5.40	1.44	2.54	5.54
			4.6	4.32	1.31	2.89	10.9
			8.2	4.32	1.60	3.53	6.20

Batch experiments							
		d (cm)	M_s (g)	N (rpm)	θ (rad)	t_e (sec)	$h_{ws} \times 10^3$ (cal/cm ² ·sec·°C)
	Glass	0.4	500	5.40	1.14	2.01	4.48
			700	5.40	1.31	2.32	3.89
			1 000	5.40	1.45	2.56	2.97
		0.2	500	10.0	1.15	1.10	6.65
			500	8.00	1.15	1.37	5.05
			500	6.50	1.15	1.69	6.34
			500	5.40	1.15	2.04	5.98
			750	5.40	1.31	2.32	4.55
			1 000	5.40	1.47	2.60	2.88
		0.08	500	4.20	1.15	2.62	4.84
			500	9.10	1.15	1.21	6.98
			750	5.40	1.33	2.35	6.01
			1 000	5.40	1.47	2.60	3.79
	Steel	0.3	1 500	9.10	1.12	1.17	6.52
			1 500	6.50	1.12	1.64	5.79
			1 000	5.40	0.99	1.76	6.18
			1 500	5.40	1.12	1.98	5.22
			2 000	5.40	1.26	2.22	4.55
			500	5.40	1.01	1.79	5.39
	Alumina	0.4	750	5.40	1.17	2.07	5.04
			1 000	5.40	1.31	2.32	3.00
	Copper	0.2	1 500	5.40	1.12	1.98	4.39
			2 000	5.40	1.22	2.16	4.73
		0.3	1 500	5.40	1.12	1.98	4.42
			2 000	5.40	1.22	2.16	4.41

ロットしたのが Fig. 4 である。最小自乗法に基づき直線関係 (Fig. 4 の実線で示した) の傾き h_{ws}^* を定めた。

* T_w として炉壁外表面の温度の実測値を使用したので、厳密に言えば (1) 式および (6) 式の h_{ws} は総括伝熱係数である。しかし (管壁の熱伝導度)/(管壁厚) の値のオーダーが 10^{-1} であるのに対して h_{ws} のそれは 10^{-3} であるので、壁内伝導抵抗が無視でき h_{ws} は事実上壁・粒子層間伝熱係数とみなされる。

この場合、一般に、空気流通条件下のデータで、壁・粒子層間伝熱過程の推進力 $T_w - T_s$ の小さい領域では、粒子層・気相間伝熱過程が相対的に大きくなるため (6) 式の直線関係から実測値が下方に偏れる傾向が認められる。そこで各々の位置での計算値に対する $W_{scps} dT_s/dz$

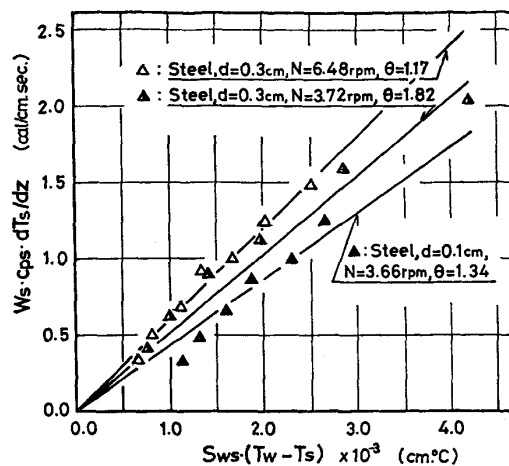


Fig. 4. Relation between $W_{scps}dT_s/dz$ and $S_{ws}(T_w - T_s)$ in the continuous flow experiment.

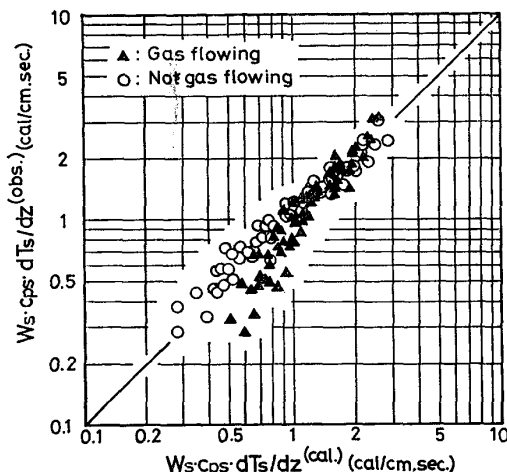


Fig. 5. Comparisons of $W_{scps}dT_s/dz$ between calculations and observations in the continuous flow experiment.

の実測値の相対誤差を計算し、相対誤差に関する標準偏差が 0.25 以内に入る場合に限定して h_{ws} を求めたのが Table 2 の結果である。空気を流さない条件下の h_{ws} は $5.33 \times 10^{-3} \sim 1.09 \times 10^{-2} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$ 、また空気流通下のそれは $3.61 \times 10^{-3} \sim 6.91 \times 10^{-3} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$ となっている。

Fig. 5 は以上で求めた各実験条件下の h_{ws} を使用して (6) 式から計算した $W_{scps}dT_s/dz(\text{cal.})$ と実測に基づく $W_{scps}dT_s/dz(\text{obs.})$ とを各位置で比較したものであり、特に、空気を流さない条件下で両者の一致が良好である。

3.2 回分式非定常実験

粒子層および気相温度の時間変化の典型例である Fig. 6 に示すように、この形式の実験では気相温度が急速に定常的な最終値に接近し、加熱のごく初期を除いてほ

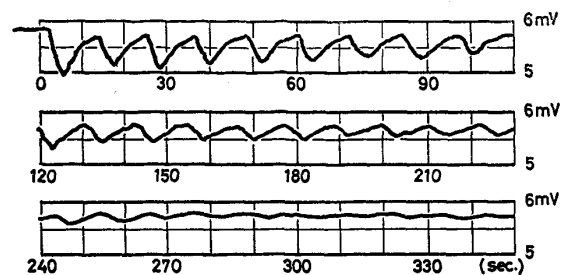


Fig. 6. Temperature change with time elapsed in the batch experiment. Maximum and minimum points, respectively, correspond to the free gas board and the particles bed temperatures.

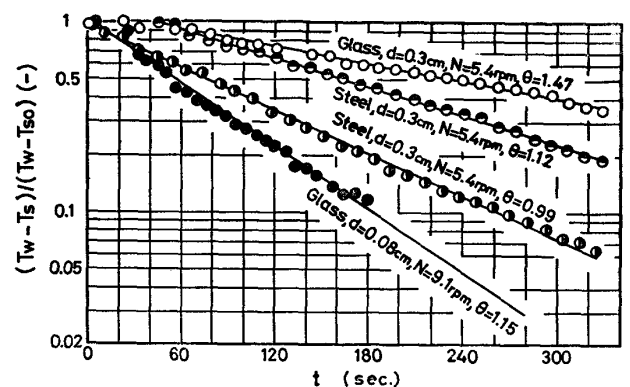


Fig. 7. Relation between $\ln \{(T_w - T_s)/(T_w - T_{s0})\}$ and t .

ぼ壁温に等しい値を保つ。Fig. 6 に基づく解析から得た Fig. 7 によつて (5) 式の理論的關係が満足されることがわかる。一部のデータについては、気相の蓄熱項および粒子層・気相間伝熱項の影響などにより縦軸の切片が 1 を越えるものがある。図の直線の傾きから求めた h_{ws} の値を Table 2 に示す。本実験の範囲で得られた h_{ws} は $2.88 \times 10^{-3} \sim 6.98 \times 10^{-3} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$ である。

4. 考 察

4.1 壁・粒子層間伝熱モデル

回転炉における粒子の運動は炉壁の回転に伴う粒子の回転、すなわち公転運動と粒子層の表面を滑降するカスケード運動とに大別できる。公転運動は、ほとんど粒子の位置交換を伴うことなく、炉壁の回転にほぼ完全に追従している⁹⁾¹⁰⁾。したがつて、粒子層を均一伝導場とみなし有効伝導度の概念を適用して、壁・粒子層間伝熱過程を粒子の公転運動期間における非定常伝熱過程として取り扱うことができる。いま、

- 1) キルン内壁面温度は円周方向に一定
- 2) 壁面近傍を除き、粒子層温度は均一

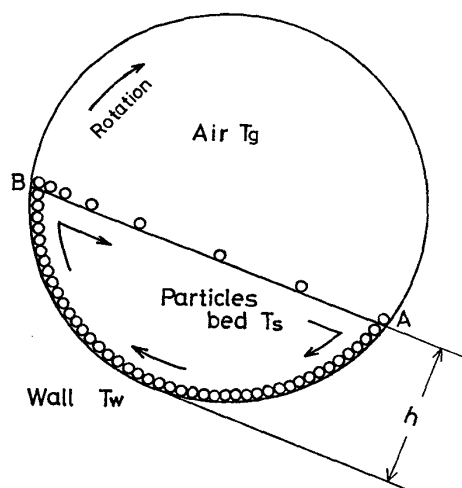


Fig. 8. Circuration pattern in the rotating cylinder.

3) 1次元無限場

4) 粒子層内のガスと粒子の温度差は無視できる

を仮定すれば, Fig. 8 に示した A 点は伝熱過程の $t=0$ の時点に相当し, ここでの粒子層の温度は T_s である*. T_s は伝導場の無限遠における温度に等しい. 図の B 点は伝熱過程の終点に相当するので, A 点から B 点にいたる伝熱全期間 t_e は (8) 式で与えられる.

$$t_e = \theta / 2\pi N \quad \dots\dots\dots (8)$$

さて, 以上に述べた伝熱過程モデルの基礎式および境界条件は (9)~(12) 式と表わせる.

$$\partial T / \partial t = \alpha \partial^2 T / \partial r^2, \quad \alpha = k_{eff} / c_{ps} \rho_s (1 - \varepsilon) \quad \dots\dots (9)$$

$$t=0, \quad 0 \leq r \leq \infty \text{ で, } T = T_s \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$r=0, \quad t>0 \text{ で, } T = T_w \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$r=\infty, \quad t>0 \text{ で, } T = T_s \quad \dots\dots\dots (12)$$

ちなみに (9)~(12) 式はガス吸収操作における HIGBIE¹²⁾ の浸透モデルと数学的に同形であり, 厳密解として (13) 式を導くことができる.

$$(T - T_s) / (T_w - T_s) = 1 - \text{erf}(r / 2\sqrt{\alpha t}) \quad \dots\dots\dots (13)$$

したがって, 壁面から粒子層への熱流束は次式のように表わせる.

$$q_{ws} = -k_{eff} \partial T / \partial r|_{r=0} \\ = k_{eff} (T_w - T_s) / \sqrt{\pi \alpha t} \quad \dots\dots\dots (14)$$

(8) 式の粒子接触時間 t_e の間の平均熱流束 $\bar{q}_{ws}$ は,

$$\bar{q}_{ws} = \left(\int_0^{t_e} q_{ws} dt \right) / t_e \\ = 2k_{eff} (T_w - T_s) / \sqrt{\pi \alpha t_e} \quad \dots\dots\dots (15)$$

(1) 式右辺第 2 項は (15) 式の $\bar{q}_{ws}$ に等しいので両辺の比較から (16) 式の関係が導かれる.

* A 点を出発した粒子は壁にそって公転運動を行ない B 点に到達し, カスケード運動へ移る. カスケード運動期間中に粒子は, 仮定 (2) より粒子層平均温度と等しくなり A 点へと到達する.

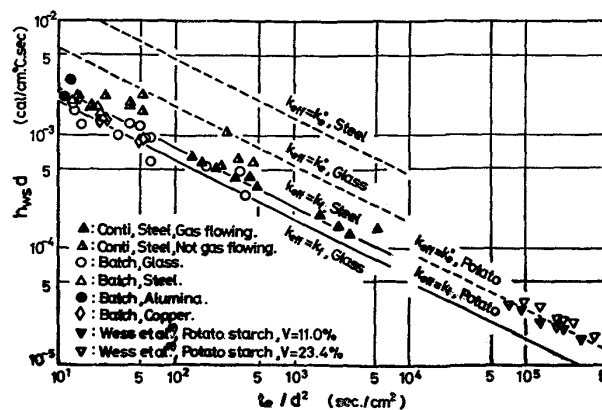


Fig. 9. Relation between h_{ws} and t_e .

$$h_{ws} = [4c_{ps}\rho_s(1-\varepsilon)k_{eff}/\pi t_e]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

4.2 h_{ws} の実験値および計算値

(16) 式の関係は, h_{ws} が接触時間 t_e の平方根に逆比例することを意味している. そこで, Table 2 の h_{ws} の実験値を $\sqrt{t_e}$ に対してえがいたのが Fig. 9 の各点である**. 図は (16) 式に粒径 d を乗じた形で示したものである. また参考のために, WESS ら⁸⁾ がかきあげ羽根付き回転炉を使用し, 炭水化物微粒について求めた h_{ws} の実験値をあわせて示した. この結果, 連続式および回分式実験の両方から得た壁・粒子層間伝熱係数 h_{ws} が, (16) 式の理論的傾向をほぼ満たすことがわかる.

一方, 粒子層の有効熱伝導度 k_{eff} として適当な数値を使用すれば, 各実験条件に応じた h_{ws} を (16) 式に基づき, 理論的に推算できる. 先述した粒子の公転運動と炉の関係は, 充填層の粒子と管壁の相対的な静止の関係と同様である. そこで, k_{eff} の推算式として充填層に関する KUNII および SMITH¹³⁾ の (7) 式

$$k_e^0 / k_f = \varepsilon + \beta(1 - \varepsilon) / (\phi + \gamma k_f / k_s) \quad \dots\dots\dots (17)$$

を使用すれば, $k_{eff} = k_e^0$ と考えることができる. (16) 式および (17) 式に基づく h_{ws} の計算値を Fig. 9 中に点線で示した.

一方, BOTTERILL ら¹⁴⁾¹⁵⁾ も述べているように, 壁・粒子および粒子・粒子間の接触面積がきわめて小さく, また固体粒子の熱伝導度は気相のそれに比較してきわめて大きいので, 層内気相の伝導過程が壁・粒子層間伝熱過程を支配するとも考えることができる. この考えかたに立つて $k_{eff} = k_f$ とすれば, もうひとつの k_{eff} の推算値が与えられる. この方法によつて (16) 式から計算した h_{ws} の値を Fig. 9 中の実線で示した. Fig. 9 の点線および実線は, いずれも, ガラス球および銅球の場合についてえがかれている. 銅粒子に関する h_{ws} は銅球のそれ

** t_e は (8) 式から計算できる. 連続式定常実験では充填角 θ が, (2) 式に基づく層高 h の変化によつて軸方向に変化するので, ここでは昇温区間にわたる平均 θ を使用する.

Table 3. System physical properties.

	k_s cal/cm·sec·°C	c_{ps} cal/g·°C	ρ_s g/cm ³	k_e^0 cal/cm·sec·°C	ε —
Steel	1.05×10^{-1}	1.17×10^{-1}	7.55	2.55×10^{-3}	0.3
Copper	9.14×10^{-1}	9.20×10^{-2}	8.75	3.40×10^{-3}	0.3
Glass	2.30×10^{-3}	2.09×10^{-1}	2.49	7.50×10^{-4}	0.3
Alumina	1.65×10^{-3}	2.10×10^{-1}	3.57	5.91×10^{-4}	0.3
Air	$k_f = 7.75 \times 10^{-5}$	—	—	—	—
Potato starch	—	$c_{ps}\rho_s = 0.304$	—	2.47×10^{-4}	—

に、また、アルミナ粒子の h_{ws} はガラス球のそれに近い値をもつので、とくに計算値を示さない。以上の計算に使用した物性値および k_e^0 の値を Table 3 にまとめて示す。

Fig. 9 から、温度の実測値を解析して求めた h_{ws} は、上述の 2 つの方法に基づく k_{eff} を使用して計算した 2 本の直線の間中に位いすること、および、どちらかといえば $k_{eff} = k_f$ とした計算に基づく直線に近い値を示すことがわかる。WESS^ら⁸⁾ のデータについては、彼らの充填層有効熱伝導度 k_e^0 を使用して計算した h_{ws} の理論直線によく適合している。

5. 結 論

(1) 回転円筒炉の壁・粒子層間伝熱係数 h_{ws} を評価するため、5 種類の球状粒子 (0.03~0.4 cm ϕ) を使用して、輻射効果が無視できる比較的低温条件下で、連続式定常実験および回分式非定常実験を行なった。

(2) 気相から粒子層への伝熱速度が相対的に無視できる条件下の熱収支式 (4) および (6) 式に基づき、実験結果から h_{ws} を決定した。本実験の範囲で求めた h_{ws} は $2.88 \times 10^{-3} \sim 1.09 \times 10^{-2}$ cal/cm²·sec·°C である。

(3) 粒子層を均一伝導場とみなし、有効熱伝導度の概念を適用して設定した非定常伝熱モデルに基づく解析から h_{ws} の理論推算式 (16) を導出した。

(4) h_{ws} の実験値は、壁面上の接触時間 t_e の平方根に逆比例する傾向を示し、充填層の有効熱伝導度 k_e^0 および気相の熱伝導度 k_f をそれぞれ、粒子層の有効熱伝導度 k_{eff} とみなして求めた h_{ws} の理論計算値に近い値を示すことがわかった。

記 号

A_{wg}, A_{ws} : 壁・気相間, 壁・粒子層間伝熱面積 (cm²)
 c_{pg}, c_{ps} : ガス, 粒子比熱 (cal/g·°C)
 d : 粒子径 (cm)
 h_{gs}, h_{wg}, h_{ws} : 気相・粒子層, 壁・気相, 壁・粒子層間伝熱係数 (cal/cm²·sec·°C)

h, h_0 : 粒子層高, 粒子入口層高 (cm)
 k_f, k_s : ガス, 粒子の熱伝導度 (cal/cm·sec·°C)
 k_{eff} : 有効熱伝導度 (cal/cm·sec·°C)
 k_e^0 : 充填層有効熱伝導度 (cal/cm·sec·°C)
 L : 炉長 (cm)
 Δl : 熱流方向における隣接 2 粒子の有効中心間距離 (cm)
 l_s : 固体粒子の伝導に関する有効厚さ (cm)
 l_v : 流体薄膜の有効厚さ (cm)
 M_g, M_s : ガス, 粒子の質量 (g)
 N : 回転数 (rps, rpm)
 q : 熱流束 (cal/cm²·sec)
 r : 炉内壁面からの距離 (cm)
 S_{gs}, S_{wg}, S_{ws} : 気相・粒子層, 壁・気相, 壁・粒子層間軸方向単位長さあたりの伝熱面積 (cm²/cm)
 t : 時間 (sec)
 t_e : 粒子接触時間 (sec)
 T_g, T_s, T_w : 気相, 粒子層, 壁の温度 (°C)
 V : 充填量 (%)
 W_s : 粒子質量流量 (g/sec)
 z : 測定部入口からの距離 (cm)
 α : 熱拡散係数 (cm²/sec)
 $\beta = \Delta l/d$: 固定層における固体中心間距離の粒径に対する比 (—)
 $\gamma = l_s/d$: 周体粒子有効厚さの粒径に対する比 (—)
 ε : 粒子層の空隙率 (—)
 θ : 充填角 (rad)
 ρ_s : 粒子密度 (g/cm³)
 $\phi = l_v/d$: 流体薄膜有効厚さの粒径に対する比 (—)

文 献

- 1) M. IMBER and V. PASCHIKIS: Radex-Rundschau, 4(1960), p. 183
- 2) M. IMBER and V. PASCHIKIS: J. Heat Mass Transfer, 5(1962), p. 623
- 3) T. G. BOWER and H. L. READ: Chem. Eng. Progr. Symp. Series, 57(1965), p. 340
- 4) A. SASS: Ind. Eng. Chem., Process Design and Develop., 6(1967), p. 532
- 5) J. KERN: J. Heat Mass Transfer, 17(1973), p. 981
- 6) K. W. PEARCE: J. Inst. Fuel, 46(1973), p. 363
- 7) S. L. WINGFIELD: J. Inst. Fuel, 47(1974), p. 390

-
- 8) G. W. J. WESS, A. A. H. DRINKENBURG, and S. STEMERDING: Powder Technol., 13(1976), p.185
- 9) 森山 昭, 管 哲男: 鉄と鋼, 60(1974), p.1283
- 10) 管 哲男, 森山 昭: 鉄と鋼, 60(1974), p.1155
- 11) L. VAHL: Chem. Eng. Sci., 1(1952), p. 253
- 12) R. HIGBIE: Trans. AIChE, 31(1935), p. 365
- 13) D. KUNII and J. M. SMITH: AIChEJ, 6(1960), p. 71
- 14) J. S. M. BOTTERILL, K. A. REDISH, D. K. ROSS, and J. R. WILLIAMS: Symposium on the Interaction between Fluid and Particles, (1963), p. 183 [Inst. of Chem. Engrs. (London)]
- 15) J. S. M. BOTTERILL, G. W. BUNDRETT, G. L. CAIN, and D. E. ELLIOT: Chem. Eng. Progr. Symp. Series, 62(1966), p. 1
-