多 段 移 動 層 の 伝 熱 特 性*

東 稔 節 治**・樋 口 欽 一***

阿 部 英 治****・大 竹 伝 雄**

大阪大学基礎工学部 化学工学科**

緒 言

移動層では粒子と流体とを向流式に熱交換させることによって熱効率を高くしうが、固定層と同様層内の伝熱係数は小さく、反応に伴う発熱・吸熱のために局所的な温度分布が生じする。

粒子層に攪拌羽根を挿入する方式を採用すれば、層内温度を均一化でき、最適温度条件を保持しう。このとき、単一槽では高温反応において流体・粒子の持ち去る熱量は大であり、これらの熱量を回収するために多段化による熱交換方式が必要とされる。

先にこの観点から攪拌式多段移動層を試作し、段上の粒子滞留量および完全混合の条件を決定した¹⁾。本研究では多段移動層の伝熱特性について求めることを目的とし、先の結果をもとにして層内均一混合となる操作条件のもとに、粒子層温度を実測し、壁部伝熱係数を算出した。壁部伝熱機構として攪拌羽根による移動粒子群の壁面での非定常伝導伝熱を考慮し、壁部伝熱係数の理論的關係を求め、操作因子との関係を整理した。

1. 実 験

1.1 装 置

* Fig. 1 に示す多段伝熱装置を使用し、本体はフランジを溶接した鉄製円筒を三段直結したものからなり、各段間に熱伝導による損失が少ないヘミット板**** (厚さ 15mm) を仕切板として用いた。各段には円筒内径と同一径の櫛形二枚羽根 (45° 斜翼付) を攪拌軸 (不銹鋼管、外径 12mmφ、内径 8mmφ) にとりつけ、挿入した。加熱炉は四つのニクロム線電熱部分からなり、各段の円筒壁部を独立に加熱できる。なお下方四段目は炉の軸方向熱損失を少なくするために加えた。粒子は豊浦砂、セメント・クリンカ、コークス、砂鉄を使用し、一定粒度に

篩分け、その物性値を Table 1 に示した。

1.2 操 作

上部のホッパーから本体各段へ粒子を供給し、各段の粒子層を羽根で攪拌し、下部取出口のスクリー・フィーダによって粒子流量を一定に調節する。ついで本体を加熱し、各段の壁温を自動温度調節計で on-off 制御し、一定値に保持した。粒子供給後 30~60 分程度で全段は定常状態に達し、各段の層内温度は一定となる。層内温度の測定は先の攪拌槽²⁾ におけると同様に羽根の回転方向とは裏側にアルメル・クロメル熱電対を固定し、装置上部のしゅう動装置から熱起電力をとり出しておこなった。層内半径方向ならびに軸方向温度分布は無視でき、層内温度は均一とみなせた。各段の入口温度は、供給管口に熱電対を挿入・固定して測定したが、操作条件の範

① solids	⑤ A-C thermocouples measuring bed temperature
② impeller	⑥ nichrome heater
③ feed pipe	⑦ slip ring
④ A-C thermocouples measuring wall temperature	⑧ screw feeder

Fig. 1 Experimental apparatus

* <Heat Transfer to Solid Particles in Multiple-Stirred Moving Beds>

Received on February 15, 1966

** Setsuji Tone and Tsutao Otake (Dept. of Chem. Eng., Faculty of Eng. Sci., Osaka Univ., Toyonaka)

*** Kin-ichi Higuchi (三井化学(株) Mitsui Chemical Co.)

**** Eiji Abe (三菱レイヨン(株) Mitsubishi Rayon Co.)

***** 石綿を圧縮成型したもの。

Table 1 Properties of granular materials

solid particles	tyler mesh	particle diameter D_p [mm]	true density ρ_s [g/cc]	apparent density ρ_b [g/cc]	heat capacity C_p [cal/g·°C]
Toyouura sand	32-42	0.423	2.61	1.38	0.204
"	42-60	0.298	"	1.40	"
"	60-80	0.211	"	1.41	"
cement clinker	32-60	0.355	2.94	1.30	0.202
coke	20-32	0.664	1.38	0.64	0.224
magnetite	42-80	0.240	4.60	2.44	0.159

Fig. 2 Model for the mechanism of heat transfer at wall

囲では一つ上の段の層内温度とほとんど変化なかった。温度記録には多点記録計を用いた。アルメル・クロメル熱電対としてメゴバック熱電対(2mmφ保護管入り, 山武・ハネウエル製)と0.2mmφ線を磁製管(2mmφ外径)およびガラス・ウールで被覆したものを併用したが, 両者とも起電力の差異はみとめられなかった。なお各段上の粒子滞留量は先の結果で得た関係式⁷⁾から算出することができるが, ここでは各操作条件ごとに実測した。

一方粒子移動時と固定時における攪拌効果の差異についてもしらべることから, 本体において一定量の粒子を回分に仕込み, 攪拌時の非定常温度変化を測定した。このとき粒子層温度は均一とみなし, 粒子層高さは常に羽根高さよりも上にあるようにして操作した。操作の詳細は先の攪拌槽⁹⁾と同様であり, 省略する。

操作条件の範囲は Table 2 に示した。

2. 結 果

各段上の粒子層温度が攪拌によって均一となり, 粒子移動層と壁面との間に伝熱抵抗が存在し, これを壁部伝熱係数 h_w とする。各段間の軸方向熱伝導が無視しうるものとし*, n 段上の層内温度 t_{Bn} , $(n-1)$ 段から n 段槽への粒子流入温度 t_{0n-1} , 壁温 t_w とすれば, n 段での熱収支式は次式で表示される。

* 段間でのヘミット板・攪拌軸を通じる伝導伝熱量は段上で粒子層が流入・流出することにもつく熱量変化(式(1)の左辺項)に比して3~7%程度で小さく無視した。

Table 2 Experimental conditions

A) For stirred moving beds:	
tank diameter D_T	12 [cm]
impeller diameter D_I	12 [cm]
blade width W_I	2~4 [cm]
height of feed pipe from the tank bottom	
H_0	7 [cm]
feed pipe diameter D_0	1.0 [cm]
rotational speed N	19~80 [r.p.m.]
feed rate of solid particles V	60~240 [cc/min]
wall temperature t_w	300~340 [°C]
B) For stirred fixed beds:	
tank diameter D_T	12 [cm]
impeller diameter D_I	12 [cm]
blade width W_I	3 [cm]
bed height H	7.5 [cm]
rotational speed N	0~80 [r.p.m.]
wall temperature t_w	300~315 [°C]

$$C_p G(t_{0n-1} - t_{Bn}) = h_w A_n (t_{Bn} - t_w) \quad (1)$$

ここに C_p : 粒子比熱, G : 粒子供給流量, A_n : 伝熱面積

伝熱面積 A_n は段上の粒子滞留量から求まり, 温度 t_{0n-1} , t_{Bn} , t_w は実測されるから, $C_p G$ が与えられると, 壁部伝熱係数 h_w は次式から算出しうる。

$$h_w = C_p G(t_{0n-1} - t_{Bn}) / A_n (t_{Bn} - t_w) \quad (2)$$

実測温度から式(2)を用いて各段の h_w を算出し, その代表値を Table 3 に示した。このとき第三段槽の実測温度は操作条件の範囲においてほとんど壁温に接近し, 測定精度の点からすべての操作条件に対して h_w 値を算出することができなかった。算出した h_w 値は各段共にほぼ同一値を示し, 操作条件として羽根回転速度 N によってもっとも大なる変化をうける。ここでは段の上下への熱伝導による端効果がもっとも少ない第二段槽での h_w 値を中心として操作因子との関係について以下解析する。

3. 解析と整理

3.1 壁部伝導係数の理論的關係

これまで固定層, 流動層, 移動層において壁部伝熱係数が実測されており, 壁部伝熱機構に対して管壁に形成される流体層流境界膜での定常伝導伝熱が支配とする解析法^{9,10)}, 管壁に有限時間接触し, 更新する流体素子(または粒子群)の非定常伝導伝熱が支配とする解析法²⁻⁵⁾

Table 3 Typical values of wall heat-transfer coefficient obtained

run	solid particles	D_p [mm]	N [r.p.m.]	bed height H [cm]	feed rate		$(t_B - t_w)/(t_w - t_B)$			h_w [kcal/m ² ·hr·°C]		
					V [cc/min]	G [kg/hr]	1st stage	2nd stage	3rd stage	1st stage	2nd stage	3rd stage
2430	Toyoura sand	0.423	80	7.6	226	19.0	0.80	0.78	0.76	111	105	102
2433	"	"	60	7.3	228	19.1	0.67	0.67	0.58	95	95	82
2442	"	0.211	60	7.5	174	14.1	0.89	0.85	0.83	94	90	87
2449	"	"	40	7.2	224	18.8	0.65	0.63	0.60	92	89	85
2456	"	0.298	50	7.5	177	14.9	0.65	0.67	0.57	71	72	61
2458	"	"	80	7.5	236	19.8	0.735	0.725	0.605	105	104	87
2463	"	"	60	5.4	190	16.0	0.42	0.395	0.485	68	65	78
2601	cement clinker	0.355	60	5.0	192	16.8	0.53	0.53	0.56	91	91	93
2621	coke	0.664	40	5.8	187	7.3	0.52	0.46	0.44	38	36	33
2662	magnetite	0.240	40	5.4	158	23.1	0.51	0.50	0.52	91	89	93

が適用され、それぞれ実験結果の合理的説明がなされている。

攪拌移動層において羽根によって層内の粒子群（温度 t_B ）が壁面（温度 t_w ）に移動し、Fig. 2 に示すように、以前に接触する粒子層（厚さ l_w 一定）が層内へ押し戻され、壁面に新たに粒子層が形成され、有限時間 θ_c の間を接触し、非定常伝導伝熱をうけるとする。このとき壁面から層内への伝熱は一定期間 θ_c ごとに更新される接触面での粒子層の非定常伝熱によって律速されると考えられる。一次元伝熱過程として取り扱うものとし、接触粒子層の微小容積の熱収支から次式が導出される。

$$(C_p \rho_b)_w \frac{\partial t}{\partial \theta} = k_w \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad 0 \leq x \leq l_w \quad (3)$$

ここに k_w : 壁部に接触する粒子層の有効熱伝導度、

$(C_p \rho_b)_w$: 壁部粒子層の熱容量

境界条件* としては、次式が与えられる。

$$\text{i) } \theta=0, 0 \leq x \leq l_w \text{ にて } t = t_B \quad (4)$$

$$\text{ii) } \theta > 0, x=0 \text{ にて } t = t_w \quad (5)$$

$$\text{iii) } \theta > 0, x=l_w \text{ にて } t = t_B \quad (6)$$

粒子群が壁面に接触してから時間 θ 後の局所的伝熱速度 q_p は次式で表示できる。

$$q_p = -k_w (\partial t / \partial x)_{x=0} \quad (7)$$

一定期間 θ_c ごとに接触面での粒子層が更新されるとすると、平均伝熱速度 $\bar{q}$ は次式で与えられる。

$$\bar{q} = \int_0^{\theta_c} q_p d\theta / \theta_c \quad (8)$$

式 (3) を式 (4)~(6) のもとに解き¹⁾、式 (7)、(8) から $\bar{q}$ を求め、壁部伝熱係数 $h_w = \bar{q} / (t_B - t_w)$ として h_w を求め、無次元式として整理すれば、次式となる。

* 温度 t の代わりに濃度 C を採用すれば、物質移動理論で適用されている境界透過係数で用いられている境界条件式と同等の形式となっている。

** l_w, l_c は壁面の粗さ、粒子形状、粒径などの影きょうをうけるものと考えられる。

*** 粒子静置層における実測温度分布から先の攪拌槽における算出法に準じて有効熱伝導度 h_w^0 と共に h_w^0 を算出した。

$$\frac{h_w}{h_w^0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Pe_w^{1/2} (1 + 2\sqrt{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} i \cdot \operatorname{erfc} n \sqrt{Pe_w}), \quad Pe_w > 1 \quad (9-1)$$

$$= 1 + \frac{1}{3} \cdot Pe_w \left(1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{6}{n^2 \pi^2} e^{-n^2 \pi^2 / Pe_w} \right), \quad Pe_w < 1 \quad (9-2)$$

ここに

$$Pe_w = l_w^2 / \kappa_w \theta_c, \quad h_w^0 = k_w / l_w, \quad \kappa_w = k_w / (C_p \rho_b)_w \quad (10)$$

式 (9-1)、(9-2) にしたがえば、 h_w は接触粒子層の厚さ l_w 、接触時間 θ_c 、 κ_w によって表示しうる。なお接触時間 θ_c が大になる、すなわち $Pe_w \rightarrow 0$ のときには、定常伝導伝熱現象としての取り扱いに接近する。

3・2 操作因子との整理

攪拌時における壁面での粒子接触時間 θ_c は、壁面での粒子の円周ならびに軸方向の平均移動距離 l_c 、平均移動速度 $\bar{v}_c$ とすれば、次式で表示される。

$$\theta_c = l_c / \bar{v}_c \quad (11)$$

$\bar{v}_c$ が羽根周辺速度 $D_I N$ に比例 $\bar{v}_c = \alpha D_I N$ (α : 比例係数) とし、 l_w, l_c が $D_I N$ について変化しない** とすると、 Pe_w は次式で表示される。

$$Pe_w = \frac{l_w^2}{\kappa_w \theta_c} = \frac{(C_p \rho_b)_w}{h_w^0 \cdot C_p \rho_b} \cdot \frac{l_w}{l_c} \cdot C_p \rho_b \bar{v}_c \\ = \frac{1}{h_w^0} \cdot \frac{\alpha}{\gamma} \cdot \frac{l_w}{l_c} (C_p \rho_b D_I N) \quad (12)$$

ここに $\gamma = C_p \rho_b / (C_p \rho_b)_w$ 、 $C_p \rho_b$: 層内の粒子熱容量

式 (12) に従えば、 Pe_w は $C_p \rho_b D_I N$ によって表示しえ、すなわち h_w は回転速度 N について表示しうる。

実測した h_w 値を $C_p \rho_b D_I N$ についてプロットすれば、Fig. 3 A, B) となる。Fig. 3 A) には攪拌移動層における実測値で、Fig. 3 B) には攪拌固定層と攪拌移動層の実測値を示した。壁部伝熱係数 h_w^0 として攪拌しないときの固定層で求めた値*** を採用すると、 h_w/h_w^0 値は本操作条件の範囲にて 1~2.6 の間にある。この範囲では、 h_w の関係式 (9) は簡略化することができ、±5% の精度でもって h_w は次式で表示しうる。

$$h_w/h_w^0 = 1 + 0.31 \cdot Pe_w \quad (13)$$

(A)

(B)

Fig. 3 Relation between h_w and $C_p \rho_b D_I N$

すなわち式 (12) の関係を式 (13) に代入すれば、次式をうる。

$$h_w = h_w^0 + \beta \cdot C_p \rho_b D_I N \quad (14)$$

ここに $\beta = 0.31(\alpha/\gamma)(l_w/l_c)$

式 (14) の関係にしたがえば、 h_w は $C_p \rho_b D_I N$ の一次で表示しうる。Fig. 3 の実測値に式 (14) を適用することができ、この取り扱いが妥当である。各操作条件の実測値に式 (14) を適用して β 値を算出し、粒子径 D_p と円筒径 D_T との比 D_p/D_T についてプロットすると Fig. 4 となり、結果として次式をえた。

$$\beta = 7.2 \times 10^{-3} (D_p/D_T)^{1/2} \quad (15)$$

なお h_w について流速 $\bar{u}$ の影きようを検討したが、Fig. 5 に示すように粒子固定層とほとんど差異がみられず、流速 $\bar{u}$ の影きようを無視した。

したがって h_w の実験的關係式は本操作条件の範囲では次式で表示される。

$$h_w = h_w^0 + 7.2 \times 10^{-3} (D_p/D_T) C_p \rho_b D_I N \quad (16)$$

なお h_w^0 の算出値を Table 4 に示したが、操作条件

Fig. 4 β vs. D_p/D_T (For keys see Fig. 3)

Fig. 5 $\frac{h_w - h_w^0}{(D_p/D_T)^{1/2} (C_p \rho_b D_I N)}$ vs. $\bar{u}$

Table 4 Obtained values of h_w^0

solid particles	tyler mesh	h_w^0 [kcal/m ² ·hr·°C]
Toyoura sand	20-32	33
"	32-42	39
"	42-60	37
coke	20-32	16
magnetite	42-80	55
cement clinker	32-60	22.5

の範囲では移動層、固定層ともに同一値としてみなした。

4. 考 察

攪拌固定層において実測された h_w 値が攪拌移動層のそれとほとんど差異がないものとしてとり扱え、式 (9)、(14) による解析が適用できた。しかし壁面に接触する粒子層厚さ l_w に比して粒子層本体の深さが無限大とみなしえないときには、接触時間 θ_c の間での粒子層本体の非常伝熱が問題となる。このとき境界条件式 (4)、(5)、(6) に次式が加えられる。

iv) $\theta > 0$, $x = l_w$ にて

$$\frac{C_p \rho_b (R_0 - l_w)}{2} \frac{dt_B}{d\theta} = k_w \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_{x=l_w} \quad (17)$$

ここに R_0 は攪拌槽の半径であり、 $R_0 - l_w$ は粒子層本体の深さとみなしうる。

これらの境界条件のもとに式 (3) を解き、式 (7)、(8) を通じて、 h_w を求めると次式となる。

$$\frac{h_w}{h_w^0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Pe_w (Pe_w \cdot \delta \cdot \xi_n + \tan \xi_n) (1 - e^{-\xi_n^2 / Pe_w})}{\xi_n^2 [Pe_w \cdot \delta \cdot \xi_n + (Pe_w \cdot \delta + 1) \tan \xi_n]} \quad (18)$$

ここに ξ_n は次式の n 番目の根である。

$$Pe_w \cdot \delta \cdot \xi_n = \cot \xi_n, \quad \delta = C_p \rho_s (R_0 - l_w) / (C_p \rho_b)_w \cdot 2 l_w \quad (19)$$

粒子層深さが無限大、すなわち $\delta = \infty$ のときには式 (18) は式 (9) に一致し、層内は定常温度として解析しうる。

式 (18) において h_w/h_w^0 と Pe_w とを δ をパラメータにしてプロットすると Fig. 6 となる。 $\delta > 20$ 、 $Pe_w > 1$ の範囲では $\delta = \infty$ としたときの関係式 (9) が適用しうることがみとめられる。攪拌固定層において h_w^0 から l_w 値を推定し、 δ を求めると、ほぼ 25~50 の範囲にあり、式 (9) による解析が妥当と考えられる。

結 言

攪拌式多段移動層の合理的設計には粒子層の伝熱特性

Fig. 6 Correlation of h_w/h_w^0 and Pe_w with δ as a parameter

を求めることが必要であり、本研究では各段の粒子層内温度を実測し、壁部伝熱係数を算出した。壁部伝熱機構として攪拌羽根による移動粒子群の壁面での接触・更新における非定常伝導伝熱が支配として、壁部伝熱係数の理論的關係式を導出し、操作因子との関係を検討して、実験的關係式として式 (16) をえた。

Nomenclature

C_p : heat capacity of solid particles [kcal/kg·°C]	surface [m]
D_I : impeller diameter [m]	l_w : apparent thickness of the layer of solid particles at wall [m]
D_p : representative diameter of solid particles [m]	N : rotational speed of impeller [r.p.m.]
D_T : tank diameter [m]	t_B : bulk temperature of solid particles [°C]
G : mass flow rate of solid particles [kg/hr]	t_w : wall temperature [°C]
h_w : wall heat-transfer coefficient in stirred beds [kcal/m²·hr·°C]	v_c : average moving velocity of groups of stirred solid particles along the wall surface [m/hr]
h_w^0 : wall heat-transfer coefficient in static beds [kcal/m²·hr·°C]	x : distance measured from wall in direction of heat flow [m]
k_w : effective thermal conductivity near wall [kcal/m·hr·°C]	θ_c : contact time [hr]
l_c : average moving length of groups of stirred solid particles along the wall	ρ_b : apparent density of solid particles [kg/m³]

Literature cited

- 1) Carslaw, H. S. and J. C. Jaeger: "Conduction of Heat in Solids" Oxford, 2nd. Ed. (1959)
- 2) Ernst, R.: *Chem. Ing.-Techn.*, **32**, 17 (1960)
- 3) Hanratty, T. J.: *Chem. Eng. Sci.*, **5**, 209 (1954)
- 4) Harakas, N. K. and K. O. Beatty, Jr.: *Chem. Eng. Progr., Sym. Ser.*, **58**, No. 41, 21 (1963)
- 5) Mickley, H. S. and D. F. Fairbanks: *A. I. Ch. E. Journ.*, **1**, 374 (1955)
- 6) Otake, T. and S. Tone: *Chem. Eng. (Japan)*, **25**, 56 (1961)
- 7) Tone, S., K. Higuchi, S. Tamura and T. Otake: *Chem. Eng. (Japan)*, **30**, 1033 (1966)
- 8) Toor, H. L. and J. M. Marchello: *A. I. Ch. E. Journ.*, **4**, 97 (1958)
- 9) Walton, J. S. and O. Levenspiel: *Chem. Eng. Progr., Sym. Ser.*, **50**, No. 9, 1 (1954)
- 10) Yagi, S. and D. Kunii: *A. I. Ch. E. Journ.*, **8**, 97 (1960)

炭酸ガス-プロピレン系の気液平衡 (頼実正弘・吉村尚真・坪岡弘勝, 化学工学, 30, 1093~1097 (1966)) 高圧気液平衡測定装置を製作し, 炭酸ガス-プロピレン系の気液平衡関係を 0°C と -43.5°C の温度で測定した。BWR 式による推算と Leland 氏による対応状態原理と仮臨界値を用いた推算を行ない, 実験値と比較した。BWR 式の方は実験値を 1 つ用いて定数の組み合わせ規則を修正することにより, 上記の 2 つの温度における気液比を平均相対誤差 2% 以内で相関することができた。

多孔板を有する気泡塔の混合特性について (市川弥太郎・赤地勇一・牧野健太郎, 化学工学, 30, 1097~1103 (1966))

パルス応答により, 多孔板を有する気泡塔の液相混合特性について実験的に解析した。応答曲線より液相の流れは平均の混合拡散係数が仮定できる拡散モデルで表現できることが判明した。実験結果は次式で整理できる。

$$\bar{E} = a(L_0)^b (A_r)^k (D)^{1-b} u_G^b$$

$$k = 0.967 u_G^{-0.18}$$

1.4 < u_G < 7.1	$a = 1.90$	$b = 0.615$
7.1 < u_G < 18.0	$a = 0.64$	$b = 1.20$

液々向流型充填層における分散相の半径方向の挙動に関する 2, 3 の実験的考察 (駒沢 勲・久谷真一・大竹伝雄, 化学工学, 30, 1103~1106 (1966)) 充填層の中心部にトレーサを含有する分散相を供給し, 出口部にて分散相を径方向に分離, 採取してその流出量からみかけの流速分布を, およびその濃度分布から径方向ベクレ数を算出した。また分散相の個々の液滴濃度を測定し, 平均濃度からの変動を調べた。その結果, ベクレ数は 2~3 となりきわめて小さいこと, みかけの流速分布は均相流体におけるそれと類似の分布を示すこと, および個々の液滴の濃度変動は層高の増大とともに減少し, 層高の増大とともに, 平均濃度のみならず個々の液滴濃度自体も平均化されることを見出した。

多段移動層の伝熱特性 (東稔節治・樋口欽一・阿部英治・大竹伝雄, 化学工学, 30, 1107~1111 (1966)) 多段移動層熱交換器において, 複形羽根による撚拌粒子層の伝熱特性を求めるために実験的操作をおこなった。

各段内の粒子層温度を実測し, 壁面伝熱係数を式 (2) によって算出した。壁面伝熱係数を撚拌層の壁面での接触粒子層の更新を伴う非定常伝導現象を考慮して解析し, 理論的關係を式 (9) として表示した。

操作条件との実験的關係を式 (16) で整理した。

境界条件として輻射を考慮した伝導伝熱 (栗谷昌信・福原朋信・杉山幸男, 化学工学, 30, 1112~1118 (1966))

輻射透過性媒体中での内部輻射に関して, とくに境界面の影響を見るために, 液試料としてジエチルフラレート, 境界面試料としてアルミニウム, 鉄, 銅の黒度の異なる不透明体ならびにソーダガラス, 石英ガラスの透明度の異なる半透明体を用いて, 種々の実験条件下で対流のない一次元伝導伝熱実験を行ない, これと Chandrasekhar の解析に基づき, おのおの不透明体, 半透明体境界面に於て導入された基礎微積分方程式の近似解とを比較検討した。その結果, 次のような結論をえた。

- 不透明体, 半透明体境界面でそれぞれ別個に検討することが必要である。
- 本研究において用いられた近似解法は, 媒体の吸収係数の比較的大きい場合には, 不透明体, 半透明体境界面については妥当である。

減圧下における充填層の有効熱伝導度 (若尾法昭・福田光治・大村朝平, 化学工学, 30, 1119~1124 (1966))

ガラス球, 鉛球-He, H₂, N₂, C₂H₆, C₃H₈ 系の充填層熱伝導実験を減圧下 (10⁻³~760 mmHg), 低温 (温度 -20~-60°C) で行ない, 有効熱伝導度を圧力の関数として求め, 矢木・国井の導出した流体静止時の充填層有効熱伝導度の式に基づき, ガスの熱伝導率としてどのような関係式を用いば減圧下でも本式が適用できるかについて考察した。本解析の結果は減圧下のみならず微粒子の充填層のように粒子間空隙部が小さな場合の各種ガスに対する有効熱伝導度の算出に応用できよう。

アセトンから Methyl isobutyl keton, Methyl isobutyl carbinol の製造 (三原嘉久・野沢玲吉・牧野信・工藤士郎・矢田精一・鶴米伸一, 化学工学, 30, 1124~1130 (1966)) 著者らは MIBK, MIBC の工業的製造設備を建設することを目的として, 各反応の基礎実験を行ない, 各操作ごとに化学工学的検討, 適切な製造設備の選定, 操作条件を明らかにし, 各操作に関するパイロットプラントを運転し, 合理的なプロセスを決定, 38 年 7 月, MIBK 7,200 T/Y, MIBC 800 T/Y の設備を建設運転し, 本プロセスに関する技術を確立したので報告する。

粒状物質内における液状水移動の起動力に関する考察 (大谷茂盛・鈴木 睦・前田四郎, 化学工学, 30, 1130~1136 (1966)) 湿った粒子層内における液状水移動の起動力としては, 水圧の勾配をとるべきであるが, ここでは空気圧の圧力が一定の場合は, 比較的概念のつかみやすいサクシオン・プレッシャ p の勾配を起動力にとりうることを示した。

その p と水圧, 含水率およびサクシオン・ポテンシャルとの間の関係を明らかにした。

高い含水率で形づくられた粒子層に温度勾配を与えると, 層内の空気は互いに分離して存在し, 空気圧は一定でないから, 起動力としては水圧勾配をとらねばならない。

この考えのもとに, 層内水分分布を求める式を誘導した。計算結果は実験値とかなりよい一致を示した。

気泡塔内の固体粒子の挙動 (吉沼利昌・山西卓郎, 化学工学, 30, 1136~1140 (1966)) 気泡塔内における粒子濃度分布を検討した。すなわち, 塔内における粒子の移動は, 流れ, 沈降およびガスの上昇運動に伴う乱れによる拡散によって支配されるものとし, Eq.(1) を得た。

$$\frac{\partial C}{\partial \theta} = D \frac{\partial^2 C}{\partial Z^2} + (u - u_f) \frac{\partial C}{\partial Z} \quad (1)$$

Eq.(1) を解いて, 塔高 Z と粒子濃度 C の間に Eq.(7) の関係が成立することを認めた。

$$C = C_0 e^{-mZ} \quad (7)$$

ただし

$$m = \frac{u - u_f}{D}$$

m と確率変数の間には Eq.(11) の関係が認められた。

$$mdp = 2.8 \left(\frac{u_f + u_f}{u_g} \right)^{-1.8} \left(\frac{d_p u_g \rho_L}{\mu_L} \right)^{-1.5} \left(\frac{d_p u_f \rho_L}{\mu_L} \right)^{1.8} \quad (11)$$

2 次元 V 形混合機内の粒子の循環流れについて (沢島 恭, 化学工学, 30, 1140~1146 (1966)) V 形混合機を 2 次元化した実験装置を用い, V 形混合機を特徴づけられる粒子の循環流れを見出すとともに, その流れにともなう混合体内部の濃度変化の周期性ならびに最高濃度に関する混合度の時間変化について検討を行ない, 実際の装置の混合機構を解析するに役立つと思われる 2, 3 の知見をえた。

高濃度のアルカリ溶液への炭酸ガス吸収速度の異常性について (小林俊夫・井上博愛・矢木 栄, 化学工学, 30, 1147~1148 (1966)) 撚拌槽型定接触面積の吸収槽で, 8~9 mol/l までの広い濃度範囲のアルカリ溶液による純炭酸ガスの吸収速度を実測したところ, 高濃度域において単位面積当たりの吸収速度の定常化と, 撚拌吸収より静止吸収の方が吸収速度が大ききことを認めた。検討の結果, 吸収反応が可逆反応であり, 接触液面近傍に反応生成物が蓄積し, その飽和溶解度以上に生成物が蓄積する効果がこの要因であると考えられる。

気泡撚拌加圧反応器の混合特性 (石井忠雄・武谷 愿, 化学工学, 30, 1149~1150 (1966)) 単一オリフィスによる気泡撚拌反応器の混合特性に対する圧力の影響を検討した。 $\rho_L = 1 \sim 6 \text{ kg/cm}^3$, $V_{GP} = 0 \sim 0.54 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $V_L = 0.31 \sim 0.51$, $1.2 \sim 1.4 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $\theta_T = 8.0 \sim 9.5$, $20.3 \sim 35.3 \text{ min}$ の範囲で拡散モデルにより E を算出した。 E は V_{GP} に大きく影響されるが ρ_L , V_L にはほとんど影響されない。データは簡単に $E \propto \exp(V_{GP})$ で整理された。