t_s : saturate temperature [°C]
 u_s : superficial velocity of air [cm/sec]
 w_c : critical water content [—]

w_i : initial water content [—]
 w_v : average water content in vaporizing zone [—]
 ϵ : void fraction of packed bed [—]

Literature cited

- 1) Hiraoka, M. and R. Toei: *Kagaku Kōgaku (Chemical Engineering, Japan)*, 25, 323 (1961)
- 2) Hiraoka, M. and R. Toei: *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto University*, Vol. XXIV, Part 1, pp. 170, 162 (1962)

回転羽根による湿式分級の機構*

— 部分分級率曲線を中心として —

森 芳 郎**・神 保 元 二**
 岩 倉 準 二***・吉 沢 昭 宣**

緒 言

筆者らはさきに回転羽根攪拌式湿式分級機であるセントリクロンの実験解析を行なったが³⁾、その後分級機構をより単純化した単純遠心場湿式分級装置を試作し、実験解析を行ない、分級機構の解明およびその表示法を検討した。

従来、部分分級率に関する実験的研究は多く、吉岡らによる液体サイクロン分級の部分分級率曲線の一般化⁴⁾、およびそれに基づく Bradley の実験式の提案⁵⁾などがあるが、これを理論的に基礎付ける試みはなかった。これは最も代表的な分級機である液体サイクロンおよびセントリクロンにおいては、液体の流動機構が複雑であって、実際の分級部分は広い範囲にひろがり明確に指摘することができないことが一因であると考えられる。そこで筆者らは遠心力場が回転羽根中にのみ存在し、分級がきわめて集中した部分で短時間に行なわれる実験用装置を試作し、それを用いることによって湿式分級機構の一般的モデルを提案し、新しい部分分級率曲線の表示法を理論的に導き、これを用いて湿式分級機構の検討を行なった。また、実際の装置解析をも行なった。

§1. 理論的解析

Fig. 1 に模型的に示したように分級部分を取り、高さ

* <Mechanism of Wet Classification by Rotating Impeller
 —New theoretical correlation of partial recovery efficiency—>

Received on September 5, 1963 (partly reported at the 25th and 27th annual meeting of the Soc. of Chem. Eng., Japan)

** Yoshirō Mori, Genji Jimbo, Akinori Yoshizawa (Dept. of Chem. Eng., Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan)

*** Junji Iwakura (Asahi Glass Co. Ltd., Tsurumi, Yokohama, Japan)

h の区間においてだけ回転による遠心力場が生ずると考える。実際にはこの区間より下方にも遠心力場は存在するわけであるが、微粒側分離管 (Overflow pipe) の上端と回転羽根軸下端を近付けてこの影響を取除いてある。このモデルにおける分級過程について次のような仮定をおくことができる。

- 1°. 区間 h の上端で粒子の分布は均一である。
- 2°. サスペンションの下降流速は h の区間で一様である。
- 3°. 粒子の向下きの速度成分はサスペンションの下降流速と等しい。
- 4°. 粒子の半径方向への沈降は Stokes の法則にしたがう。

Fig. 1
Outline of basic model

5°. 流量比 r_f は微粒側分離管中に流入する区間 h の下端における最大流管半径 R により面積比の形であらわされる。

6°. 理論部分分級効率 η は着目した粒子が区間 h の下端において半径 R の流管内に存在するときは微粒側に、その外にあるときは粗粒側に分級されるものとして面積比の形で与えられる。

この他に、粒子のまき上げ、流れの乱れ、部分的混合なども当然考慮しなければならないが、これらは装置よりの要因によって決まるもので現在の段階では補正項として考える他なく、理論的解析では考慮に入れない。

上記 2°, 3°, 4° より、粒子の半径方向速度成分は

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{(\rho_s - \rho_f)(R_0^2 - r_0^2)(4\pi^2 n^2 r)}{18\mu} \quad (1)$$

(1) 式を積分して整理すれば次式を得る。

$$\ln \frac{R}{r} = \frac{2\pi^3(\rho_s - \rho_f)(R_0^2 - r_0^2)h}{9\mu} \cdot \frac{n^2}{Q} \cdot d_p^2 \quad (2)$$

一方 5° より

$$r_f = \frac{R_0^2 - R^2}{R_0^2 - r_0^2} \quad (3)$$

また 6° から

$$\eta = \frac{R_0^2 - r^2}{R_0^2 - r_0^2} \quad (4)$$

(2), (3), (4) 式から、与えられた条件下で η と d_p の

Fig. 2 Diagram of $\lambda\eta_0$ - d_p correlation

Fig. 3 Theoretical line of log.-sq. correlation

関係をあらわす式は

$$d_p^2 = \frac{9\mu}{4\pi^3(\rho_s - \rho_f)(R_0^2 - r_0^2)h} \cdot \frac{Q}{n^2} \cdot \times \ln \left[\frac{1 - \left(1 - \frac{r_0^2}{R_0^2}\right)r_f}{1 - \left(1 - \frac{r_0^2}{R_0^2}\right)\eta} \right] \quad (5)$$

となる。ここで補正部分分級効率 η_0 を導入する⁴⁾。すなわち $d_p \rightarrow 0$ の極限においては $r_f = \eta$ となることを考慮して

$$\eta_0 = \frac{\eta - r_f}{1 - r_f} \quad (6)$$

また、 $d_p \rightarrow \infty$ の極限においては、当然 $\eta \rightarrow 1$ であるが、 $\eta = 1$ でも (5) 式の右辺は有限であるから、簡単のために

$$\frac{r_0^2}{R_0^2} = \beta, \quad \frac{(1 - r_f)(1 - \beta)}{(1 - r_f)(1 - \beta) + \beta} = \lambda \quad (7)$$

において $\eta = 1$ のときの d_p を $d_{p\text{lim}}$ とすると次式が導かれる。

$$d_{p\text{lim}}^2 = \frac{9\mu}{4\pi^3(\rho_s - \rho_f)(R_0^2 - r_0^2)h} \cdot \frac{Q}{n^2} \cdot \ln \left(\frac{1}{1 - \lambda} \right) \quad (8)$$

ここで $d_p \geq d_{p\text{lim}}$ なる d_p に対しては $\eta = 1$ で一定であるとする。すなわち λ は回転羽根軸が存在するために全部粗粒側に流出する粒子の限界径が小さくなることに対する補正項である。これは式の導出上の仮定であるが、実験結果 (Fig. 12 など) の傾向から見て定性的に成立すると考えられる。実際には流れの乱れ・まき上げなどにより粗粒が細粒側に混入して来るという現象と重なり、式から考えられる λ の物理的意味のみでは説明できないが、(7) 式から計算した値と実験的に求めた値のオーダーは一致している。したがって実験との対応を考慮して $\lambda\eta_0 = 0.5$ となる粒径を d'_{p50} としてこれを用いることとする (Fig. 2 参照)。

粒径を d'_{p50} に対する無次元項の形で整理すると、(5), (6), (7) 式より

$$\left(\frac{d_p}{d'_{p50}} \right)^2 = \frac{\ln(1 - \lambda\eta_0)}{\ln(1/2)}, \quad \begin{cases} 0 \leq d_p \leq d_{p\text{lim}} \\ \eta_0 = 1, & d_p > d_{p\text{lim}} \end{cases} \quad (9)$$

のような形で求められる。この (9) 式は遠心場沈降分級の部分分級率の理論式であって、これから部分分級率曲線を理論的に描くことができるが、式からも明らかなように粒径を無次元化した値で示せば分級率曲線は 1 本の線で示されることとなる。また、Fig. 3 に示したような 2 乗尺対数尺の新しい図上に点綴すれば (9) 式は直線となり、 d'_{p50} さえ求められれば理論的にはあらゆる部分分級効率曲線は 1 本の直線にまとめられるわけで実用上もきわめて便利である。したがって、われわれは Fig. 3

のチャートを湿式分級の新しい表示法として提案したい。なお、このモデルが成立するような実験を行なった場合には、 d_{p50ss} を d'_{p50} に、 η_{0ss} を η'_{0} にそれぞれ対応させればよい。

§2. 実験結果

2・1 実験装置と方法 実験に用いた装置本体の図をFig. 4に、フローシートをFig. 5に、回転羽根詳細をFig. 6にそれぞれ示した。羽根の形式により、分級部における乱れの状態や強度が変化し、また回転によって軸付近に負圧を生ずるために生成する空洞や気泡の状態が影響を受けることを予想してA～Eの五つの形式のものを製作使用した。初め普通の平板タービン形を使用し、ついでスピナ付きのものを用いて実験の精度を上げることができた。

ディストリビュータとして中央から流入する形式のものを用いた理由は、他の形式では流入室内に分級室の影響が及ぶのを防止できず、遠心力による流下の不均一を避けられないためであるが、これによる理論からの偏倚は免れ難い。

2・2 実験材料 粉体粒子を約5～10wt.%, 水中に懸濁したものである。粉体は豊浦砂および石灰石のとも

に碎製物で、それぞれの粒度分布をFig. 7に示した。実験中の自然沈降を防ぐために槽部においてはすべて攪拌を行なった。分級機構に粉体濃度の及ぼす影響は無視し得ないが本実験の目的が理論的解析の裏付けにあり、粒子相互間の干渉については考慮していないのと、本実験に用いた濃度範囲ではこの影響を無視できるとの報告²⁾もあるので考慮に入れなかった。事実、データからは有意差は認められなかった。

Fig. 4 Model classifier

Fig. 5 Flowsheet of the system

Fig. 6 (a)
Impeller type A, B.
A: $L=25$ B: $L=50$

Fig. 6 (b)
Impeller type C

Fig. 6 (c)
Impeller type D

Fig. 6 (d) Impeller type E

2・3 実験の観察 概して流量の小さい、回転数の大きいところで空洞・気泡の生成が著しく、乱れが激しくなっていることが観察され、これは後に述べる理論と実験値との差によっても裏付けられる。

2・4 分級結果の測定 流量比が所定の値となるよう運転し、ほぼ定常状態となったところで微粒側および粗粒側の懸濁液を同時に約 1/ 採取し、吸引戸過後赤外線乾燥を行ない、一連の Tyler mesh 篩で 325# 以上の粒度分布を求め、325# 以下は光透過式沈降法粒度分布測定装置により粒度分布を求めた。

こうして算出した微粒側と粗粒側の粒度分布の比をとって部分分級率 η の曲線を求め、さらに η_0 を算出した。

2・5 実験結果の整理

(i) 部分分級率曲線の表示 η_0 vs. d_p の曲線から $d_{p50\%}$ を求め (9) 式の形で整理を行なって対数-2 乗紙上に点綴した。一般的に、小粒径部では理論と実験がよく一致するが、 $d_p \geq d_{p11m}$ となる大粒径部では $\eta_0 = 1$ となる傾向は羽根 E を除いて明確でない。羽根 E においても (9) 式後半とは一致せず、実験から求められる λ の方が (7) 式から計算される λ より大きい。これは後述する ϕ が λ に重なってあらわれるためと考えられるが、定量的にとらえるには至らなかった。

最も単純な形状である羽根 A を用いて行なった実験から Fig. 8 のような結果を得た。分級率 $\eta_{0.55} = 0 \sim 80\%$ の範囲では、実験値と理論値はかなりよく一致し (9) 式の関係が成立していることが認められる。ただし $\eta_{0.55} > 80\%$ ではかなりばらつきがあり、 η_0 一定に近い傾向は認められるものの明確ではない。次に羽根幅をひろげて

○: lime stone ●: Toyoura sand

Fig. 7 Particle size distribution of feed materials

粒子の滞留時間を大きくして分級を行なった羽根 B の場合には結果はほぼ同様であるが、ややばらつきが増加する傾向がある (Fig. 9 参照)。このようなばらつきの原因は羽根内の水の流れが単純な回転運動のみから成って、隣接する 2 枚の羽根の間に渦を形成したり、その他の乱れを生じたりしているものと考えられるので、羽根数を 4 枚に減少した羽根 C を用いて実験を行なったところ、予想どおりばらつきが大きくなった (Fig. 10 参照)。また渦を減らすために外縁にリングを取付けた羽根 D の結果では、微粒域の理論との一致が良好になったが、粗粒域では変化が見られない (Fig. 11 参照)。これは粗粒が外縁リング内壁に衝突・付着し、微粒側に不規則にまき込まれるためと考えられる。

次に §2・1 で記した空洞・気泡の影響を除き、かつ水流中の乱れをできるだけ少なくする目的で Fig. 6 (d) に示した E 形式の羽根を用いて実験を行なったところ Fig. 12 のような結果を得た。回転数の大きいところではきわめて良好な理論との一致を示し、限界径以上では $\eta_{0.55}$ が一定となる傾向もはっきりしているが、回転数が小さくなると理論線から逆 S 字型に偏倚する傾向を示し、後述の液体サイクロンの分級曲線に近づくことは注目する。しかし、この理由は現在のところ不明で、より詳細な研究にまつとところが多い。

(ii) 理論粒径に対する実験値の検討 以上の整理から、屈曲点の値を除いて理論式がよく成立する。しかし (5) 式に数値を代入して得られる粒径と対応する η に対して得られる粒径の実験値とは 1.2~10 倍程度の開きがあり、実験値の粒径の方が同一の η に対してはるかに

大きい。ここで実験と理論のずれを検討するために次式のように補正係数 ϕ を定めて実験値と理論式とから算出した。

$$\phi \cdot d_p = d_{pss} \quad (10)$$

ばらつきは非常に大きい、本実験に用いた装置が混合機としての特性をも有している以上止むを得ないものと考えられる。Fig. 8~12に点綴した各データの ϕ_{50} を $N^{0.6}Q^{-0.45}$ を横軸にとって点綴したものがFig. 13である。 ϕ_{50} の大きいものほど、理論式を導出したモデルとの差は大きいわけで(i)に述べたと同じ傾向が各形式について見られる。すなわちEは最もモデルに近く、Cは最も乱れが大きい。

(10)式によるデータ解析の結果、 ϕ_{50} の関数形はすべての羽根形式について実験式として次式で与えられた。

$$\phi_{50} = k \cdot N^{0.6} Q^{-0.45} \quad (11)$$

k の値は羽根形式によって異なるが、最もデータの豊富なAについては0.68、他はデータが少なく信頼性に乏しいが、B、C、D、Eについてそれぞれ0.73、0.86、0.73、0.51となっている。

Q vs. ϕ_{50} をFig. 14に示したが、明らかに流量が小さいほど分級性能が低下する。これは空洞・気泡の形成が著しく、滞留時間が仮定から外れるためと考えられる。

N vs. ϕ_{50} をFig. 15に示したが500~2,000 rpmの範囲では回転数が小さくなるほど ϕ が小さくなる。これは回転数の増大に伴って、部分的に形成されている渦のために混合がはなはだしくなり、分級を阻害するためであると考えられる。

2・6 他の湿式分級機との比較 対数-2乗紙上に液体サイクロンの実験データ⁴⁾を点綴したものをFig. 16に示した。Bradleyの整理式はE形式の羽根のデータの偏倚に近く、おそらく(9)式に補正を加えたより詳細な理論的検討から導き出すことが可能であろう。液体サイクロンの実験データは(9)式とBradleyの式の間にはばらついており、この点からも(9)式が理論的解析の一つの基準として採用され得る可能性を示していると考えられる。E形式の羽根のデータの逆S字型偏倚の傾向は、 ϕ が d_p によっても変化することを示しており、乱れ・まき上げなどの影響が粒径によって異なることを示唆しているが、定量的には未だ捕えることができない。

Fig. 8 Data of impeller type A

Fig. 9 Data of impeller type B

Fig. 10 Data of impeller type C

Fig. 11 Data of impeller type D

Fig. 12 Data of impeller type E

Fig. 14 Q vs. ϕ_{50}

Fig. 13 ϕ_{50} vs. $N^{0.5}Q^{0.45}$

Fig. 15 N vs. ϕ_{50}

結 論

筆者らは単純遠心場における湿式分級の機構について簡単なモデルを設定し、いくつかの仮定をおいて補正部分分級効率と粒径間に成立つ理論式として対数-2乗式を導き、これを確かめるためにモデルに近い分級装置を設計して実験を行なった。

その結果

(1) 遠心力場沈降分級においては、比較的単純なモデルで分級の新しい理論式(対数-2乗式)を導くことができ、かつその式が実際の湿式分級のデータとかなりよく一致することを示した。

(2) ただし、全体としての液の乱れのため、分離粒径については理論値と実験値は一致せず、 d_{p50} を理論的に求めるには至らなかった。ただ定性的には理論値よりのずれが、流れの全体的な乱れ(混合)や局部的な乱れ、および空洞の生成によって起こることを示し、またそれらの影響が二つの補正項 μ 、 ϕ によってある程度あらわされることを示し、かつ具体的な補正項に関する実験式を示した。

Fig. 16 Data of hydraulic cyclone⁴⁾

(3) 定性的ではあるが羽根の形式と、補正項 λ, ϕ の関係について予期に近い傾向を得た。

(4) 新しい理論式を液体サイクロンに関する Bradley の実験式、その他の実験データと比較し、新らしい式が一つの理論解析の基準としての可能性を持つことを示した。おそらく他の湿式分級に対しても同様である

と考えられる。

[付記]

終りにあたって本論文の実験および整理に協力された当研究室の滝口幸夫(現: 日本原子力事業), 吉沢勲(現: 三興製作所), 上平哲男の三氏に感謝の意を表する。

Nomenclature

d_p : particle diameter	[cm]	r_f : flow ratio	[—]
d_{p50} : corrected particle size of 50% partial recovery	[cm]	r_0 : radius of impeller shaft	[cm]
d_{p50ex} : particle size of 50% partial recovery in experiment	[cm]	v_r : radial velocity component of a particle	[cm/sec]
d_{plim} : limiting particle diameter defined in Eq. (8)	[cm]	β : areal ratio $(r_0/R_0)^2$	[—]
h : height of classifying zone	[cm]	η : partial recovery efficiency	[—]
k : experimental coefficient in Eq. (11)	[—]	η_0 : modified partial recovery efficiency in Eq. (6)	[—]
N : number of impeller revolution	[rpm]	η_{0ex} : modified partial recovery efficiency in experiment	[—]
n : number of impeller revolution	[rps]	λ : coefficient defined in Eq. (7)	[—]
Q : suspension flow rate in classifier	[cm ³ /sec]	μ : viscosity of liquid	[g/cm·sec]
R : max. radius of stream pipe shown in Fig. 1	[cm]	ρ_f : density of liquid	[g/cm ³]
R_0 : inner radius of classifying zone	[cm]	ρ_s : density of solid	[g/cm ³]
r : distance of individual particle from the center line of impeller shaft	[cm]	ϕ : coefficient defined in Eq. (10)	[—]
		ϕ_{50} : ϕ relating to particle size of 50% partial recovery	[—]

Literature cited

- 1) Bradley, D.: *Ind. Chem.*, **34**, 473 (Sept. 1958)
- 2) Dahlstrom, D. A.: *Trans. AIME.*, **184**, 331 (1949)
- 3) Mori, Y. et al.: *Kagaku Kōgaku (Chem. Eng., Japan)*, **22**, 1 (1958)
- 4) Yoshioka, N. & Y. Hotta: *Kagaku Kōgaku (Chem. Eng., Japan)*, **19**, 632 (1955)

稀 薄 流 動 層 内 の 固 体 停 滞 量*

清 水 賢**・水 畑 康 男**
森 田 徳 義**

緒 言

通常の流動層, すなわち濃厚流動層を用いて気体中の微量成分の吸着または化学反応をおこなわせるときは, 粒子表面での境界拡散の速度は一般に非常に早いので, 出口濃度がほとんど0または平衡値となっていて, 吸着または反応の速度解析をおこなうことができない。これに対して, 固体粒子を稀薄な状態で浮遊させ, 気体と並

流で移動させるいわゆる稀薄流動層においては, 接触界面積の広さおよび接触時間を任意に調節できるから, そのような欠点が除去できる。また稀薄流動層では, 粒子はほぼ均一に層内に分布されていて, 濃厚流動層におけるバブルまたはスラギングのような不連続相を生じない利益もある。しかしこの際層内に滞留する粒子の全量を正確に知ることが必要であるので, これを明らかにする目的で本研究をおこなった。

* <Solid Loading in Dilute-phase Fluidized Beds>

Received on September 30, 1963 (本研究の一部は昭和38年4月化学工学協会第28年会研究発表会(東京)に発表した)

** Masaru Shimizu, Yasuo Mizuhata, and Noriyoshi Morita (Department of Chemical Engineering, Faculty of Engineering, Nagoya University, Nagoya, Japan)

多成分系精溜塔の定常的操作特性について (高見康司・平田光穂, 化学工学, 28, 570~76 (1964)) 炭化水素系5成分を原料とする多成分系精溜塔の定常的操作特性の2, 3を電子計算機により検討した結果, 還流比を一定にして溜出量を操作すると溜出液組成 (または缶出液組成, 以下同じ) が最大になる成分があること, また溜出量を一定にして還流比を変えると溜出液組成の変化の方向が溜出量によってかなり異なった様子を示すことなどがわかり, 塔の操作条件を考察するに際し, 広範囲な定常的操作特性の把握が必要であることを示した。

固体内の過渡温度を与える簡易モデル (堀田和之, 化学工学, 28, 577~84 (1964)) 球, 円柱, 各種形状の隔壁などがその表面で流体と熱交換する場合の立体各部の温度は, 数学的に解が得られるが, 複雑でアナログ計算機による表示がむずかしい。この論文では, これら固形物体の特定点の過渡温度が, 積分器高々四コを使った簡単なモデルによって大抵の工業目的に充分な精度で表示されることを示し, それぞれの立体に対してそのようなモデルの作り方が無次元化された一般的な形で公式化して示されている。

球状多孔質材料層の通気乾燥 (佐藤英行・塚野久吉・国井大蔵, 化学工学, 28, 585~89 (1964)) 通気による圧損失を相殺するように工夫した測定装置を考案し, 球状多孔質アルミナ (真密度 3.19 g/cm^3 , 有孔度 0.74) 平均直径 1.4, 2.4, 6.3, 6.8 mm のものを 50, 75, 100 mm の積層して通気乾燥を行い, 重量変化・温度分布の変化を連続的に測定して乾燥特性曲線を求めた。その結果小粒径の湿潤多孔質球状粒子の比較的厚い層を低流速の空気を用いて通気乾燥する場合, その乾燥特性曲線は見かけ上恒率であっても全粒子が一様に乾燥しているとは限らず, 乾いた層, 蒸発層および飽和状態に近い湿潤層の3層から成っており, 中間の蒸発層が時間と共に進行する現象を考慮する必要のあることをたしかめた。

回転羽根による湿式分級機構——部分分級率曲線を中心として—— (森芳郎・神保元二・岩倉準二・吉沢昭宣, 化学工学, 28, 589~95 (1964)) 湿式遠心場分級の分級機構に対して簡単な仮定を基として基礎的なモデルを提案し, 理論式を導出した。この理論式は, 補正部分分級効率と 50% 粒径で無次元化した粒径に対して対数 2 乗の形である。また, このモデルに近い回転羽根式湿式遠心分級の実験装置を設計・試作し, 羽根の形式などについて予期に近い傾向を得た。実験結果から二つの補正係数 λ, ϕ を与え, 他の形式の湿式遠心分級器のデータとも比較を行なった。

稀薄流動層内の固体停滞量 (清水 賢・水畑康男・森田徳義, 化学工学, 28, 595~600 (1964)) 題記停滞量を求めるに際し, 定常的に操作されている時の停滞量に重要な影響を与えているのは, 壁に向っての粒子の分散であることに着目して, 層内粒子流に Fig. 1 のようなモデルを設定し, 停滞量と操作変数との相関関係を導いて, 式 (7) をえた。停滞量に重要な影響を与える因子としての $s/r_0, u_f/u_0, v_0/u_0$ を求める方法を示し, また f/u_0 と u_f/u_0 との関係を実験的に検討した。

塔式重合反応装置の解析 (村上泰弘・三浦大亮, 化学工学, 28, 601~7 (1964)) 重合反応については, 相当な関心がはらわれているにもかかわらず, これを化学工学的見地から取扱った例は非常に少ない。この報告はアクリロニトリルのジメチルスルフォキシド中における連続溶液重合に関するものである。ビニル系モノマーの重合は高発熱反応である。

著者らは変形 Gauss-Seidel 法を円筒, 平行板型重合装置に適用して, 温度, 重合率分布と塔径, 冷却水温度, 塔入重合率, 速度分布, 溶液の熱伝導度, 壁の伝熱抵抗の諸関係をえようとした。

移動層による人形峠ウラン鉱の塩素処理 (井野司郎・外山茂樹・富沢 敏・児玉堅次郎, 化学工学, 28, 607~13 (1964)) 人形峠ウラン鉱を高濃度塩素処理することによりウランの製錬を行なうプロセスを移動層パイロットプラントで実施し, 各種操作上の問題点を解決した。また, 反応速度, および伝熱上のデータの解析を行ないスケールアップを検討した。

2成分系気液平衡関係の活量係数について (広瀬泰雄, 化学工学, 28, 614~5 (1964)) Margules の式は活量係数対組成の関係が極値を持つ場合でも表わせるが, van Laar の式はそのような場合には表わせない。このことを簡単に数学的に示した。また Margules の式の定数間の関係において, 極値をもつようになる領域を示した。

混合を伴う一次元流系反応器の設計——実験的な反応速度データに基づいた図式解法—— (宮内照勝, 化学工学, 28, 615~8 (1964)) 実験的な反応速度データに基づく簡単な図式解法を用いて, 混合拡散を伴う一次元流系反応器の設計を行ない, 所要塔高と塔内濃度分布に及ぼす各種因子の影響を考慮した。解くべき基礎式は拡散モデル型反応器に対する (1) 式であって, この簡易計算法の基礎は拡散モデルと逆混合モデルとの変換関係を示す (2) 式にある。

反応器の所要寸法と反応器内の濃度分布を迅速に得るのに良いと考えられる図式設計手順を明らかにするために数値例を示した。