遠心力場における固体粒子堆積層への 液体透過過程*

三分一政男¹ 中倉英雄² 大佐々邦久³

[UDC 66. 066. 4]

Centrifugal Permeation Process of Fluid Through Solid Particle Deposit

by Masao SAMBUICHI¹, Hideo NAKAKURA² and Kuniyoshi OSASA³

1. President, Yamaguchi University

2. Faculty of Engineering, Yamaguchi University, Tokiwadai, Ube 755

Centrifugal permeation process of fluid through solid particle deposit was analysed theoretically. In accordance with this analysis, it was shown that the centrifugal permeation process was able to be predicted by the aid of the compression permeability data. The predicted centrifugal permeation processes were favourably consistent with the experimental processes for limestone-, coal- and yeast-water slurries.

The specific flow resistance of particle deposit depends in general on hydraulic pressure, but that of the centrifugal process is able to take different value even under the same hydraulic pressure due to its thickness. For predicting the specific resistance of the centrifugal permeation, it is accordingly essential to take into account both of the hydraulic pressure and the solid compressive pressure distribution in the deposit differed with each thickness. When the specific resistance of filtration or permeation process under pressure or vacuum has to be examined and utilized cocurrently with that of centrifugal to design and scale-up the process, it was shown that the average compressive pressure defined in this paper was effective as the pressure variable.

KEY WORDS: Centrifugal Permeation, Solid Particle Deposit, Permeation Specific Resistance, Centrifugal Filtration, Compressive Pressure

1. 緒 言

遠心濾過・遠心透過の理論的研究は、Grace¹⁾が濾過ケーキ内の比抵抗や空隙率を含む微分方程式を圧縮透過実験の助けを借りて解き、ケーキ全体の遠心濾過特性を得ようと試みた時に始まっている。Graceは、定圧濾過、遠心濾過、圧縮透過の実験を行ったが、圧縮透過実験結果から遠心濾過・遠心透過過程を推算することは不可能であると結論した。大山ら²⁾は、遠心透過の比抵抗が定圧濾過のそれより大きいことを認め、この原因がケーキ内の微粒子の移動に基づくものであると説明した。Valleroy & Maloney³⁾は、非圧縮性スラリーを用いて、透過テスト、真空濾過実験、遠心濾過実験を行い、濾過比抵抗の濾過形式による相違が20%程度あることを報告している。

遠心濾過においては、スラリー中の固体粒子の沈降は免れえず、濾過の進行に伴って成長する濾過ケーキ層に加えて、沈降によっても固体層が成長する。遠心濾過プロセス中の沈降の影響は無視

されてきたが、筆者らはこれを考慮して圧縮透過実験結果および重力沈降実験結果を用いて、圧縮性遠心濾過ケーキ内の濾過特性値の分布やケーキの濾過特性が数値計算可能なことを報告した⁴⁾。

一般には濾過に引き続いて透過が進行し、また粒子の沈降速度がかなり速い場合には全過程が透過過程と考えられる場合も少なくない。そこで本報告では、遠心透過過程を理論的に解析し、透過比抵抗と液圧および固体圧縮圧力との関係を明らかにするとともに、圧縮透過実験結果を用いて同過程を理論的に計算し、実験結果と比較した。流動比抵抗を推進力(液圧)の関数とすることは遠心過程の場合合理的でなく、加圧または真空過程と比較したり、抵抗値を過程間で相互に活用するなどの必要がある場合には、固体圧縮圧力の平均値を変数とするのが合理的であることを示した。

2. 理 論

2・1 遠心沈降

一般に、スラリー中の固体粒子の沈降速度が濾過速度に比べて無視できない場合には、濾過進行中の懸濁液層内における沈降界面の沈降速度は、濾過速度と粒子の沈降速度との和として表される。沈降界面の半径を r_s とすれば、円筒型遠心濾過器内における清澄液-懸濁液界面の沈降速度 u_s は次式

* 1991年2月6日受付 5月21日受理

1. 正会員 工博 山口大学学長

2. 正会員 山口大学助手 工学部応用化学工学科

3. 工博 山口大学教授 工学部応用化学工学科

キーワード: 遠心透過, 圧縮性固体堆積層, 透過比抵抗, 遠心濾過, 圧縮圧力

$$u_s = \frac{r_0}{r_s} u_0 + \frac{r_s \omega^2}{g} u_g \quad \dots\dots\dots (1)$$

で表せる。ここで、 u_0 は見かけの汚液出口流速、 ω は回転の角速度、 u_g は重力場における懸濁液の界面沈降速度である。

一般に界面沈降速度はスラリー濃度の関数であるが、遠心沈降においては粒子の沈降とともに半径と沈降面積が変化し、スラリー濃度が変化するのでこのことを考慮に入れた計算を行わなくてはならない。沈降の初期において、半径方向にスラリー濃度が均一である場合、スラリー濃度変化は次式で与えられる⁴⁾⁵⁾。

$$\frac{\partial C}{\partial \theta} + \frac{2\omega^2}{g} u_g \cdot C = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 C はスラリー中の固体粒子の体積濃度である。

2.2 遠心汚過過程

遠心汚過過程においては、固体堆積層の厚さは汚過の進行と粒子の沈降によって増大する。従って、固体粒子が集合沈降する場合の固体堆積層の生成速度は、微小時間 $d\theta$ における固体の物質収支より次式で与えられる⁴⁾。

$$-\frac{dr_c}{d\theta} = \frac{s\rho_{sl}}{\{\rho_p(1-\varepsilon_{av})-s\rho_{sl}\}} \cdot \frac{r_s}{r_c} \cdot u_s + \frac{\{(\rho_0^2-r_c^2)\rho_p \cdot d\varepsilon_{av}-(r_c^2-r_s^2) \cdot d(s \cdot \rho_{sl})\}}{2r_c\{\rho_p(1-\varepsilon_{av})-s\rho_{sl}\}} \cdot d\theta \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 ε_{av} は固体堆積層の平均空隙率である。右辺第二項は第一項に比べて小さく、無視しうる。

固体堆積層内の液圧 p_L と固体圧縮圧力 p_s との関係は、移動の加速度および重力等の外力が無視できるとすれば、力の平衡より次式で与えられる⁴⁾⁶⁾。

$$\frac{dp_L}{dr} + \frac{dp_s}{dr} + (1-k_0) \frac{p_s}{r} - \{\rho\varepsilon + \rho_p(1-\varepsilon)\} r\omega^2 = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 k_0 は静止土圧係数で、 r 軸に垂直な面と平行な面に作用する圧縮圧力の比、 ρ 、 ρ_p は液体および固体の密度、 ε は固体堆積層内の半径 r における部分空隙率である。固体堆積層表面 ($r=r_c$) において $p_s=0$ および $p_L=p_{Lc}$ であることを考慮して、(4)式を区間 $[r, r_c]$ で積分すると

$$p_L + p_s = p_T = p_{Lc} + \omega^2 \int_{r_c}^r \{\rho\varepsilon + \rho_p(1-\varepsilon)\} r dr - \int_{r_c}^r (1-k_0) \frac{p_s}{r} dr \quad \dots\dots\dots (5)$$

を得る⁴⁾⁶⁾。固体堆積層表面における液圧 p_{Lc} は、固体堆積層表面より内側に存在する清澄液層とスラリー層とによって発生する圧力であり、次式で与えられる。

$$p_{Lc} = \frac{\omega^2}{2} \cdot \{\rho(r_s^2 - r_l^2) + \rho_{sl}(r_c^2 - r_s^2)\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 r_s 、 r_l は、それぞれ回転の中心からスラリー表面および清澄液表面までの半径、 ρ_{sl} はスラリーの密度である。

遠心汚過進行中の固体堆積層内の微小薄層 dr における液圧変化 dp_L は液体の運動量変化が無視できうるものとすれば、次式

$$dp_L = \rho r \omega^2 \cdot dr - \mu \alpha \rho_p (1-\varepsilon) u_r \cdot dr \quad \dots\dots\dots (7)$$

で表せる。ここで、右辺第一項は遠心力場において液体の示す圧力、第二項は汚液の流動抵抗に基づく圧力降下である。 α は位置 r における部分比抵抗で、その点の圧縮圧力 p_s の関数、また u_r は固体粒子と液体の見掛け相対速度であり、円筒状汚過面の内側に堆積層がある場合、堆積層内の位置 r における値として次式⁷⁾

$$u_r = \left\{ 1 - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_{av,r})(m-1)s}{\varepsilon_{av}(1-ms)(1-\varepsilon)} \cdot \xi \right\} \frac{r_0}{r} u_0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

で与えられる。ここで、 ξ は $\xi = (r_0^2 - r^2)/(r_0^2 - r_c^2)$ で定義される無次元長さである。 $\varepsilon_{av,r}$ は汚材表面から半径 r までの平

均空隙率、 m は固体堆積層の湿乾質量比である。(7)式を区間 $[r, r_c]$ で数値積分すれば、遠心汚過堆積層内の液圧分布を求めることができる。

いま、 α および ε が r に関係なく α_{av} および ε_{av} で一定であり、また、 $u_r = Q/2\pi r h$ であると仮定して(7)式を区間 $[r_0, r_c]$ で積分すれば、一般に広く用いられている遠心汚過式¹⁾²⁾⁴⁾⁸⁾

$$u_0 = \frac{Q}{2\pi r_0 h} = \frac{\Delta p}{\mu \left\{ \frac{\alpha_{av} W r_0 \ln(r_0/r_c)}{\pi(r_0^2 - r_c^2)h} + R_m \right\}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

を得る。ここで、 Q は流出汚液流量、 R_m は汚材抵抗、 W は全固体堆積質量で

$$W = \rho_p(1 - \varepsilon_{av}) \pi(r_0^2 - r_c^2) h \quad \dots\dots\dots (10)$$

また、 Δp は全汚過圧力で

$$\Delta p = \frac{\omega^2}{2} \{\rho(r_0^2 - r_c^2) + \rho_{sl}(r_c^2 - r_s^2) + \rho(r_s^2 - r_l^2)\} \dots\dots\dots (11)$$

で与えられる。

2.3 遠心透過過程

遠心汚過過程において、固体粒子の沈降速度が大きな場合には遠心透過過程が主体となる。また、これまでの研究においても、遠心汚過過程の解析として遠心透過過程を取り扱っているものも少なくない^{1)~3)8)}。

遠心透過速度は遠心汚過速度式、(9)式に類似して次式

$$u_0' = \frac{Q'}{2\pi r_0 h} = \frac{\Delta p'}{\mu \left\{ \frac{\alpha_p W r_0 \ln(r_0/r_c)}{\pi(r_0^2 - r_c^2)h} + R_m \right\}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

で表わすことができる。ここで、 Q' は透過液流量、 α_p は平均の遠心透過比抵抗、 r_c は透過堆積層半径、 $\Delta p'$ は透過圧力で次式

$$\Delta p' = \frac{\omega^2}{2} \{\rho(r_0^2 - r_l^2)\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

また、 W は全固体質量で、投入したスラリーの全体積 V_{sl} を用いて

$$W = \rho_{sl} \cdot s \cdot V_{sl} \quad \dots\dots\dots (14)$$

で与えられる。

遠心透過比抵抗 α_p は、(12)式に基づき次式で表せる。

$$\alpha_p = \left\{ \frac{\Delta p'}{\mu u_0'} - R_m \right\} \cdot \frac{\pi(r_0^2 - r_c^2)h}{W r_0 \ln(r_0/r_c)} \quad \dots\dots\dots (15)$$

また、透過堆積層内の汚液流速分布は、

$$u_r = \frac{r_0 \cdot u_0}{r} \quad \dots\dots\dots (16)$$

と表すことができ、(8)式で $s=0$ と置いた場合と同じである。

2.4 遠心透過過程の理論計算

圧縮透過実験結果および上記基礎式を用いて理論計算を行えば、回分遠心汚過およびそれに続く透過過程を理論的に推算することができる。すなわち、供給スラリー体積と流出量との差から r_l が求まり、次の $\Delta\theta$ 時間内に流出する液量 ΔV (出口流速 $u_0 = \Delta V / (A_0 \cdot \Delta\theta)$) に対して、まず(1)式、(2)式および(3)式からスラリー沈降界面半径 r_s 、スラリー中の固体系体積濃度 C および固体堆積層半径 r_c を計算することができる。固体堆積層内の圧縮圧力分布 p_s を仮定(第一近似は例えば直線)すると、圧縮透過実験結果を用いて比抵抗 α および空隙率 ε の分布が定まり、流動の基礎式(7)式と(5)式から新たな圧縮圧力分布 p_s が算出できる。透過液出口(汚材外面)において液圧は $p_L=0$ でなくてはならないので、得られた圧縮圧力分布を第二近似として計算を繰り返せば、試算法によって遠心汚過過程を推算することができる。

回分遠心汚過に続く透過期間においては、スラリー中の全固体粒子が堆積を終えているため、固体堆積層表面半径 r_c は変化しないが、液の透過流出によって堆積層表面より内側の清澄液層は次

第に減少する。それに従って遠心機内の液圧が減少するので、堆積層内の圧縮圧力 p_s も次第に減少する。透過特性値（部分空隙率 ϵ および部分比抵抗 α ）は圧縮圧力の関数であり、透過特性値が減少する圧縮圧力分布に追従して変化するとした計算も可能であるが、固体堆積層がそれまでに受けた最大の圧縮圧力に対応した特性値のまま透過が進行するとした場合の計算の方が妥当であった。

3. 試料および実験方法

3.1 試料

実験試料には、石灰石（山口県美祢市）-水系、石炭（コールバレー炭）-水系および酵母（パン酵母）-水系の3種類のスラリーを用いた。試料の特性値を表1に示した。重力沈降速度 u_g は、内径5.6 cmおよび8.0 cmの亚克力円筒を用い、図1に示すようにスラリー体積濃度 C の関数として実験的に決定した⁹⁾。沈降速度 u_g が初高の影響を受ける中間濃度域⁹⁾では、初高が降伏高さ以下のデータについてプロットした。スラリーの圧縮透過特性（Compression Permeability Cell Data, 以後 C-P cell data と略記）は常法^{8)~12)}により圧縮透過実験を行って求めたが、試験装置の側壁摩擦および透過流水の影響も考慮した解析¹³⁾¹⁴⁾を行った。また、低圧縮圧力範囲の圧縮透過特性が重要であるので濃厚スラリーの圧密沈降過程の測定¹²⁾¹⁵⁾を行い、この範囲の圧縮透過特性をも含めて実験式を定めた。石灰石、石炭および酵母-水系スラリーの圧縮特性を図2に、透過特性を図3にそれぞれ示した。なお、酵母の場合における固体質量の定量には、菌体内水分含有率0.62 [kg-水/kg-菌体]¹⁰⁾を用いた。

3.2 実験方法

実験装置の概略を図4に示した。遠心ろ過器は、上部が透明亚克力板の内径15 cm、高さ8.3 cmおよび5.8 cmのバスケット型

Table 1 Materials used.

Solid materials	Density ρ_p [kg/m ³]	Particle size distribution $d_{p,50}$ [μ m]	σ_g [-]
Limestone	2710	4.1	2.43
Coal	1440	12.4	2.26
Yeast	1133	3.1	1.20

Fig. 1 Relation between gravitational settling rate and volumetric concentration.

Fig. 2 Results of compression test.

Fig. 3 Results of permeability test.

Fig. 4 Experimental apparatus.

で、円筒内側面に70meshのステンレス製金網（JIS）と沓紙（東洋沓紙No.4）を取り付けた。実験は、一定量スラリー（500 cm³）をバスケット内に一度に供給して回分式に行い、遠心機の回転数は調節器によって16~33 s⁻¹の範囲内の一定値に保った。一定時間毎にバスケット上部よりストロボ写真撮影を行い、ろ過進行中の清澄液表面半径 r_l 、スラリーの沈降界面半径 r_s および固体堆積層表面半径 r_e を測定した。すべての固体粒子が沈積すると以後は透過過程となるが、引続き清澄液表面半径 r_l および堆積層表面半径 r_e を上記と同じ方法で測定した。この実験を回分遠心透過実験と記述した。

遠心ろ過およびそれに続く遠心透過過程が終了後、遠心機を停止して堆積層表面半径 r_e をフックゲージを用いて測定した。堆積層表面が十分に濡れている状態で上部タンクより清澄水（東洋沓紙No.4でろ過した水）を透水域液面半径が一定となる様に調整しながら供給し、透過圧力一定下で遠心透過実験を行った。ロードセルを用いて透過水量を記録し、定常の透過流速を求め、遠心透過比抵抗 α_p を測定した。上記の回分遠心透過過程が変圧変速過程で

あるのに対して、この過程は透過圧力、透過流速ともに一定で、透過比抵抗の正確な測定が期待できるものである。この実験を定圧遠心透過実験と記述した。

また、濾過堆積層の特性を比較するため、常法に従った同一スラリーの定圧濾過実験並びに円筒型濾過装置内にあらかじめ作成した定圧濾過堆積層に一定透水圧力下で清澄液を一次的に透過させる定圧透過実験を実施した。濾材抵抗 R_m は水の透過実験により測定した。

4. 結果および考察

4・1 回分遠心濾過および透過実験結果

石灰石-水および石炭-水スラリーに関する実験結果、濾液量 V 対時間 θ の関係を図5に示す。濾液量 V は回転数 N の増大、すなわち遠心濾過圧力の増大とともに大となる。実線はいずれも理論推定計算結果であり、実測値と良く一致した。このプロットでは濾過と沈降の両者によって粒子の堆積が進む濾過・沈降期間(①-②間)と、粒子の堆積が終了し清澄液の透過が進行する透過期間(②-③間)とを区別することは困難である。図5の石炭-水スラリーの実験結果を濾過速度の逆数 $d\theta/dv$ 対単位濾過面積当たりの濾液量 v の関係(いわゆるRuthプロット)に点綴したのが図6である。回分遠心濾過過程は、変圧変速濾過過程であるのでRuthプロットは直線とはならないが、2期間の境界、すなわち全固体分が沈積し以後透過となる点③を定めることができる。酵母-水スラリーについての測定結果を図7に示した。この場合、時間 θ

Fig. 5 Relation between volume of filtrate and filtration time (Limestone, Coal).

Fig. 6 Ruth's plot, $d\theta/dv$ vs. v .

= 165 秒においてスラリーの沈降界面半径 r_s が堆積層半径 r_c に一致し、以後遠心透過が進行することがわかる。清澄液表面半径 r_l 、沈降界面半径 r_s および固体堆積層半径 r_c の実験結果は、理論計算結果とも良い一致を示した。本実験で用いた3種類の試料は、いずれも安定な均質濃厚スラリーであるため、実験の精度・再現性はともに良好であった。しかしながら、凝集ブロックの希薄スラリーの場合のようにせん断力などによってこわれやすい固体を含む場合には、遠心機へのスラリー供給時にブロックの破壊が起こることも考えられるので、このような系について実験を行う場合には十分な実験精度や再現性が得られるよう注意・工夫が必要である。

4・2 遠心濾過および透過堆積層内の圧力分布

堆積層内の圧力分布は、堆積層表面より内側に存在するスラリー層と清澄液層とによって定まる。図8は、回分遠心濾過過程およびそれに続く遠心透過過程の進行に伴う堆積層内の液圧ならびに圧縮圧力分布の理論計算結果である。濾過期間図8(a)において、液圧 p_L は堆積層表面 p_{Lc} から濾材面 p_1 まで液圧降下式(7)式に基づいて減少するが、固体圧縮圧力 p_s は堆積層表面における0から(5)式に従って増加し、濾材面において最大値 $p_{s,max}$ となる。また、濾過の進行に伴ってバスケット内の液量が減少するため、堆積層内任意の位置における液圧 p_L は図中の濾過経過①→②→③のように次第に小となるが、圧縮圧力 p_s は固体堆積量の増加に

Fig. 7 Comparison of experimental and predicted results of the surface of liquid r_l , slurry r_s and cake r_c .

Fig. 8 Pressure distributions in a cake, (a) filtration period (①→②→③), (b) permeation period (④→⑤).

よって次第に増大する。回分遠心透過期間図 8 (b)においては、スラリー中の全固体粒子が堆積を終えているので、堆積層表面半径 r_e は変化しないが、堆積層面より内側の清澄液層が次第に減少するため p_L および p_s ともに図中の透過経過④→⑤のように減少する。理論計算においては、前述したように堆積層の透過特性の圧縮圧力による変化が不可逆的であると仮定した計算が妥当であった。清澄液層が消失した時点で透過が終了し、以後堆積層内の間隙水が遠心力によって流出する遠心脱水過程¹⁶⁾に移行する。

4・3 遠心透過および遠心透過比抵抗

図 9 (a) は回分遠心過程における平均透過比抵抗 α_{av} および平均透過比抵抗 α_p の実測値と理論計算値を、透過 (A-B 間) および透過 (B-C 間) の進行に伴って変化する透過圧力 Δp_c および透過圧力 $\Delta p_c'$ に対して示したものである。透過・透過期間を通じて実測値と理論推定値はよく一致した。遠心透過期間 (A-B 間) については、平均透過比抵抗 α_{av} を透過圧力 Δp_c の関数として解析することは適当でなく、次式

$$\bar{p}_s = \int_0^1 p_s \cdot d\xi \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\xi \equiv \frac{(r_0^2 - r^2)}{(r_0^2 - r_e^2)} \quad \dots\dots\dots (18)$$

で定義される平均圧縮圧力 $\bar{p}_s$ を用いるのが妥当であるとしてきた⁴⁾¹⁷⁾。透過期間についても、同様の検討が必要であることが明らかである。図 9 (b) に A-B 間の透過比抵抗 α_{av} および B-C 間の透過比抵抗 α_p を平均圧縮圧力 $\bar{p}_s$ に対して示した。透過および透過の比抵抗が圧力 (平均圧縮圧力) の関数として一義的に示され得ることがわかる。

図 10 (a) は、定圧遠心透過実験並びに定圧透過実験における透過比抵抗 α_p と透過圧力 $\Delta p_c'$ との関係を表した図である。図中の点 ①, ②, ③ は定圧遠心透過実験の内、透過液面半径 r_l が等しく (透過圧力 $\Delta p_c'$ が等しく) 固体堆積層半径 r_e (堆積層の厚さ L) が異なる場合の実験結果である。透過圧力 $\Delta p_c'$ が等しいにもかかわらず、 α_p の実測値にはかなりの相違 (① $\alpha_p = 1.68 \times 10^{11}$, ② 1.84×10^{11} , ③ 2.03×10^{11} m/kg) が生じている。従来、堆積層の平均透過比抵抗は透過圧力の関数であるとされ、この実験例のように透過圧力が等しい場合には堆積層の平均透過比抵抗もまた等しいと考えられてきたが、図に示した通り遠心過程の場合には堆積層の厚さによって平均比抵抗が異なる結果となった。

この場合の理論計算結果から、遠心透過堆積層内の圧力分布を図 11 (a) に示した。透過液面半径 r_l が同一であるので、遠心力場

において示す液体の圧力 $\Delta p_c' (= \Delta p - p_1)$ は等しいが、堆積層厚さの相違ゆえに、濾材表面の圧縮圧力 $p_{s, \max}$ が異なる。また、堆積層表面の液圧 p_{Lc} が異なり、層内の流動に基づく液圧降下 $\Delta p_L (= p_{Lc} - p_1)$ も異なる結果となる。図 11 (a) に示した p_s および p_L 分布を、堆積層の無次元厚さ ξ に対して図 11 (b) に示した。堆積層が圧縮性で厚さが異なる場合には、堆積層表面 ($p_s = 0$) と濾材表面 ($p_s = p_{s, \max}$) との間の圧縮圧力 p_s の分布は無次元堆積層厚さ ξ に対して同一でなく、この圧縮圧力分布の相違が、透過圧力が等しいにもかかわらず図 10 (a) に見られる平均透過比抵抗 α_p の相違を生じさせる結果となることが明らかである。

そこで、(17) 式で定義される平均圧縮圧力 $\bar{p}_s$ を用いて実験結果を再整理し、その結果を図 10 (b) に示した。①, ②, ③ の実験結果は圧縮圧力分布の相違を考慮したそれぞれの平均圧縮圧力の位置に移動しており、さらに、定圧透過実験の透過比抵抗も含めて平均透過比抵抗 α_p が圧力 ($\bar{p}_s$) の関数として良く表されていることがわかる。小型遠心機を用いたパイロット実験結果の整理やそれを

Fig. 10 Experimental and predicted results of α_p ; for $\Delta p_c'$ (a) and for $\bar{p}_s$ (b).

Fig. 9 Experimental and predicted results of α_{av} , α_p ; for Δp_c or $\Delta p_c'$ (a) and for $\bar{p}_s$ (b).

Fig. 11 Pressure distributions in a centrifugal permeation cake.

Fig. 12 Experimental and predicted results; (a) α_{av} for $\bar{p}_s$, (b) α_{av} and α_p for $\bar{p}_s$.

用いて装置のスケールアップ計算を行うなどの場合において、装置の大きさや堆積層厚さの影響が含まれていない正確な平均比抵抗値を求めたを与えるために、圧力変数として平均圧縮圧力 $\bar{p}_s$ を用いるのが有効であることがわかる。

図12(a)は遠心ろ過および同一のスラリーを用いて実施した定圧ろ過実験結果の平均ろ過比抵抗 α_{av} を平均圧縮圧力 $\bar{p}_s$ に対してプロットした結果である。ろ過形式の異なる場合のろ過比抵抗も平均圧縮圧力 $\bar{p}_s$ を用いれば、ろ過比抵抗を圧力の関数として一義的に表しうる⁴⁾¹⁷⁾。また、図12(b)は、図12(a)のろ過実験結果に図9および図10の遠心透過比抵抗および定圧透過比抵抗の実験結果も加えて、本実験で行った全てのろ過・透過実験の比抵抗値を平均圧縮圧力に対してプロットした結果である。比抵抗の実測値は、ろ過および透過の形式にかかわらず平均圧縮圧力の関数として表すことができ、また、理論計算値とも良い一致を示した。

5. 結 論

1) 圧縮性固体堆積層の遠心透過過程を理論的に解析し、遠心透過の諸基礎式を示した。また、解析結果に基づいて、遠心透過過程を理論的に計算する方法を提案した。

2) 圧縮透過実験結果に基づく理論推算結果は、石灰石-水、石灰-水および酵母-水の3種類のスラリーを用いた実験結果と良い一致を示し、本報の理論と計算法の妥当性が確かめられた。

3) 遠心透過比抵抗は透過圧力のみ関数とはならず、生成固体堆積層厚さによっても相違を生ずるので、パイロット実験結果を用いたスケールアップ等においては、十分な注意が必要である。例えば、平均圧縮圧力を用いた検討が有効である。

4) 一般に、固体堆積層の平均ろ過・透過比抵抗は推進力となる液体圧力の関数として整理し考察されているが、遠心ろ過・透過過程では適当でない。異なった形式のろ過および透過過程間の相関には、本報で提案した平均圧縮圧力が有益な指針を与えるものである。

主 な 記 号

A_0	: 濾材面における遠心透過面積	$= 2\pi r_0 h$	[m ²]
C	: 固体粒子の体積濃度		[-]
g	: 重力加速度		[m/s ²]
h	: 遠心機側面高さ		[m]
m	: 固体堆積層の湿乾質量比		[-]
p_L	: 堆積層内の位置 r における液圧		[Pa]

p_{Le}	: 堆積層表面における液圧		[Pa]
p_s	: 堆積層内の位置 r におけるケーキ圧縮圧力		[Pa]
$\bar{p}_s$	: $\equiv \int_0^1 p_s \cdot d\xi$ = ケーキ平均圧縮圧力		[Pa]
p_T	: 堆積層内の全圧	$= p_L + p_s$	[Pa]
Δp_c	: 固体堆積層をよぎる圧力損失		[Pa]
$\Delta p_c'$	: 遠心透過圧力		[Pa]
r_0	: 濾材表面半径		[m]
R_m	: 濾材抵抗		[1/m]
s	: 固体粒子の質量濃度		[-]
u_r	: 固体粒子と液体の見かけ相対速度		[m/s]
u_s	: 遠心ろ過器内における界面沈降速度		[m/s]
u_g	: 重力場における沈降速度		[m/s]
u_0	: 濾液の見かけ流速		[m/s]
u_0'	: 遠心透過速度		[m/s]
V	: 全濾液量		[m ³]
W	: 全固体堆積質量		[kg]
α	: ケーキ内の位置 r における部分ろ過比抵抗		[m/kg]
α_{av}	: ケーキの平均ろ過比抵抗		[m/kg]
α_p	: ケーキの遠心透過比抵抗		[m/kg]
ε	: ケーキ内の位置 r における部分空隙率		[-]
ε_{av}	: ケーキ全体についての平均空隙率		[-]
$\varepsilon_{av,r}$	: 濾材表面から半径 r までの平均空隙率		[-]
θ	: ろ過・透過時間		[s]
μ	: 濾液の粘度		[Pa · s]
ξ	: $\equiv (r_0^2 - r^2) / (r_0^2 - r_c^2)$ = 無次元長さ		[-]
ρ	: 液体の密度		[kg/m ³]
ρ_p	: 固体粒子の真密度		[kg/m ³]
ρ_{sl}	: スラリーの密度		[kg/m ³]
σ_g	: 幾何標準偏差		[-]
ω	: 回転の角速度		[rad/s]

参 考 文 献

- Grace, H. P. ; Chem. Eng. Progr., **49**, 303, 367, 427(1953)
- 大山義年・澄川昌三; 化学工学, **18**, 593 (1954)
- Valleroy, V. V. and J. O. Maloney ; AIChE J., **6**, 382 (1960)
- Sambuichi, M., H. Nakakura, K. Osasa and F. M. Tiller ; AIChE J., **33**, 109 (1987)
- Kamac, H. J. ; Anal. Chem., **23**, 844 (1951)
- 白戸紋平・新垣 勉; 化学工学, **33**, 205 (1969)
- Shirato, M. and Kobayashi, K.; Mem. Fac. Eng., Nagoya Univ., **19**, 280 (1967)
- Rushton, A. and M. Spear ; Filtration & Separation, **12**, 254 (1975)
- 三分一政男・中倉英雄・大佐々邦久; 日本鉱業会誌, **103**, 109 (1987)
- 三分一政男・大槻久美子・藤尾雄策・上田誠之助; 発酵工学雑誌, **49**, 880 (1971)
- Shirato, M., Aragaki, T. and Iritani, E.; J. Chem. Eng. Japan, **13**, 61 (1980)
- 三分一政男・中倉英雄・大佐々邦久; 山口大学工学部研究報告, **33**, 65 (1982)
- Tiller, F. M., S. Haynes and W. Lu ; AIChE J., **18**, 13 (1972)
- 三分一政男・吉屋達夫・中倉英雄・大佐々邦久; 化学工学協会北九州大会, B-09 (1981)
- Shirato, M., Kato, H., Kobayashi, K. and Sakazaki, H. ; J. Chem. Eng. Japan, **3**, 98 (1970)
- 村瀬敏朗・中倉英雄・森 英利・白戸紋平; 化学工学論文集, **11**, 77 (1985)
- Sambuichi, M., Nakakura, H. and Osasa, K.; J. Chem. Eng. Japan, **21**, 418 (1988)