繊維充填層によるエアロゾルの透過*

—全 Re 数領域における捕集効率について—

吉岡直哉**・江見 準**
松村秀樹***・安並正雄**

京都大学工学部 化学工学科**

緒 言

繊維充填層によるエアロゾル粒子の捕集機構を解析するさい、充填層を構成する独立した一本の繊維により捕集されるとした、いわゆる単一円筒モデルにより効率を論ずるのが最も一般性がある。円筒により粒子が捕集される場合のおもな機構として慣性、拡散、さえぎりの三種が挙げられ、すべての操作条件において、これら三つを考慮した効率線図が実際の現象を最もよく表わしているものと考えることができる。

筆者らは既報¹²⁾で、円筒まわりの流れが粘性流 ($0 < Re \leq 1$) における慣性さえぎり効率を計算したが、慣性支配領域での繊維径基準 Re 数は、繊維径が大きくなると $Re > 1$ となることがしばしば起りうるので、既報の線図だけでは不十分である。したがって本報では Re 数の全範囲にわたる慣性さえぎり効率を求めるため、既報の粘性流における線図、Davies²⁾ の $Re=10$ における線図、さらにはポテンシャル流の線図^{2,13)} を利用して、内挿法により慣性領域でのすべての操作条件に適用できるような近似理論線図を作成し、実験データと比較した。さらに、粒径、線速度ともに小さいときに支配的となる拡散領域についてもデータを集積し、拡散から慣性に至る全操作範囲にわたる初期捕集効率を推定する方法を見出したので以下に報告する。

1. 慣性さえぎり効率 (η_{TI}) 理論線図

単一円筒に対する粒子軌跡の計算方法については、これまでに詳しく報告¹²⁾したので、ここでは要点のみを記す。一般に慣性さえぎり効率 η_{TI} は

* <Filtration of Aerosols through the Fibrous Packed Bed—On the Collection Efficiency over the Whole Range of Reynolds Number—>
Received on June 28, 1968

昭和42年11月化学工学協会第6回総合シンポジウム (於愛知県産業貿易館) にて講演発表

** Naoya Yoshioka, Hitoshi Emi and Masao Yasunami (Dept. of Chem. Eng., Kyoto Univ., Kyoto, Japan)

*** Hideki Matsumura (電気化学工業 (株) Denki Kagaku Industry Co., Niigata, Japan)

$$\eta_{TI} = f(Re, \Psi, R) \quad (1)$$

のごとく、三つのパラメータで一義的に定まる。一方、粒子の軌跡を求める基礎微分方程式は、無次元直交座標で表わすと次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} 2\Psi(d^2\bar{x}/d\bar{t}^2) + (d\bar{x}/d\bar{t}) - \bar{v}_x &= 0 \\ 2\Psi(d^2\bar{y}/d\bar{t}^2) + (d\bar{y}/d\bar{t}) - \bar{v}_y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Eq.(2) の $\bar{v}_x$, $\bar{v}_y$ に各種 Re 領域での円筒まわりの速度分布式を代入して解けば粒子の軌跡が求まり、結局、Eq.(1) の関係を得ることができる。ここで速度分布式は、ポテンシャル流の場合 ($Re = \infty$),

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_x &= 1 + (\bar{y}^2 - \bar{x}^2)/(\bar{x}^2 + \bar{y}^2)^2 \\ \bar{v}_y &= -2\bar{x}\bar{y}/(\bar{x}^2 + \bar{y}^2)^2 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

粘性流の場合 ($0 < Re \leq 1$),

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_x &= \frac{1}{2(2 - \ln Re)} \left[\left(1 - \frac{1}{\bar{x}^2 + \bar{y}^2} \right) \left(\frac{\bar{y}^2 - \bar{x}^2}{\bar{x}^2 + \bar{y}^2} \right) + \ln(\bar{x}^2 + \bar{y}^2) \right] \\ \bar{v}_y &= \frac{1}{2(2 - \ln Re)} \left[-2 \left(1 - \frac{1}{\bar{x}^2 + \bar{y}^2} \right) \frac{\bar{x}\bar{y}}{\bar{x}^2 + \bar{y}^2} \right] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

で与えられる。したがって Eq.(2), (3) よりポテンシャル流の効率を、Eq.(2), (4) より粘性流の効率を求めることができる。一方、中間的な Re 領域 ($Re > 1$) では $Re=10$ につき Davies²⁾ が独自の速度分布を数値的に求め、衝突効率を計算している。

以上に挙げたこれまでの計算結果を慣性パラメータの平方根に対して示したのが Fig. 1 である。同図は、粒子を質点とみなした場合、すなわち慣性のみによる効率

Fig. 1 Inertial impact efficiency ($\zeta=0$)

(η_T)であるが、さえぎりを考慮した場合(η_{TI})についても種々の R に対して同様な傾向の曲線が得られる。従来、慣性領域における効率はおもに、 Ψ と R により変化すると考えられ、 Re の影響は軽視され勝ちであったが、Fig. 1からも明らかなように、 $Re < 10$ で Re の影響が特に著しい。しかしながらこの領域では円筒まわりの流れが複雑で、直接計算で求めることは容易でない。それゆえ、ここでは大胆な近似ではあるが、任意の Re における効率を予測するため、 $Re = 0.2, 0.5, 0.7, 1.0, 10$ におけるこれまでの計算結果および $Re = 1000$ においてポテンシャル流の計算値を採用し、Fig. 2に示すような近似理論線図を描いた。本図では $R = 0.06$ を代表例として挙げたが、その他のいかなる R, Ψ 値に対して

も、粘性流における計算線の延長は、対応する $Re = 10, 1000$ の点と比較的無理なく結ぶことができる*。なお、線図作成に当っては、 η_{TI} vs. Ψ 、 η_{TI} vs. R 曲線をも描いてみて、最も妥当な曲線となるよう数回の試行をおこなった。以上のような方法で作成された近似理論線図のうち、 $1 < Re < 10$ の範囲での η_{TI} vs. Ψ 線図は一括してFig. 3に示した**。

2. 実験方法および実験条件

供試エアロゾルは、LaMer-Sinclair 型均一粒子発生装置より発生させた粒径 1μ 前後のステアリン酸粒子である。これを清浄空気で約150倍に希釈し、粒子濃度 10 mg/m^3 程度にしてガラス繊維充填層に送入し、汙過分離した。このさい、層前後に側管を設けることにより、濃度を一定に保ちつつ、拡散域から慣性域に至るまで広く速度を変化できるようにした。層入口、出口粒子濃度は自製の光散乱式粉塵濃度測定装置¹⁴⁾により測定し、また粒径測定には、OWLの装置および光学顕微鏡法を併用した。

おもな実験条件はまとめてTableに示す。

3. 実験結果および理論との比較検討

3.1 単一繊維実験効率

単一繊維実験効率 η_e は充填層内で対数透過則が成り立つとすれば次式により求めることができる。

Fig. 2 Approximate inertia-interception efficiency ($R = 0.06$)

Fig. 3 Approximate inertia-interception efficiencies at various Reynolds numbers

* 粘性流の線図を延長すると、外挿により $Re = 4$ 近辺まではほぼ正確な曲線が得られるが、5以上になると、 $Re = 10$ の計算値を頼りに曲線の傾向を想像して引いているので精度が悪くなる。 $Re > 10$

では曲線の勾配がゆるやかになるから、 $Re = 10, 1000$ 間を内挿しても大した誤差は生じないものと思われる。

** $Re < 1$ における同様な線図は前報¹²⁾に掲載されている。

Table Experimental conditions

Kind of aerosol	Stearic acid ($\rho_p=0.941 \text{ g/cm}^3$)
Particle diameter	$d_p=0.73\sim 1.4 \mu$
Concentration of aerosol	$C_i=5\sim 15 \text{ mg/m}^3$
Kind of filter	Glass fiber mat ($\rho_f=2.56 \text{ g/cm}^3$)
Fiber diameter	$d_f=10.8, 18.1, 45.7 \mu$
Thickness of filter	$L=0.75, 1.08, 3.02 \text{ cm}$
Cross sectional area	$A=19.6 \text{ cm}^2$
Porosity of filter	$\epsilon=0.94\sim 0.98$
Linear velocity in filter	$v_0=0.307\sim 523 \text{ cm/sec}$
Reynolds number	$Re=0.00293\sim 11.8$
Inertial parameter	$\Psi=0.000347\sim 1.61$
Diffusion parameter	$D_{\max}=5.42 \times 10^{-4}$
Interception parameter	$R=0.016\sim 0.130$

$$\eta_e = -\frac{\pi \epsilon d_f}{4(1-\epsilon)L} \ln \frac{C_e}{C_i} \quad (5)$$

ここで η_e は充填層の空隙率 ϵ における効率であるから隣接繊維による干渉効果を考慮した値とみなせる。したがって、孤立円筒をモデルとした理論効率と比較すべき実験効率は、 η_e において充填率 $(1-\epsilon) \rightarrow 0$ としたときの効率 η_0 でなければならない。 η_0 は一般に

$$\eta_0 = \eta_e / \{1 + k(1-\epsilon)\} \quad (6)$$

により求められる。 k の値は研究者によりまちまちであるが、代表的なものとしては、Chen¹⁾ の $k=4.5$ 、木村井伊谷⁶⁾ の $k=10 Re^{1/3}$ が挙げられる。

3・2 エアロゾル条件一定の下での理論効率線図

(慣性領域)

近似理論線図 Fig. 2, 3 は Re , Ψ , R のうち二つのパラメータを一定として描かれているため、二つ以上のパラメータが同時に変化する実験データと直接比較するにはいささか不便である。たとえば、線速度 v_0 をかえて実験をおこなうと Ψ , Re が、粒径 d_p をかえると Ψ , R が、また繊維径 d_f をかえると Re , Ψ , R すべてが同時に変化する。それゆえ、実験効率はこれら変化する諸因子すべてに影響される値であると考えられ、明らかに Fig. 2, 3 とは異なる傾向を示すはずである。

そこでいま、エアロゾル条件を一定とすると、つぎのような方法で二変数のみにより効率を表示することが可能となる。すなわち、

$$\Psi = \frac{C \rho_p d_p^2 v_0}{18 \mu d_f} = \left(\frac{C}{18} \right) \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right) \left(\frac{\rho_f v_0 d_f}{\mu} \right) \left(\frac{d_p}{d_f} \right)^2 = K Re R^2 \quad (7)$$

のように変形すると、 $K=(C/18)(\rho_p/\rho_f)$ は粒子および媒体の条件が決まると一定値をとるから、Eq.(7) より Re , Ψ , R のうちの一つを消去することができる。本実験のように、慣性領域で、おもに v_0 , d_f を変化した実験では、現象を正しく説明するには、 Ψ と R で表わすのが適当と考えられるから、Eq.(7) より Re を消去すると、Eq.(1) は次式のごとくなる。

$$\eta_{TI} = f(\Psi/KR^2, \Psi, R) = f(\Psi, R) \quad (8)$$

Eq.(8) の関係を求めるには、まず Ψ と R を決めると

Fig. 4 Approximate inertia-interception efficiency under the constant aerosol conditions obtained from Fig. 2 or Fig. 3

$Re = \Psi / KR^2$ より Re が計算されるから、これら Re , Ψ , R より Fig. 2 または Fig. 3 を使って η_{TI} を求め、これを Ψ に対し R をパラメータとして描けばよい。このようにして得られた曲線を Fig. 4 に示す。同図ではエアロゾルとしてステアリン酸粒子 ($d_p \approx 1 \mu$)—空気 (20°C , 1 atm) 系を採用したので、 $C=1.1$, $\rho_p=941 [\text{kg/m}^3]$, $\rho_f=1.21 [\text{kg/m}^3]$ より $K=47.5$ となる。 K の値が異なると、左右にはほぼ平行移動した同様な曲線が得られるが、エアロゾル粒子の多くが粒径 1μ 前後、比重 1 程度のものであることを考えると、 K は 50 前後で多くのエアロゾルに対してはほぼ一定とみなすことができる。したがって Fig. 4 は粒子の比重が 1 から大きく偏移しない限り、多くの系に対して適用できると考えて差しつかえない。

さて、Fig. 4 を見ると、 $R=\text{const.}$ なる任意の二つの曲線は、 Ψ の全範囲で互に二度交叉していることがわかる。特に、 Ψ の中間的領域で R が大きいほど効率が小さいという従来の考え方とは一見矛盾する結果となっているのは注目に値する。このような結果が得られた理由はつぎのように説明づけることができる。

まず、パラメータ Re , Ψ , R は、それぞれが効率上昇に寄与することは、他の二つのパラメータを一定として描かれた Fig. 2, 3 より明白である。ところが、Fig. 4 では Re , Ψ , R の間に Eq.(7) のような関係があるから、ある特定の Ψ に対し、たとえばもし R を小さくすれば、この分だけ効率は減少するが、 Re は R^2 に逆比例して大きくなるので、効率は上昇する。結局、Fig. 4 で R が小さいほど効率が大きくなるのは、 Re による効率上昇が R による効率減少を上まわるためとみなすこと

Fig. 5 Experimental efficiency in the inertia predominant region

ができる。

このように、 Re の影響が R のそれを上まわる現象は、慣性効果が支配するほぼ全領域でみられるが、 Ψ の大小両極端のあたりでは逆に R が Re よりもより効率に影響する。すなわち、 Ψ が小さくなると Eq.(7) より Re も小さくなるから、流れは粘性流に近づき、慣性効果もほとんどなく、次式で示される Langmuir⁸⁾ のさえぎり効率 η_I (図の破線) に漸近する。

$$\eta_I = \frac{1}{2(2 - \ln Re)} \left[2(1 + R) \ln(1 + R) - (1 + R) + \frac{1}{1 + R} \right] \quad (9)$$

$$\approx 1.25 R^{1.82} / 2(2 - \ln Re) \quad (9)$$

一方、 Ψ が大きくなり、10 近辺になると Re が効率にほとんど影響しなくなり、 $\Psi = \infty$ における効率

$$(\eta_{II})_{\Psi=\infty} = 1 + R \quad (10)$$

に漸近する (Fig. 2 参照)。Eq.(9), (10) は、いずれも R が効率に影響する支配的因子であることを示しており、したがって Fig. 4 の Ψ の両極端では R とともに効率が上昇することになる。

3.3 実験結果および理論との比較

Fig. 5 は慣性支配域につき、層内線速度 v_0 を変化させたときの実験結果である。

3.1 で述べたように、理論と比較すべき実験効率 η_0 を求めるためには、Eq.(6) における k を知らねばならない。しかしながら、 k の値はこれまで、研究者によりまちまちであり、どれを採用すべきが明らかでない。そこで筆者らは過去の文献値を追試する意味で実験をおこ

Fig. 6 Experimental efficiency over the whole velocity range

なったが、結果はそれらを立証するには至らなかった*。すなわち、実験によると、拡散からさえぎりに至る低速度領域では、繊維干渉効果の影響はほとんど現われなかったが、速度の大きい慣性支配域では k は 3~20 にわたり変化した。本実験では、データのばらつきも大きく、しかも操作条件によりはっきりした傾向をつかみ得なかったため、ここでは、慣性支配域に対してはデータの平均値 $k=12.5^*$ により η_e を補正し、またそれ以外の領域では、干渉効果はほとんどないとして η_e をそのまま η_0 とした。以下の各図に示す η_0 はすべてこのようにして求められたものである**。

図より明らかなごとく、慣性が有効に働く領域では R が大きいほど効率が低く、慣性の影響がなくなるところではその傾向が逆転しており、このことは先に述べた理論の予測と合致することを示している。

Fig. 6, Fig. 7 は拡散領域をも含めた全速度範囲につき、実験結果を理論線と比較した図である。右上がりの部分は慣性支配域、右下がりの部分は拡散支配とみなされる領域である。Fig. 6 では拡散理論効率のこれまで提案された代表的なものを示したが、それらは互に比較的良好に一致している。しかしながら、これら理論効率は実験値と比べてかなり低いので現象を正しく説明しているとは言い難い。Friedlander¹⁾ は、このような理論と実験のギャップを埋めるため、過去の研究者の実験データか

* 慣性支配域における $k=12.5$ は明らかに Chen の $k=4.5$ より大きい。一方木村らの式 $k=10 Re^{1/3}$ と比較すると、 k の絶対値および速度を変化させた場合の傾向はほぼ一致するようであるが、繊維径 d_f については明確な相関が得られなかった。

** 繊維充填層は一般に空隙率が大きいので、 k の値として他の研究者の値を採用しても換算された η_0 の値はあまりかわらない。たとえば、 $k=12.5$ 、 $1-\epsilon=0.02$ として補正された Fig. 5 中のデータ $\eta_0=1.50 \times 10^{-2}$ は、これを $k=4.5$ 、 $10 Re^{1/3}$ により補正しなおせば $\eta_0=1.72 \times 10^{-2}$ 、 1.57×10^{-2} となる。この程度の差異は、実験値のばらつきを考慮すると、大して問題にならないものと思われる。

Fig. 7 Experimental efficiency over the whole velocity range

らつぎのような半実験式を与えた。

$$\eta_{DI} = 6Re^{1/6}D^{2/3} + 3Re^{1/2}R^2 = \eta_D + \eta_I \quad (11)$$

Eq.(11) は拡散領域における効率が、拡散のみによる効率(右辺第1項)とさえぎりのみによる効率(第2項)の和で表わされることを意味している。第1項, 第2項およびそれらの和をそれぞれ $\eta_D[F]$, $\eta_I[F]$, $\eta_{DI}[F]$ として図中に示した。一方, 慣性領域における線図には前述の η_{TI} を採用した。 η_{TI} は慣性効果が消失するところで Langmuir の式 Eq.(9) と一致するから, これを $\eta_I[L]$ として図示した。

さて, 全操作範囲での効率線図 η_{TID} の作成方法として次の4通りの組み合わせ, (i) $\eta_T + \eta_I + \eta_D$, (ii) $\eta_{TI} + \eta_D$, (iii) $\eta_T + \eta_{DI}$, (iv) $\eta_{TI} + \eta_{DI}$ があるが, さえぎりは本来, 慣性または拡散に付随して生ずるものであるから, (i) のように η_I だけを独立させるという考えには無理がある。また (iii) については, 粒径が小さいときに支配的となる拡散領域では, さえぎりの効果はそれほど重要とならないこと, しかも慣性領域にさえぎりを考慮しないのは不合理である, などの理由により適当でない。さらに (iv) については, 慣性と拡散でさえぎりの作用の仕方が全然別個なものと考え, 最も妥当な表示法のように思えるが, これまで提案された諸式からは, 慣性および拡散効果がないとき, さえぎり効率が2倍に見積もられるという欠点がある。

以上の理由により, ここでは (ii) の表示法, すなわち

$$\eta_{TID} = \eta_{TI} + \eta_D \quad (12)$$

により, 全範囲での効率を表示できると考えた。ここで η_D として Eq.(11) の第1項

$$\eta_D = 6Re^{1/6}D^{2/3} \quad (13)$$

を採用すると Eq.(12) より η_{TID} 曲線 (Fig. 6, 7 の太実

Fig. 8 Comparison of experimental efficiencies with the theoretical

線) が得られる。なお, 第2項の $\eta_I[F]$ は実験値と傾向も値も一致しないこと, $\eta_I[L]$ と本質的に同じメカニズムであるとの理由から考慮されていない。

かくのごとき η_{TID} 曲線は, 半実験式 Eq.(13) を使用しているところに難点があるが, 拡散純理論効率が実験よりはるかに低く, 実用に供し得ない段階では止むを得ないことと思われる。

最後に, Fig. 8 に本実験データのほとんどすべて, および他研究者の実験値の一部を η_{TID} と比較図示した。ばらつきが大きい, 理論値の2倍以内にほぼすべての実験値が包含される。

結 論

これまで定量化の遅れている慣性領域につき, Re 数全領域での慣性さえぎり効率 η_{TI} 線図を作成し実験データを集積した。その結果, “ R が小さいほど効率が高い” という従来の理論からは説明のつかない現象が, Re を考慮した効率線図を作成することにより解明できた。

さらに, 拡散領域をも含めた全操作範囲についていえば, 現段階では Friedlander の半実験式の拡散項 η_D と前述の η_{TI} とを加え合わせた効率 η_{TID} が現象を最もよく説明しているものと思われる。

・[付 記] 本実験に使用したガラス繊維は, 日本硝子繊維株式会社より提供されたものである。同社に対し, 紙面をかりて謹んで謝意を表します。

Nomenclature

C	= Cunningham's correction factor	[—]	$\bar{v}_x, \bar{v}_y$	= dimensionless velocity component of fluid = $v_x/v_0, v_y/v_0$	[—]
C_i, C_e	= filter inlet and outlet concentration of aerosol	[mg/m ³]	ϵ	= porosity of filter	[—]
D	= diffusion parameter = $D_{BM}/v_0 d_f = 1/P_e$	[—]	κ	= Boltzmann's constant = 1.38×10^{-16}	[erg/°K]
D_{BM}	= diffusion coefficient = $C\kappa T/3\pi\mu d_p$	[cm ² /sec]	η	= collection efficiency of a fiber	[—]
d_f, d_p	= diameters of fiber and particle	[cm][μ]	η_0, η_e	= experimental collection efficiencies of an isolated fiber, and of a fiber in a filter with porosity ϵ	[—]
E	= overall filter collection efficiency	[—]	$\eta_I, \eta_{TI}, \eta_{DI}$	= collection efficiencies of a fiber by inertia only, by inertia-interception and by interception only	[—]
K	= coefficient in Eq.(7) = $(C/18)(\rho_p/\rho_f)$	[—]	η_D, η_{DI}	= collection efficiencies of a fiber by diffusion only and by diffusion-interception	[—]
k	= coefficient in Eq.(6)	[—]	η_{TID}	= collection efficiency of a fiber by inertia, interception and diffusion	[—]
L	= thickness of filter	[cm]	μ	= viscosity of fluid	[g/cm·sec]
R	= interception parameter = d_p/d_f	[—]	ρ_f, ρ_p	= density of fluid and particle	[g/cm ³]
Re	= Reynolds number = $\rho_f d_f v_0/\mu$	[—]	Ψ	= inertial parameter = $C\rho_p d_p^2 v_0/18\mu d_f$	[—]
T	= absolute temperature	[°K]			
$\bar{t}$	= dimensionless time = $2v_0 t/d_f$	[—]			
v_0	= unidirectional velocity of the fluid far upstream of cylinder, or average velocity in fibrous filter	[cm/sec]			

Literature cited

- Chen, C. Y.: *Chem. Revs.*, **55**, 595 (1955)
- Davies, C. N. and Peets, C. V.: *Proc. Roy. Soc.*, **A234**, 269 (1956)
- Friedlander, S. K.: *A. I. Ch. E. Journal*, **3**, 43 (1957)
- Friedlander, S. K.: *Ind. Eng. Chem.*, **50**, 1161 (1958)
- Johnstone, H. F. and Roberts, M. H.: *ibid.*, **41**, 2417 (1949)
- Kimura, N. and Iino, K.: *Kagaku Kōgaku (Chem. Eng., Japan)*, **29**, 574 (1965)
- Langmuir, I.: *OSRD Report*, No. 865, 59 (1942)
- Langmuir, I.: *ibid.*, **44** (1942)
- Pich, J.: *Staub*, **25**, 186 (1965)
- Thomas, D. G. and Lapple, C. E.: *A. I. Ch. E. Journal*, **7**, 203 (1961)
- Wong, J. B., Ranz, W. E. and Johnstone, H. F.: *J. Appl. Phys.*, **27**, 161 (1956)
- Yoshioka, N., Emi, H. and Fukushima, M.: *Kagaku Kōgaku (Chem. Eng., Japan)*, **31**, 157 (1967)
- Yoshioka, N., Emi, H. and Sone, H.: *ibid.*, **31**, 1011 (1967)
- Yoshioka, N., Emi, H., Hattori, M. and Tamori, I.: *ibid.*, **32**, 815 (1968)

リサイクルを伴う断熱管型反応器の安定性*

松山久義**・西村 肇**
宮内照勝**

東京大学工学部 化学工学科

緒 言

分布定数系の安定性問題は、管型反応器、単一触媒粒子、充填層について研究され、攪拌槽の安定性を論ずる

場合には、完全混合を仮定していた。しかし、大きな槽では完全混合は仮定できず、内部に Circulation があると考えられる^{3,5)}。この場合、Recycle を伴う管型反応器のモデルで表わすことが多い。

逆混合がない管型反応器については、Wang と Perlmutter¹⁾ が位相面を用いて安定性を判定し、Reilly と Schmitz⁹⁾ は、Recycle を伴う場合について、偏微分方程式を差分化して、数値的に安定性を判別した。

* <Criteria for the Stability of an Adiabatic Tubular Reactor with Recycle>

Received on September 14, 1968

** Hisayoshi Matsuyama, Hajime Nishimura and Terukatsu Miyachi (Department of Chemical Engineering, University of Tokyo)

本 号 の 研 究 論 文 要 旨

液液平衡における相関関係と三成分液液平衡値の予知法 (中村昭一, 化学工学, 33, 349~352 (1969)) 三成分液液平衡値を直線で表示するための相関方法が Bachman らによって提案されてきた。それらの方法においては、ある相の中の一成分の組成を与えることによって他相の中の一成分の組成を予知することは可能であるが、その他の成分との関係が関連づけられていないのでこれらの相関方法のみによって全成分を予知することはできなく、測定によって他の成分との関係を求めるか、あるいは溶解度曲線との併用が必要であった。著者は

$$\log \frac{X_c}{Y_c} \text{ vs. } \log \frac{X_c}{1-X_c}$$

をもってプロットするとき、多くの液液平衡値が直線で表わされることを見出した。したがって著者の相関関係と Bachman らの相関関係を併用することにより、特に溶解度曲線との併用や、各相関法間における成分の関係を測定によって求めることなく、2組ないし数組の液液平衡値より全ての液液平衡値を容易に予知することができる。

アルコール類と水よりなる三成分系気液平衡について (越智健二・小島和夫, 化学工学, 33, 352~357 (1969)) アルコール類と水よりなる三成分系、メタノール~*n*-プロパノール~水系、メタノール~*n*-イソプロパノール~水系、エタノール~*n*-プロパノール~水系の 760 mmHg における気液平衡を測定した。実測値にもとづいて三成分系の *Q* 関数を検討し、三成分系の *Q* 関数が、理想系であるアルコール~アルコール二成分系を除いた二つのアルコール~水二成分系の *Q* 関数だけで表わされ、二成分系データだけから三成分系気液平衡が求められることを確かめた。

スプレーの粒径分布 (松本史朗・高島洋一, 化学工学, 33, 357~361 (1969)) スプレーノズル先端で形成される薄膜の微粒化過程をランダム・ウォークモデルから考察し、生成される液滴の粒径分布が対数正規分布となることを示した。さらに最大粒径を考え、反射壁のあるランダム・ウォークを用いて対数正規分布を補正すれば、実測値とよい一致を示すことが判った。平均粒径は、最大粒径と対数標準偏差とから容易に計算できる。

火災の安定限界—吹き消え— (城塚正・酒井清孝・又木登司, 化学工学, 33, 361~368 (1969)) 火災の安定性、特に吹き消えに対して現象論的考察を行ない、吹き消えの安定限界を理論的に求めて次式を得た。

$$K_M^* = - \frac{g_B \theta_0}{B u_0^2 \theta_m^{0.5}} = 1$$

そして $X < 1$ の場合活性粒子の拡散理論が、火災の安定限界の理論として成立することが分かった。また火災の安定限界に及ぼす予熱温度、圧力の影響についても考察した。

Fluid bed における循環流と反応への影響 (宮内照勝, 諸岡成治, 化学工学, 33, 369~376 (1969)) 79 mm 径の Fluid bed に軸方向温度勾配を与えた時の半径方向温度分布を測定し、濃厚相の循環流が存在し流動空気が同程度の速度を有することを検証した。更に下降濃厚相流中の気泡の存在が無視可能であることを考慮して 1 次不可逆反応時の反応収率計算を行い、実用可能な図表に整理した。気泡と濃厚相間物質移動係数はガスの反応吸収理論との相似性から八田数を導入し、物理的に健全に表示できることを明らかにした。

任意の反応次数に対する触媒層総括有効係数 (後藤繁雄・森田徳義, 化学工学, 33, 377~380 (1969)) 触媒粒子外表面の境界の影響が無視でき、触媒層は等温栓法のとときの触媒充填層に対する一般化 Thiele modulus を導入し、触媒層総括有効係数を考察した。その結果、この一般化 Thiele modulus を用いれば、1 次、球形のとときの触媒粒子の有効係数を与える式と同一形の式によって、任意次数の反応速度式および任意形状の触媒に対する触媒層総括有効係数の近似解が得られることがわかった。さらに、触媒層全体の観点から触媒粒子内の物質移動抵抗が無視できる判定基準を求めた。

繊維充填層によるエアロゾルの戸過 一全 *Re* 数領域における捕集効率について— (古岡直哉・江見準・松村秀樹・安並正雄, 化学工学, 33, 381~386 (1969)) 繊維層によるエアロゾル戸過の解析には、慣性、さえぎり、拡散の三機構を考慮せねばならぬ。従って単一繊維捕集効率は繊維まわりの *Re* 数 (*Re*)、慣性パラメータ (Ψ)、粒子繊維直径比 (*R*)、拡散パラメータ (*D*) の複雑な関数となる。前報で *Re* < 1 の範囲の慣性さえぎり効率 η_{TI} が Ψ と *R* の関数として求められた。この結果と *Re* = 10 の Davies のデータおよび *Re* > 1000 のポテンシャル流域の理論値を組み合わせ、全 *Re* 域に対する η_{TI} を *Re*, Ψ , *R* の関数として求める内挿図を描いた。この η_{TI} に拡散さえぎり効率に対する Friedlander の半実験式の拡散項 η_D を加えることにより、広範囲の操作条件における信頼できる単繊維効率の値が推定できる。

リサイクルを伴う断熱管型反応器の安定性 (松山久義・西村肇・宮内照勝, 33, 386~393 (1969)) Recycle を伴う断熱管型反応器の安定性を判定する方法を示した。Recycle がある場合には、安定性を判定する時に現われる固有値問題を自己随伴な形に変換できないため、固有値が実数であるという保証がなくなるが、第 1 固有値が常に実数であることを証明し、それが負であるための必要十分条件を求めることができた。その結果、撹拌槽型反応器の場合に類似した安定性判別の方法を求めることができた。

炭化水素の熱分解反応の動力学モデル (富永博夫, 大島栄次, 安孫子寿朗, 大野利治, 上原勝也, 功乃泰碩, 化学工学, 33, 393~399 (1969)) 水素存在下のパラフィン炭化水素の熱分解反応の動力学モデルを、パラフィンの 1 次分解と初期分解生成物の逐次反応から成るものとして、構成した。これらの反応は従来多くの研究者によって独立に研究されている。これらの反応の速度定数の文献値を僅かに修正することによって実測値を満足に説明するモデルが得られた。計算にはディジタル・コンピューターを用いた。このモデルの各種炭化水素の熱分解への適用性について論じた。