分散系の粘性(II)

高分子物質として扱われているものは、分子量最大のものでも 100 万台のもので、この高分子が直線に並んだとしてもせいぜい μ オーダーのものである。もちろん直線には並んでいないので、どんな大きな高分子を持って来ても、一つの分子のかたまりは何十 $\mu\mu$ といった位の径をしているようにおもえる。粉体はいちばん小さいコロイド・オーダーのものが、そのへんの大きさを持っているが、それより大は 1mm 近くまでぐらゐの範囲を扱っている。すなわち、大きさ的には連続した世界のできごとであると思われる。ところが、この二つの分野は、まるで異なった世界のごとく扱われていて、近親というよりは全く他人であるというごとき観を呈していたのが今までの学問の姿である。もう少し高分子の世界の考え方を粉体の領域に、粉体の世界の話しを高分子の領域に反映させたら…と思っているのは、筆者ばかりではないようである。そういう意味で高分子の世界の方にも、粉体の世界のおとぎばなしを聞いていただきたい。こんな意味で執筆しました。

梅 屋 薫*

8. 濃度依存性の理論的取扱

8-1. 低せん断速度における形状係数 (α_0) について

第 14 図の関係はせん断速度 (D) によって η - ϕ 関係はかなり大幅に変化することを示しているが、 D を一定としたときの関係を一般に

$$\eta = \eta_0 (1 + \alpha_0 \phi + \alpha_1 \phi^2 + \dots)$$

本稿は前号と本号に 2 分割して掲載いたしました。本号では 8. 濃度依存性から 12. ミクロレオロジーまでを掲載いたしました。なお参考までに内容のあらましを下に掲げます。

1. Ostwald 流動
2. 低せん断部特性
3. 高せん断部特性
4. 拡大 Ostwald 流
5. 乱流転移との関係
6. 理論的取扱
7. 濃度依存性の測定結果
8. 濃度依存性の理論的取扱
 - 8-1. 低せん断速度における形状係数 (α_0) について
 - 8-2. 粒子が常電している場合における形状係数について
 - 8-3. 粒子相互作用係数 (α_1) について
 - 8-4. 実験結果による α_0, α_1
9. 温度依存性
10. Maron・Pierce の取扱
11. 泥土域での類似の問題
12. ミクロレオロジー
 - 12-1. 剛体質分散系の場合
 - 12-2. 流動質分散系の場合

あとがき

で示すと、 α_0 は粒子形状係数、 α_1 は相互作用係数と呼ばれる。

α_0 については Taylor^{(19), (20)} は乳濁系に対して

$$1 \leq \alpha_0 = \frac{\frac{5}{2} \eta' + \eta_0}{\eta' + \eta_0} = \frac{\frac{5}{2} \frac{\eta'}{\eta_0} + 1}{\frac{\eta'}{\eta_0} + 1} \leq \frac{5}{2} \quad (6)$$

の関係を見出している。ただし η_0 は媒体の、 η' は分散質の粘性を表わす。 $\alpha = 5/2$ の場合は粒子が弾性体の場合で Einstein の理論結果である。 $\alpha_0 = 1$ より $5/2$ の間のエネルギー消費の理由として、分散質内の循環流が考えられている (後記)⁽¹⁸⁾。 $\alpha_0 = 1$ の場合は η' が非常に小なる場合に相当する。

さらに Oldroyd は^{(21), (22)}

$$1 \leq \alpha_0 = \frac{\eta_0 + \frac{5}{2} \eta' + 5 \frac{\eta_0 \eta'}{aK}}{\eta_0 + \eta' + 5 \frac{\eta_0 \eta'}{aK}} \leq \frac{\eta_0 + \frac{5}{2} \eta'}{\eta_0 + \eta'} \quad (7)$$

に表わされるように、 η' が無限小の値から Taylor の係数の間に上記の (7) 式の関係を導入した⁽²²⁾。ただし K は分散質粒子と媒体との界面における摩擦係数である。 a は粒子径を表わす。 $K \rightarrow \infty$ で Taylor の値に、また $K \rightarrow 0$ で η' の非常に小さい場合と等価になる。

Oldroyd はなお、分散粒子表面に二次元せん断粘性 (ζ)、三次元体積粘性 (σ) を有する粘弾性膜の存在する場合の関係として、Taylor 項と Einstein 項の間に

* KAORU UMEYA 東北大学 (工学部, 980 宮城県仙台市荒巻字青葉) 教授・工博

Some Considerations on the Viscosity of Disperse Systems

$$\frac{\eta_0 + \frac{5}{2}\eta'}{\eta_0 + \eta'} < \frac{\eta_0 + \frac{5}{2}\eta' + (2\zeta + 3\sigma)/a}{\eta_0 + \eta' + \frac{2}{5}(2\zeta + 3\sigma)/a} < 2.5 \quad (8)$$

の関係をも見出している²¹⁾。(2 ζ +3 σ)の項が無量大となると Einstein の値 (2.5) となり、また (2 ζ +3 σ) が 0 となると Taylor の理論値になる。したがって (7) と (8) 式を結合した形

$$1 \leq \frac{\eta_0 + \frac{5}{2}\eta' + \frac{5\eta_0\eta'}{aK}}{\eta_0 + \eta' + \frac{5\eta_0\eta'}{aK}} \leq \frac{\eta_0 + \frac{5}{2}\eta'}{\eta_0 + \eta'} \\ \leq \frac{\eta_0 + \frac{5}{2}\eta' + (2\zeta + 3\sigma)/a}{\eta_0 + \eta' + \frac{2}{5}(2\zeta + 3\sigma)/a} \leq 2.5 \quad (9)$$

が成立することがわかっている。

なお $\eta = \eta_0(1 + \alpha_0\phi + \alpha_1\phi^2 + \dots)$ の関係はさらに正確には緩和項を入れて

$$\eta^* = \eta \frac{1 + \lambda_2\Delta + \nu_2\Delta^2 + \dots}{1 + \lambda_1\Delta + \nu_1\Delta^2 + \dots} (1 + \alpha_0\phi + \alpha_1\phi^2 + \dots)$$

と表すべきであり、この場合 (6) 式の関係は

$$\eta^* = \eta \frac{1 + \lambda_2\Delta}{1 + \lambda_1\Delta} \quad (10)$$

(7) 式の関係は

$$\eta^* = \eta \frac{1 + \lambda_2\Delta + \nu_2\Delta^2}{1 + \lambda_1\Delta + \nu_1\Delta^2} \quad (11)$$

の形に集約されるが、この形についてたとえば (10) 式において

$$\lambda_1 = \frac{a(3\eta_0 + 2\eta')(16\eta_0 + 19\eta') + 10\eta_0\eta'(24\eta_0 + 19\eta')/\gamma}{40(\eta_0 + \eta' + 5\eta_0\eta'/(aK))\gamma} \quad (12)$$

$$\lambda_2(\phi) = \lambda_2(-\frac{3}{2}\phi) \quad (13)$$

の形が見出されている。すなわち、緩和係数 (λ_1), (λ_2) は粒子径 a と表面張力 γ で決まるが、粘性項 (6), (7) 式は a のみで決まり γ は関係しない。

8-2. 粒子が帯電している場合における形状係数について

粒子が帯電している際の形状係数は Conway²⁸⁾ によって第一電気粘性効果と呼ばれた項である。Booth^{24), 25)} はこの関係を次のように記述している。

$$\eta = \eta_0 \left\{ 1 + 2.5\phi \left[1 + q^* \left(\frac{\zeta e}{kT} \right) Z(b)(1+b)^2 \right] \right\} \quad (14)$$

ここに

$$q^* = \frac{\epsilon kT \sum_i n_i Z_i^2 U_i^{-1}}{\eta_0 e^2 \sum_i n_i Z_i^2} \quad (15)$$

U_i : i 種イオンの易動度

b : κa , κ^{-1} : 二重層の厚さ

a : 粒子半径

ζ : ζ ポテンシャル

k : ボルツマン定数

ここに $Z(b)$ の値については b が小さいときは

$$Z(b) = \frac{1}{200\pi b} + \frac{11b}{3200\pi}$$

b が大きい値をとるとき $Z(b) = 3\pi b^4/2$ はの関係有する。

8-3. 粒子相互作用係数 (α_i) について

水力学取扱における相互干渉項、電気粘性項の取扱における相互干渉項も考察が進められているが、ここでは省略する。

また 8. で扱った取扱はすべて低せん断速度における解析である。高せん断側での取扱は皆無である。乱流における装置定数と物性の関連を考える際 (前節)、高せん断側での理論式の不足は致命的であるが、現在は何ともしがたい。

8-4. 実験結果による α_0 , α_1

反面 α_0 , α_1 の実験結果による表示については数多くの報告結果がある。それらをまとめて

(a-1) 剛体球粒子の場合

α_1	α_2	提 出 者	提出年
2.5	2.5	Oldroyd ²²⁾	1953
2.5	4.7	de Bruijn ²⁶⁾	1942
2.5	7.35	Vand ²⁷⁾	1952
2.5	6.75	Kynch ²⁸⁾	1942
2.5	7.8	Guth-Simha ²⁹⁾	1936
2.5	10.05	Manley-Mason ³⁰⁾	1955
2.5	10.6	Eirich-Riseman ³¹⁾	1949
2.5	12.6	Simha ³²⁾	1952
2.5	14.1	Guth-Gold ³³⁾	1938

(a-2) 液体粒子の場合

—	$0.45 \cdot e^{0.58k^2}$	Nawav-Mason ³⁴⁾	1958
---	--------------------------	----------------------------	------

梅屋 薫氏 昭和 17 年 9 月京都大学工学部工業化学科卒、卒業後約 10 年間京都大学工学部工業化学科で助手、さらに 10 年間に京都大学化学研究所で助教授、この間窯業工学の仕事に従事し、粉体工学ならびに分散体のレオロジー専攻、昭和 37 年東北大学工学部化学工学科の教授となり材料工学の講座を受持っている。ちがねはセラミストなので、それを何とかして化学工学的に持って行きたいと努力を重ねている。趣味は古陶磁器の研究を余技としている。

。プラスチックとセラミックスは化学材料界を二分するものであると思うが、プラスチックの方はたいへん新しく、セラミックスの方はたいへんに古いに考えられているが、どちらも古くてかつ新しいものかと思う。

(a-3) 剛体棒状粒子の場合

2.5	4.57	Riseman, Ulmann ³⁵⁾	1951
2.5	4.82	Simha ³⁶⁾	1948
2.5	6.25	Guth ³⁷⁾	1936

(a-4) 鎖状粒子の場合

2.5	14.1	Thomas, Charlesby ³⁸⁾	1960
-----	------	----------------------------------	------

(b) 指数形式

提出式	提出者	発表年
$\eta_r = (1 + \alpha\phi)^2$	Baker ³⁹⁾	1913
$\eta_r = (1 + \alpha/n \cdot \phi)^n$	Philippoff ^{40)~42)}	1937

(c) 部分指数式

$\eta_r = 1 + \alpha_1\phi + \alpha_2\phi^n$	Luers, Schneider ⁴³⁾	1950
〃 〃 $n=2.8$	Daniel ⁴⁴⁾	1936
〃 〃 $n=3\sim 3.4$	Hirai ⁴⁵⁾	1959

(d) 対数表示式

$\eta_r = \exp(\alpha \cdot \phi)$	Richardson ^{46), 47)}	1953
$\eta_r = \exp(\alpha \cdot \phi + A)$	Broughton, Squires ⁴⁸⁾	1938
$\eta_r = \exp(\alpha_1\phi + \alpha_2\phi^2 + \alpha_3\phi^3)$	Flory ⁴⁹⁾	1953

(e) 流動率による表示式

$\phi_r = 1 - \alpha\phi$	Hess ⁵⁰⁾	1920
$\phi_r = (1 - \phi)^{2.5}$	Roscoe ⁵¹⁾	1952
$\phi_r = (1 - 1.73\phi)^2$	Bruyn ^{26), 52)}	1942
$\phi_r = (1 - \alpha_1\phi + \alpha_2\phi^2 - \alpha_3\phi^3)$	Bruyn ^{26), 52)}	1942

(f) 不動溶媒による補正の入った式

$\eta_r = 1 + \frac{\alpha_1\phi}{1 - S\phi}$	Huggins ⁵³⁾	1942
〃 〃	Robinson ^{54), 55)}	1949
$\eta_r = \left(1 + \frac{\alpha_1\phi}{1 - S\phi}\right)^2$	Eilers ^{56), 57)}	1943

なおこの項の関係は Rutgers⁵⁸⁾ により詳しくまとめられたすぐれた紹介がある。

これらの式は測定機器より判断すればもちろん前節の理論式よりは高せん断側で得られたものが多い。しかしこれらとて乱流を問題にするあたりの、またダイラタンシーを解釈する値でのせん断速度での関係とはなっていないことは留意を要する点であろう。なお分散系のせん断速度依存性についての総説には神戸のすぐれた紹介がある⁶¹⁾。

9. 温度依存性

分散系の粘性の温度依存性を理論的に取り扱った仕事は少ない。Andrade の粘度式⁵⁹⁾ として

$$\log \eta = \log A + \Delta E/RT \quad (16)$$

A : 定数

ΔE : 流れの見かけ粘性の活性化エネルギー

R : 気体定数

T : 絶対温度

があり、粘度と $1/T$ を図に目盛ってその截片より、 $\log A$, 傾斜より $m = \Delta E/2.303R$ すなわち ΔE を求めることができる。またシリカゲル-水系の流動曲線の温度による変化の様子は第 15 図に示される。この図よりせん断速度 (D) = 一定として

$$\log \frac{S_1/D}{S_2/D} = \log \frac{\eta'_1}{\eta'_2} = \frac{\Delta E'}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (17)$$

として求めた ΔE と、せん断応力 (S) = 一定として求めた

$$\log \frac{S/D_1}{S/D_2} = \log \frac{\eta'_1}{\eta'_2} = \frac{\Delta E}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (18)$$

の二つの場合が考えられる。第 15 図は (17) 式より、第 16 図は (18) 式より整理したものである⁴⁾。前例においては活性化エネルギー (ΔE) は第 1 ニュートン部

第 15 図 シリカゲル-水系の活性化エネルギーとせん断速度の関係 (シリカゲル 1wt%, せん断速度一定)

第 16 図 シリカゲル-水系の活性化エネルギーとせん断応力の関係 (シリカゲル 1wt%, せん断応力一定)

分から非ニュートン部分に移るにあたり最初低下するが、次いで増加の傾向に変化し、第2ニュートン部分で定常値に落ち着くを見ることができる。後例においても測定点の不足のため判然としたことはわからないが、やはり非ニュートン部分で極小値を示しているのを知ることができる。これらの関係が流動機構解明上に有している意義は後節（マイクロロロジー）を参照されたい。

10. Maron・Pierce の取扱

Maron・Pierce はせん断速度依存性として Eyring の一般粘性式 (1) を採用し、これに温度依存性、濃度依存性を次の形で導入した⁶⁵⁾。すなわち

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{x_1 \beta_1}{\alpha_1} = [K_a] \left\{ \frac{1}{(1 - \varepsilon_a v)^2} \right\} \\ b &= \frac{x_2 \beta_2}{\alpha_2} = [K_b] \left\{ \frac{(\varepsilon_b v)^2}{(1 - \varepsilon_a v)^3} \right\} \\ \beta_2 &= [K_\beta] \left\{ \frac{1}{(1 - \varepsilon_\beta v)} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

[] 内は温度に関係し、濃度に関係であり、{ } 内は温度に関係で濃度にのみ関係する。また [] 内は (16) 式類似の扱いを考慮することにより

$$\left. \begin{aligned} K_a &= K_a^0 e^{\Delta H_1^*/RT} \\ K_b &= K_b^0 e^{\Delta H_2^*/RT} \\ K_\beta &= K_\beta^0 \frac{1}{T} e^{\Delta H_3^*/RT} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

ここに K_a^0 , K_b^0 , K_β^0 は温度によらない定数, ΔH_1^* , ΔH_2^* , ΔH_3^* は活性化エネルギーを与える。また ε_a , ε_b ならびに ε_β も温度によらないで粒子の充填様式および粒径分布のみによる定数であるとした。すなわち、せん断速度依存性を Eyring 形 ((1)式), 濃度依存性を Eilers^{56), 57)} あるいは Huggins, Robinson^{54), 55)} 類似形, そして温度依存性を Andrade⁵⁹⁾ 類似形をもって表わし、積の形でつなぐとしたものである。

この三つの依存関係を一つの式で表わす考え方は重要なものと思われるが、(20) 式に実際の値を入れたとき不確な部分がいまなおかなり残っている。

しかし将来はこうした形での表示がなされるべきであろうし、そうしたことはすでに Maron らによって着手されていると解釈すべきであろう。

11. 泥土域での類似の問題

以上は粉体-液系において液分の多い側、すなわち泥漿 (Slurry) 域での考察である。液分が少なくなって液膜が接触している状態、すなわち泥土の状態においても近來次のような考察が行なわれている。すなわち、無定形高分子物質では時間-温度転換則が成立し、温度の変化の影響は時間尺度に換算されるが、これと同じことが泥土においては、含有液分-時間の間に成立する。換言

すると濃度変化の影響は時間の変化の影響として表わすことができ、その間には無定形高分子物質の WLF 式に相当する式の成立することが確かめられている^{17), 60)}。

9. で述べたことは、流動において二つの関係を規定するもので、今後の問題処理において重要な役割を果しうるものであろう。

12. ミクロロロジー

12-1. 剛体質分散系の場合

Couette 流中におかれた分散粒子は、流れの場より第 17 図に示した力を受ける。この力により分散体が剛体球であれば矢印の方向に回転を起すし、変形可能な粘弾性であれば変形を起すし、また内部流動が可能な粘性体であれば、内部流動と変形とが同時に発生する。この間の理論的かつ実験的取扱は Mason, Goldsmith によって詳しく行なわれた⁶²⁾。それによると

a. 分散質が剛体球の場合 球形極座標で示すときの角 ϕ , ならびに θ に対する変化速度は

$$\dot{\theta} = 0, \quad \dot{\phi} = G/2 \quad (21)$$

で示される。ここに G はせん断速度を表わす。すなわち粒子は X_2 , X_3 面 (アンニュラー面) において恒常な角速度で回転することが理論的に導ける。また実験的にもせん断速度 (G) が 1:2000 の範囲でガラス球あるいはプラスチック球を用いて確かめられている。

b. 分散質が剛体の回転円筒体の場合 この場合は

$$\tan \phi_1 = \gamma_p \tan \frac{\gamma^t}{\gamma_p + \frac{1}{\gamma_p}} \quad (22)$$

で示され、これより計算によって ϕ 値を求めることができる。すると

(a) 平行平板流, (b) Couette 流

第 17 図 層流層中の球形分散質に働く力

第 18 図 分散質粒子の軸の傾斜の時間変化

$r_p > 1$ の場合——この回転ダ円体 (Spheroid) を長球 (prolate spheroid) と呼ぶが、この場合は $\phi_1 = 0, \pi$ で ϕ_1 が最大、 $\phi_1 = \pi/2, 3\pi/2$ で ϕ が最小。
 $r_p < 1$ の場合——この回転ダ円体を扁球 (oblate spheroid) と呼ぶが、この場合 $\phi_1 = \pi/2, 3\pi/2$ で ϕ_1 が最大、 $\phi_1 = 0, \pi$ で ϕ_1 が最小となり、この間においては第 18 図に示すような正弦曲線の形で表わされる変化が表われる。すなわち、長球、扁球では位相が $\pi/2$ だけ異なることを見出している。

c. 分散質が剛体の棒あるいは板であるとき 長球で軸比 r_p が大となり 1 に近くなったときを棒状試料、逆に r_p が小となり 0.1 に近くなったときを板状試料と考えることにより、棒状ならびに板状分散質は前項 (b) の板の延長として取り扱うことができる。実測の結果は第 19 図のようになり、 X_1 軸を回転軸としたときと X_2 軸を回転軸としたときで回転の様相を異にする。特に板状試料ではその傾向が著しい。

d. 剛体球を 2 個つないだ系 この spherical doublet では、液体 (分散媒) が両球の結合部に保持され不動化されて、全体としてはダ円体 (ellipsoid) に対比し

第 19 図 分散質粒子 (棒および円板状) の半回転中の射影

たものとなって挙動する。

12-2. 流動質分散質の場合

分散粒子が内部流動を行ないうる液体の場合については、Bartok Mason¹⁸⁾ らによる解析がある。これによると Couette 流中にある球形に近い分散滴の外側には

$$\frac{r}{b} = \left\{ \frac{K_s^3}{\cos \phi_1} + \frac{5\lambda + 2}{2(\lambda + 1)} \right\}^{1/3} \quad (23)$$

で示される流線が発生する。 b は粒子径、 $\lambda = \eta'/\eta_0$ で η' 、 η_0 は分散質ならびに分散媒の粘性である。また K_s は Couette 流れにおける外側流線定数である。また分散滴の内部には

$$\left[\left(\frac{r^2}{b^2} \right) \cos 2\phi_1 + \lambda + 1 \right]^3 \left[\left(\frac{r^2}{b^2} \right) - 1 \right]^2 = K_s' \quad (24)$$

が成立する。ただし K_s' は Couette 流れにおける内部流線定数である。両式より得られる結果を図示すると、前者は第 20 図、後者は第 21 図となりきわめて特徴ある流動を示していることがわかる。なお (23) 式よりこの低温系の粘性 η は

第 20 図 Couette 流中の液滴の外側の流線 (点線は固体粒子の場合)

(a) $\lambda = 1$, (b) $\lambda = 1/4$

第 21 図 Couette 流中の液滴内部の循環流

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{(5\lambda + 2)}{2(\lambda + 1)} c \right) \quad (25)$$

が計算できるし、したがって固有粘度 (intrinsic viscosity) は

$$[\eta] = \frac{5\lambda + 2}{2(\lambda + 1)} = \frac{\frac{5}{2}\eta' + \eta_0}{\eta' + \eta_0} \quad (26)$$

となり、これは (9) 式の Taylor 値に還元される。

あ と が き

著者の専門分野はセラミックスの領域である。本誌のようなプラスチック関係の学術誌に投稿するなど、全くわれを忘れた暴挙ではないかと恐懼しています。ご依頼のあったとき再三お断りをしたのは、上のような理由によるからで、それにもかかわらず最後に執筆をしたのは、長友村上謙吉氏のたつてのおすすめがあったからである。村上氏に対し感謝するとともに、本誌読者におこたわりを申しあげるゆえんです。

どこの分野でも同じことと思いますが、このごろは境界の仕事に従事していると、あっちやこっちの他の領域と関連ができてきます。セラミックスの分野で、無機質の泥漿を相手に四苦八苦を重ねて 30 年になりますが、今では無機質の泥漿といえども、中には分散剤としての有機物、滑摩剤としての有機質エマルジョン等々と有機の分野のお世話にならないと、一とおりの仕事はできなくなっています。そうしたことを別の面からみれば、無機の分野で考えている分散系のレオロジーというものも多少は有機の分野からはおもしろいのではないかという気がしないでもありません。この文章を投稿します唯一のよりどころは、このことにあります。しかしたいへん拙いまとめ方しかできないため、この分野での先覚者の仕事を十分に紹介しえとは思えません。むしろ自己流の片寄った紹介の仕方になっているかも知れません。読者諸氏のご叱正を賜るを得ましたら幸です。

またここに紹介した内容は、内外の先覚ならびに筆者の研究室において永らく苦楽を共にした、石井 忠、菊地好孝、城石昭弘、減田敏之、鳥海靖生、伊藤嘉英、板垣恭彦、鈴木勝利、沢村国英、丹地 節、原 隆一、文林秀高、小泉源三ならびに助手、磯田武信、菅野隆志の諸氏の貢献によるところ大であります。記して謝意を表する次第です。

文 献

- 18) S. G. Mason, W. Bartok: *Rheology of Disperse Systems*, edited by C. C. Mill, Pergamon Press, London, p. 16 (1959)
- 19) G. I. Taylor: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A** **138**, 41 (1932)
- 20) G. I. Taylor: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A** **146**, 501 (1934)
- 21) J. G. Oldroyd: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A** **232**, 367 (1955)
- 22) J. G. Oldroyd: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A** **218**, 122 (1953)
- 23) B. E. Conway, A. Dobry-Duclaux: *Rheology. Theory and Applications*, edited by F. R. Eirich, Academic Press, New York, **3**, 83 (1960)
- 24) F. Booth: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A203**, 514 (1950)
- 25) F. Booth: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A203**, 533 (1950)
- 26) H. de. Bruijn: *Rec. Trav. Chim.*, **61**, 863 (1942)
- 27) W. Vand: *J. Phys. Colloid Chem.*, **52**, 277 (1952)
- 28) G. J. Kynch: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A237**, 90 (1956)
- 29) E. Guth, R. Simha: *Kolloid-Z.*, **74**, 266 (1936)
- 30) R. J. Manley, S. G. Mason: *Canad. J. Chem.*, **33**, 763 (1955)
- 31) F. Eirich, J. Riseman: *J. Polymer Sci.*, **4**, 417 (1949)
- 32) R. Simha: *J. Appl. Phys.*, **23**, 1020 (1952)
- 33) E. Guth, N. Gold: *Phys. Rev.*, **53**, 322 (1938)
- 34) M. A. Nawab, S. G. Mason: *Trans. Faraday Soc.*, **54**, 1712 (1958)
- 35) J. Riseman, R. Ulmann: *J. Chem. Phys.*, **19**, 578 (1951)
- 36) R. Simha: *Proc. Intern. Congr. Rheology, Holland*, **II**, 49 (Amsterdam 1948)
- 37) E. Guth: *Kolloid-Z.*, **74**, 147 (1936)
- 38) D. K. Thomas, A. Charlesby: *J. Polymer Sci.*, **42**, 195 (1960)
- 39) F. Baker: *J. Chem. Soc.*, **103**, 1653 (1913)
- 40) K. Hess, W. Philippoff: *Ber. Dtsch. Chem. Ges.*, **70**, 639 (1937)
- 41) W. Philippoff, K. Hess: *Z. Phys. Chem.*, **B** **13**, 237 (1935)
- 42) W. Philippoff: *Cellul. Chem.*, **17**, 57 (1936)
- 43) H. Luers, M. Schneider: *Kolloid-Z.*, **27**, 273 (1920)
- 44) J. Daniel, E. J. Cohn: *J. Am. Chem. Soc.*, **58**, 415 (1936)
- 45) N. Hirai: *J. Polymer Sci.*, **39**, 435 (1959)

- 46) E. G. Richardson : *Kolloid-Z.*, **65**, 32 (1933)
 47) E. G. Richardson : Flow Properties of Disperse System, edited by J. J. Herman, 391 (Amsterdam 1953)
 48) J. Broughton, L. Squires : *J. Phys. Chem.*, **42**, 253 (1938)
 49) P. J. Flory : Principles of Polymer Chemistry, (New York 1953)
 50) W. R. Hees : *Kolloid-Z.*, **27**, 1 (1920)
 51) R. Roscoe : *Brit. J. Appl. Phys.*, **3**, 267 (1952)
 52) H. de. Bruyn : *Chem. Weekblad.*, **39**, 567 (1942)
 53) M. L. Huggins : *J. Am. Chem. Soc.*, **64**, 2716 (1942)
 54) J. V. Robinson : *J. Phys. Colloid Chem.*, **53**, 1042 (1949)
 55) J. V. Robinson, R. Ulmann : *J. Chem. Phys.*, **19**, 578 (1951)
 56) H. Eiler : *Kolloid-Z.*, **97**, 313 (1941)
 57) H. Eiler : *Kolloid-Z.*, **102**, 154 (1943)
 58) Ir. R. Rutgers : *Rheologica Acta*, **2**, 305 (1962)
 59) E. N. da C. Andrade : *Phil. Mag.*, **17**, 497 (1934)
 60) 村山 : 5th Intern. Congr. Rheology, in Kyoto (1968)
 61) 神戸博太郎 : 材料, **17**, 454 (1968)
 62) H. L. Goldsmith, S. G. Mason : Rheology, thery and application, edited by R. Eiricl, 85 (1967)
 63) S. H. Maron, P. E. Dierce : *J. Colloid Sci.*, **11**, 80 (1956)

「高分子化学」バックナンバー在庫紹介

購入方法

誌名・巻・号 (なるべく通巻番号)・冊数・送付先, その他必要事項を記入し, 代金 (頒価 <下表参照> + 送料 <1冊につき 15 円>) を添えて下記あて書留でお送り下さい。なお, 領収書は原則として発行いたしませんので, 特に必要な場合は, その旨お書き添え下さい。

〔104〕 東京都中央区銀座 5-12-8 本州ビル 高分子学会バックナンバー係
 電話 東京 (03) 543—3771 (代) 郵便振替口座 東京 111688 番

西暦 年号	昭和 年号	月 巻	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	頒 価 (円)
1953	28	10	—	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103	104	94~160 号 〔普通号 (100) 倍大号 (200)〕
54	29	11	105	106	107	—	109	110	111	112	113	114	115	116	
55	30	12	—	—	—	—	—	—	123	124	125	126	127	128	
56	31	13	129	—	131	132	倍133	134	135	136	—	138	—	—	
57	32	14	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
58	33	15	—	—	—	—	—	158	倍159	160	161	特162	163	倍164	161~254 号 〔普通号 (130) 倍大号 (250) 特大号 (350)〕
59	34	16	倍165	166	167	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
1960	35	17	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	187	188	
61	36	18	—	—	191	—	—	194	倍195	—	—	倍198	—	200	
62	37	19	—	—	—	—	—	—	—	—	209	倍210	211	212	
63	38	20	倍213	214	—	—	—	—	倍219	220	221	倍222	—	224	
64	39	21	—	226	227	—	—	—	倍231	232	233	倍234	235	236	
65	40	22	—	238	239	倍240	241	—	—	244	245	倍246	倍247	—	
66	41	23	倍249	250	—	倍252	倍253	倍254	倍255	256	257	倍258	—	260	
67	42	24	倍261	倍262	—	—	265	266	倍267	268	269	倍270	—	—	
68	43	25	—	274	—	—	—	—	—	—	281	倍282	283	倍284	255~290 号 〔普通号 180 倍大号 350〕
69	44	26	—	—	—	倍288	—	—	倍291	倍292	293	—	—	—	291 号以下 〔普通号 200 倍大号 380〕

注 1) 表中の数字は通巻番号で, 在庫しているものです。2) 一印のところはすでに欠本となっています。3) 通巻番号の前の特は特大号, 倍は倍大号です。それ以外は普通号です。 (6910)