

# ANWENDUNG EINER ALLGEMEINEN VISKOSITÄTS- GLEICHUNG ZUR BESTIMMUNG DER VOM GERÄT UNABHÄNGIGEN RHEOLOGISCHEN PARAMETER, I.

Von

L. HALÁSZ und I. MONDVAI

Lehrstuhl für Kunststoff- und Gummiindustrie, Technische Universität, Budapest

(Eingegangen am 25. Februar 1969)

Vorgelegt von Prof. Dr. Gy. HARDY

## Einleitung

Die Bestimmung der rheologischen Parameter, in erster Linie der Schubspannung — Schergeschwindigkeit Zusammenhänge ist von großer Bedeutung in der Verarbeitung von thermoplastischen Polymeren. Die Verarbeitungsmaschinen wirken als angeschlossene thermodynamische — rheologische Systeme, wo die polymeren Schmelzen auf gemeinsame Einwirkung von Wärme und Spannung Deformation erleiden. Zur Bestimmung der bei gegebener Wärme und Spannung auftretenden Deformation ist die Kenntnis des rheologischen Verhaltens der Polymere notwendig, das durch die rheologische Zustandsgleichung mathematisch gekennzeichnet werden kann. Diese Gleichungen drücken die Zusammenhänge zwischen den Spannungen und den Deformationen, deren zeitlichen Derivierten, weiterhin die Zeitfunktion der für die rheologischen Eigenschaften der Stoffe charakteristischen Kennzeichen aus. Sie sind im wesentlichen mathematische Darstellungen idealer Zustände, d. h. idealisierte mathematische Modelle. Unter gegebenen Umständen können für jeden Stoff zwei rheologische Zustandsgleichungen aufgeschrieben werden; die eine ist die den Zusammenhang zwischen den Volumveränderungen und den isotropischen Spannungen darstellende »Volum« - Gleichung; die andere, die »Deformations« - Gleichung gibt den Zusammenhang zwischen den sogenannten deviatorischen Spannungen und den Formänderungen an [1—4].

Bei der Aufstellung der rheologischen Zustandsgleichung werden zur Beschreibung des zusammengesetzten Verhaltens ideale Abstraktionen aufgestellt, nämlich die Begriffe der elastischen Deformation, der idealen elastischen Substanz, des Fließens und des idealen viskosen Körpers eingeführt. Bei der elastischen Deformation ist die Deformation reversibel, ihr Maß (die Dehnung) ist der Spannung proportional. Das Fließen (oder die viskose Strömung) ist eine irreversible Deformation, die Fließgeschwindigkeit ist der Spannung proportional. Die mathematische Formulierung der elastischen Deformation enthält immer eine Spannungsfunktion und die des Fließens eine Scherfunktion (Deformationsgeschwindigkeit). Zusammengesetztes viskoelastisches Verhalten beschreibende Differentialgleichungen bestehen zumeist aus drei Grundkomponenten: aus einem die Deformation enthaltenden

elastischen Glied, einem die Deformationsgeschwindigkeit enthaltenden viskosen Glied und einem die Beschleunigung enthaltenden Inertieglied. Geht die Deformation unendlich langsam vor sich, so kommt die viskose Wirkung neben der elastischen nicht zur Geltung. Hingegen kommen in einer kontinuierlichen, mit konstanter Geschwindigkeit erfolgenden, in dynamischem Gleichgewicht befindlichen Strömung nur viskose Wirkungen zur Geltung. Reale Körper verfügen sowohl über viskose als auch über elastische Eigenschaften. Hierher gehören die viskoelastischen oder plastoelastischen Substanzen. Das lineare Modell der plastoelastischen Stoffe stammt von MAXWELL. Danach ist die auf Einwirkung von Spannung eintretende vollständige Deformation die einfache mathematische Summe der elastischen und viskosen Deformationen. Das VOIGTSche Modell der viskoelastischen Stoffe bestimmt die zur gegebenen Deformation gehörende Spannung als Summe der aus Elastizität der Flüssigkeit und dem viskosen Fließen stammenden Spannungen [5—8]. Durch verschiedene Kombinationen der Grundeigenschaften wurden zahlreiche weitere viskoelastische Modelle aufgestellt, wie z. B. die von SCHWEDOFF, LETHERSICH, TROUTON-RANKIN-JEFFREYS, SCHOFIELD-SCOTT-BLAIR [2].

Es wurden auch nichtlineare Modelle aufgestellt, deren Anwendung in der Polymerverarbeitung zur Zeit ungelöste rechentechnische Probleme entgegenstehen. Solche Zusammenhänge beschrieben u. a. OLDROYD [9—11], WALTERS [12], WILLIAMS und BIRD [13], RIVLIN und ERICKSEN [14].

Das rheologische Verhalten viskoser Flüssigkeiten ist von zwei skalaren thermodynamischen Parametern, von der Temperatur und dem isotropen Druck, weiterhin von einem dynamischen Parameter, dem Spannungstensor abhängig. Die relative Bewegung im Verhältnis zueinander einzelner Teile eines Körpers, wobei die Kontinuität bewahrt bleibt, läßt sich durch die kinematischen Parameter des Körpers, durch den Deformationsgeschwindigkeits-Tensor beschreiben. Die allgemeinste Spannungs-Deformationsgeschwindigkeits-Beziehung für unelastische, homogene, isotrope Flüssigkeiten lautet unter isothermischen Verhältnissen folgendermaßen [15—17]:

$$\vec{\tau} = -P\delta_{ij} + \eta_1 \Delta + \frac{1}{2} \eta_2 (\Delta:\Delta), \quad (1)$$

wo  $P$  den hydrostatischen Druck der in Ruhe befindlichen Flüssigkeit,  $\vec{\tau}$  den Spannungstensor,  $\delta_{ij}$  die KROENECKER Delta,  $\Delta$  den Deformationsgeschwindigkeits-Tensor,  $\eta_1$  die generalisierte Viskosität,  $\eta_2$  die Querrichtungsviskosität bedeuten.

Die zwei letzten Parameter sind Funktionen der skalaren Invarianten des Deformationsgeschwindigkeits-Tensors. Für NEWTONsche Flüssigkeiten liegt Gl. (1) einfacher vor

$$\vec{\tau} = \mu \Delta, \quad (2)$$

Dies ist die allgemeine Gleichung der nicht zusammendrückbaren NEWTONSchen Flüssigkeiten, wo  $\mu$  der allgemeine NEWTONSche Viskositätsfaktor ist. Für einfaches, planparalleles Scheren gilt

$$\tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \quad (3)$$

oder nach der üblichen Schreibweise

$$\tau = \mu \dot{\gamma}, \quad (4)$$

d. h. das Verhältnis der angewandten Schubspannung und der Schergeschwindigkeit; der Viskositätskoeffizient ist für NEWTONSche Flüssigkeiten konstant

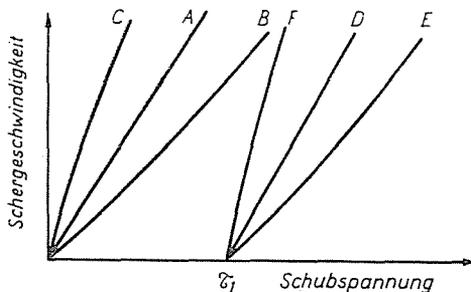


Abb. 1. Charakteristische Fließkurven. A: NEWTONSche, B: pseudoplastische, C: dilatante D: plastische (BINGHAM-Körper), E: über der Fließgrenze ( $\tau_1$ ) pseudoplastische, F: über der Fließgrenze dilatante

Für nicht zusammendrückbare, nicht NEWTONSche Flüssigkeiten kann aufgrund von Gl. (1) eine der Gl. (2) analoge Beziehung aufgeschrieben werden:

$$\bar{\tau} = \eta \Delta, \quad (5)$$

Hier ist der allgemeine Viskositätskoeffizient Funktion des durch die Schubspannung oder Schergeschwindigkeit gekennzeichneten Scherzustands. Dieser Zusammenhang wird mit verschiedenen empirischen oder halb-empirischen, sich auf die Analyse des Fließmechanismus gründenden, theoretischen Beziehungen beschrieben.

Für das rheologische Verhalten von Flüssigkeiten sind die in Abb. 1 dargestellten Fließkurven kennzeichnend. Die mathematischen Formen der angegebenen zwei Gruppen der Fließkurven (A, B, C oder D, E, F) sind einander ähnlich, nur tritt in letzterem die Fließgrenze auf; unter diesem Spannungswert sind diese Stoffe plastisch, darüber pseudoplastisch, NEWTONisch

oder dilatant. So z. B. lautet die Analoge der für planparalleles Scheren aufgeschriebenen Gleichung (4) für plastische Substanzen:

$$(\tau - \tau_1) = \mu_{\text{plast}} \dot{\gamma}. \quad (6)$$

Zur Beschreibung der Kurven B und C ist das Potenzgesetz oder die OSTWALD-de WAELE-NÜTTIG Gleichung [18] am verbreitetsten

$$\eta = \eta_0 \left( \frac{\Delta : \Delta}{2} \right)^{\frac{n-1}{2}}. \quad (7)$$

Die allgemeine Form wird im weiteren nicht benützt, es soll aber bemerkt werden, daß wenn an Stelle von  $\dot{\gamma}$   $[\frac{1}{2}(\Delta : \Delta)]^{1/2}$  und an Stelle von  $\tau$   $[\frac{1}{2}(\vec{\tau} : \vec{\tau})]^{1/2}$  substituiert werden, die Gleichungen generalisiert sind. Für planparalleles Scheren ergibt sich Gl. (7) in folgender Form:

$$\eta = \eta_0 \left( \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \right)^{n-1} = \eta_0 \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (8)$$

Das Potenzgesetz enthält zwei Parameter:  $n$  und  $\eta_0$ , die aus den experimentell aufgenommenen Fließkurven ermittelbar sind;  $\dot{\gamma}_0$  und  $\tau_0$  sind für das gewählte Bezugssystem charakteristisch, im allgemeinen sind  $\dot{\gamma}_0 = 1 \text{ sec}^{-1}$  und  $\tau_0 = 1 \text{ dyn cm}^{-2}$ , während  $n$  der Fließindex ist. Ist  $n$  kleiner als 1, so beschreibt Gl. (8) die Kurve B, d. h. die Viskosität der Flüssigkeit nimmt mit wachsender Schergeschwindigkeit ab. Im umgekehrten Falle, bei  $n$  höher als 1, nimmt die Viskosität mit zunehmender Schergeschwindigkeit ebenfalls zu (Kurve C).

Erfahrungen zeigen, daß sich bei kleinen Schergeschwindigkeiten die polymeren Schmelzen als NEWTONSche Flüssigkeiten verhalten, solchenfalls ist  $n = 1$ . Bei größeren Schergeschwindigkeiten nimmt die Abweichung vom NEWTONSchen Verhalten bis zu einem oberen Grenzwert zu ( $n$  sinkt), über welchem erneut ein NEWTONSches Verhalten folgt [19]. SAMOSATSKIJ fand [20], daß der untere kritische Wert der Scherspannung  $10^3 - 10^4 \text{ dyn cm}^{-2}$  beträgt und der Wert der kritischen Schergeschwindigkeit, über dem das nicht-NEWTONSche Verhalten auftritt, Funktion der Temperatur ist. Er meint, daß aus dem Fließindex  $n$  auf das Molgewicht, auf die Molgewichtsverteilung und auf die relative Menge der Verzweigungen desselben Polymers geschlossen werden kann. Mit zunehmendem Molgewicht nimmt der Wert von  $n$  ab, mit wachsender Temperatur nähert er sich dem NEWTONSchen Wert.

Es gibt verschiedene Einwandungen in bezug auf die Potenzgesetze [1, 4]:

Dimensionaler Einwand: Ist  $n$  eine stoffliche Konstante, so ändert sich ihr Wert je nach Stoff; deshalb ist die Viskositätsdimension bei jedem Stoff

anders, und die Viskositäten von verschiedenen Dimensionen können miteinander nicht verglichen werden.

Unendlicher Einwand: Ist der Wert von  $n$  in Gl. (8) kleiner als 1, so hat man bei  $\gamma = \infty$  oder  $\tau = \infty$  für  $\eta = 0$ , was der Erfahrung widerspricht, da keine Flüssigkeit existieren kann, deren Viskosität verschwindet.

Null-Einwand: Auf einen sich in Ruhezustand befindlichen Stoff wirkt keine Schubspannung ( $\tau = 0$ ); nimmt man an, daß  $n < 1$ , so  $\eta \rightarrow \infty$ , was bedeuten würde, daß die Flüssigkeit in Ruhezustand ein fester Körper sei. Hingegen besitzen auch Flüssigkeiten in Ruhezustand eine Viskosität, die sich zeigt, sobald die Flüssigkeit zu fließen beginnt.

Wiederholte Bemühungen wurden unternommen, um diese Widersprüche zu beseitigen. Der Null-Einwand wird durch die Gleichung von ELLIS behoben [15, 30]:

$$\eta = \frac{\mu_0}{1 + \frac{\mu_0}{\eta_0} \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{m-1}}. \quad (9)$$

Diese hat drei Parameter:  $m$ ,  $\eta_0$  und  $\mu_0$ . Die Definition der einzelnen Bezeichnungen lautet:

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow 0} \eta &= \mu_0 & \lim_{\tau \rightarrow 0} \left( \frac{d\eta}{d\tau} \right) &= 0 \\ \lim_{\tau \rightarrow \infty} \eta &= 0 & \lim_{\tau \rightarrow \infty} \left( \frac{d\eta}{d\tau} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\eta = \eta_0, \text{ wenn } \tau = \tau_0.$$

Diese Gleichung beschreibt das Verhalten sowohl der pseudoplastischen wie der dilatanten Flüssigkeiten.

Die REINER—PHILIPPOFF oder Strukturstabilitätsgleichung [21] schaltet alle drei Widersprüche aus:

$$\eta = \mu_\infty + \left[ \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + (\tau/\alpha)^2} \right]. \quad (11)$$

Sie hat drei Parameter:  $\mu_0$ ,  $\mu_\infty$  und  $\alpha$ . Die Grenzwerte des Viskositätskoeffizienten und der Steigung der Kurve  $\eta - \tau$  sind:

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow 0} \eta &= \mu_0 & \lim_{\tau \rightarrow 0} \left( \frac{d\eta}{d\tau} \right) &= 0 \\ \lim_{\tau \rightarrow \infty} \eta &= \mu_\infty & \lim_{\tau \rightarrow \infty} \left( \frac{d\eta}{d\tau} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

Diese Gleichung ist nur bei pseudoplastischen Flüssigkeiten anwendbar.

VÁNDOR [4] wies darauf hin, daß die die Änderung der Viskosität bei Schubspannung darstellende REINER—PHILIPPOFF-Gleichung dieselbe Form hat, wie die bei Lösungen die Viskosität-Konzentration- und Viskosität-Temperatur-Zusammenhänge beschreibende VÁNDORSche Gleichung. Daraus schloß er, daß die Wirkung von Konzentration, Temperatur und Schubspannung auf die Viskosität den gleichen Mechanismus aufweist.

Die Wirkung beruht auf Abnahme der Anziehungs- und Reibungskräfte infolge der wachsenden Entformung zwischen den Molekülen. In Flüssigkeiten mit Strukturviskosität kann der durchschnittliche Molekülabstand auch ohne Dehnung der Flüssigkeit zunehmen. Der Molekülabstand besitzt infolge der Beständigkeit des Gesamtvolumens des Systems einen durch die Fluidität gekennzeichneten oberen Grenzwert. Aufgrund dieser Voraussetzung wurde die allgemeine REINER—VÁNDORSche Gleichung abgeleitet:

$$\frac{\psi - \psi_0}{\tau^2} = (\dot{\psi} \psi_0)^{1/2} \quad (13)$$

Wenn  $\tau = 0$ , dann sind  $\psi = \psi_0$ :

$$\dot{\psi} = \frac{d\psi}{d(\tau)^2}$$

wenn  $\tau = \infty$ , dann sind  $\psi = \psi_\infty$ : (14)

$$\dot{\psi}_0 = \frac{\psi_\infty - \psi_0}{\chi}$$

wo  $\chi$  der Strukturstabilitätskoeffizient ist, der in der REINER—PHILIPPOFF-schen Gleichung durch  $\alpha$  bezeichnet war.

Allgemeine Schwäche der Potenzgesetze ist ihre Unfähigkeit, die Fließkurven im gesamten Scherbereich zu beschreiben; der Fließindex ist nur in einem bestimmten, verhältnismäßig engen Schergeschwindigkeits- und Temperaturbereich konstant. Bei praktischen Berechnungen kompliziertere Gleichungen zu benutzen, wäre hingegen sehr umständlich.

Die Viskosität bzw. ihre Reziproke, die Fluidität läßt sich durch die Potenzreihe der Schubspannung ausdrücken [22]. Da die Fluidität von der Richtung der Schubspannung unabhängig ist, sind nur die paarigen Potenzen der Schubspannung zu beachten:

$$\psi = \psi_0 + \sum_{n=1}^n a_{2n} \tau^{2n}. \quad (15)$$

Die Fluidität ist folglich Funktion des Quadrats der Schubspannung:

$$\psi = f(\tau^2). \quad (16)$$

$a_{2n}$  kann aus der Mc LAURIN-Reihe der Funktion (16) bestimmt werden:

$$a_{2n} = \frac{f^{(n)}(0)}{n!}. \quad (17)$$

Solche Gleichungen sind jedoch ihrer Kompliziertheit halber zu praktischen Zwecken ungeeignet.

Die andere große Gruppe der zur Beschreibung des nicht-NEWTONSchen Verhaltens dienenden Beziehungen besteht aus der Summe der mit Hilfe des Molekülmodells der Flüssigkeiten bzw. der viskosen Strömung abgeleiteten Gleichungen und der mit Hilfe der Molekültheorie erhaltenen halbempirischen Beziehungen. PETER [23] gab eine Übersicht der rheologischen Molekül- und Fließtheorien. Meistens wird die EYRING-POWELLSche Gleichung [24] benutzt:

$$\eta = \mu_0 \left[ \frac{\tau/B}{\sinh(\tau/B)} \right] \quad (18)$$

mit zwei Parametern:  $\mu_0$  und B. Die Grenzwerte des Viskositätskoeffizienten und der Steigung der  $\eta - \tau$  Kurve lauten:

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow 0} \eta &= \mu_0 & \lim_{\tau \rightarrow 0} \left( \frac{d\eta}{d\tau} \right) &= 0 \\ \lim_{\tau \rightarrow \infty} \eta &= 0 & \lim_{\tau \rightarrow \infty} \left( \frac{d\eta}{d\tau} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (19)$$

EYRING betrachtete das Fließen als einen monomolekularen Vorgang [25—29]. Der elementare Vorgang ist der Übergang der Moleküle aus einem Gleichgewichtszustand durch eine Potentialwand in den anderen. Dieser Übergang erfordert eine Aktivierungsenergie. Die Schubspannung vermindert in eine Richtung die Aktivierungsenergie, erhöht sie hingegen in der entgegengesetzten Richtung. Auf Grund ihres Modells wurde eine allgemeine Viskositätsgleichung erhalten, die bei geringer Schubspannung das NEWTONSche, bei großer das nicht-NEWTONSche Verhalten beschreibt. Die annähernde Form der ursprünglichen EYRING—POWELLSchen Gleichung läßt sich durch Reihenentwicklung der sinushyperbolischen Funktion anschreiben (30, 31):

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{\mu_0} \left[ 1 + \frac{(a_2 \tau)^2}{3!} + \frac{(a_2 \tau)^4}{5!} + \dots \right], \quad (20)$$

wo  $a_2$  konstant ist. Zahlreiche andere analoge Beziehungen wurden aufgestellt [32]. Die EYRINGSche Gleichung beschreibt das nicht-NEWTONSche Verhalten

unvollständig, bei ihrer praktischen Anwendung ist das Vorhandensein von zwei stofflichen Konstanten unvorteilhaft.

BARTENEW [33, 34] wies aufgrund der Fließtheorie von KARGIN darauf hin, daß im Fließvorgang der Polymere die übermolekularen strukturalen Einheiten, die sog. Mikroballen eine bedeutende Rolle spielen, die der Anwendbarkeit der EYRING—POWELLSchen Gleichung prinzipiell Grenzen setzt. BARTENEW empfiehlt für nicht NEWTONSchen Flüssigkeiten die Beziehung

$$\eta = \eta_0 e^{-\alpha \dot{\gamma}} \quad (21)$$

oder die Molgewicht- und Temperaturabhängigkeit einführend die Gleichung

$$\eta = CM^n e^{\frac{U}{kT} - \alpha \dot{\gamma}}, \quad (22)$$

wo  $C$  eine vom Aufbau der Ketten abhängige Konstante,  $n = 3,4 - 3,5$ ,  $U$  die Aktivierungsenergie des Fließens,  $k$  die BOLTZMANNsche Konstante und  $\alpha$  eine für die Zerstörung der übermolekularen Strukturen während des Fließens charakteristische, von der Struktur und dem Molgewicht abhängige Konstante ist. Aufgrund der Zunahme der Wahrscheinlichkeit des Austausches der Moleküle oder Molekelteile in Richtung des Fließens unter der Wirkung der Scherkräfte erhielt HOLZMÜLLER eine sinushyperbolische Funktion, die er einer Reihenentwicklung unterzog, und das lineare sowie das kubische Glied in Betracht ziehend eine potenzgesetzartige Beziehung aufstellte [35, 36].

Durch eine theoretische Analyse der polymeren Kettenbewegung gelangten BUECHE [37] und ROUSE [38] zu gleichförmigen Beziehungen:

$$\eta = \mu_0 f(\lambda, \dot{\gamma}). \quad (23)$$

Unter den Argumenten befinden sich in beiden Gleichungen Schergeschwindigkeit und Relaxationszeit, die Funktionen sind jedoch unterschiedlich. Ähnliche Gleichungen benutzen RAM und NARKIS [39], weiterhin SABIA [40, 41].

Die zur Bestimmung von vom Gerät unabhängigen rheologischen Parametern geeignete allgemeine Viskositätsgleichung gehört ebenfalls in diese Gruppe. Ihre Grundlage ist die ROUSESche Theorie und Gl. (23). Unter Anwendung dieser leiteten WINOGRADOW, MALKIN und Mitarbeiter [42—45] die temperaturunabhängige allgemeine Viskositätsgleichung ab:

$$\eta_R = f(\dot{\gamma}_R), \quad (24)$$

wo  $\dot{\gamma}_R$  die reduzierte Schergeschwindigkeit ( $\dot{\gamma}_R = \eta_0 \dot{\gamma}$ );  $\eta_R$  die reduzierte Viskosität bedeuten. Die konkrete Form der Funktion [46] wurde in der Gleichung

$$1/\eta_R = 1 + A_1 \dot{\gamma}_R^{0,355} + A_2 \dot{\gamma}_R^{0,71} \quad (25)$$

angegeben, wo  $A_1 = 6,12 \cdot 10^{-3}$  und  $A_2 = 2,33 \cdot 10^{-4}$  sind. Gleichung (25) ergab sich für verschiedene polymere Schmelzen als allgemein. Ihre Gültigkeit wurde für Polyolefine, Polyvinilbutyral, natürlichen Kautschuk und Polyisobuthylen bewiesen. Vorteil der Gleichung ist, daß der einzige stoffliche Koeffizient die gut definierte, von den Scherumständen unabhängige maximale oder zu  $\tau = 0$  gehörende Viskosität ( $\eta_0$ ) ist.

Die allgemeine, von der Temperatur unabhängige Viskositätsgleichung kann zur allgemeinen Formulierung der dynamischen Eigenschaften, so des Relaxations-oder Retardationsspektrums herangezogen werden [47—49].

Auf Gl. (25) beruht die allgemeine Verarbeitungsmethode der mit rheologischen Meßinstrumenten erhaltenen Ergebnisse. Dazu müssen die zusammengehörenden Schubspannungs-Schergeschwindigkeits-Werte und die auf eine Schubspannung  $\tau = 0$  reduzierte Viskosität bestimmt werden, worüber später berichtet wird.

In Tab. 1 sind die wichtigeren Bezeichnungen gegeben.

Tabelle 1  
Kurzbezeichnungen

$\ddot{\epsilon}$	Schubspannungs-Tensor
$\Delta$	Schergeschwindigkeits-Tensor
$\tau$	Schubspannung bei planparallelen Scheren
$\dot{\gamma}_R = \eta_0 \dot{\gamma}$	reduzierte Schergeschwindigkeit
$P$	hydrostatischer Druck
$\delta_{ij}$	KROENECKERSches Symbol
$\eta_1$	Viskosität
$\eta_2$	Querrichtungsviskosität
$\mu$	NEWTONSche Viskosität
$\eta_R = \eta/\eta_0$	reduzierte Viskosität
$\mu_{\text{plast}}$	plastische Viskosität
$\tau_1$	Fließgrenze
$\varphi$	Fluidität
$\lambda$	Relaxationszeit
$v_x$	Geschwindigkeitskomponente in $x$ -Richtung, in einem rechteckigen Koordinatensystem
$M$	Molgewicht
$1/2(\Delta : \Delta)$	Ausdruck in dem rechteckigen Koordinatensystem:

$$2 \left[ \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \left[ \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right]^2 + \left[ \frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right]^2 + \left[ \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right]^2$$

### Zusammenfassung

Es werden die zur Verarbeitung rheologischer Meßdaten geeigneten Gleichungen besprochen und es wird gezeigt, daß die von WINOGRADOW und MALKIN eingeführte allgemeine Viskositätsgleichung die Mängel der übrigen Beziehungen beseitigt und zur Wertung der rheologischen Versuchsergebnisse in allgemeiner Form geeignet ist.

## Literatur

1. REINER, M.: Deformation, strain and flow. Interscience, New York, 1960.
2. EIRICH, F. R.: Rheology, Theory and Application, Academic Press, New York, 1956—1960.
3. PEARSON, J. R. A.: Mechanical principles of polymer melt processing. Pergamon Press, London, 1956.
4. VÁNDOR, J.: Bevezetés a reológiába. Mérnöktovábbképző Intézet, Budapest, 1954.
5. FERRY, J. D.: Viscoelastic properties of polymers. John Wiley, New York, 1961.
6. ALFREY, T. J.: Mechanical behavior of high polymers. Interscience, New York, 1948.
7. LEADERMAN, H.: J. Colloid Sci. **4**, 193 (1949)
8. GROSS, B.: Mathematical structures of the theories of viscoelasticity. Hermann, Paris, 1953.
9. OLDROYD, J. G.: J. Colloid Sci. **4**, 333 (1949)
10. OLDROYD, J. G.: Proc. Roy. Soc. A **245**, 278 (1958)
11. OLDROYD, J. G.: Proc. Roy. Soc. A **200**, 523 (1950)
12. WALTERS, K.: Quart. J. Mech. Appl. Math. **15**, 63 (1962)
13. WILLIAMS, M. C., BIRD, R. B.: Phys. Fluids **5**, 1126 (1962)
14. RIVLIN, R. S., ERICKSEN, J. L.: J. Rat. Mech. Anal. **4**, 323 (1955)
15. FREDRICKSON, A. G.: Principles and applications of rheology. Prentice-Hall, New York, 1964.
16. SERRIN, J.: J. Math. Mech. **8**, 459 (1959)
17. LODGE, A. S.: Elastic liquids. Academic Press, New York, 1964.
18. CARLEY, J. F.: J. Appl. Phys. **25**, 1118 (1954)
19. DOBOCZKY, Z., HUFNAGEL, W.: Plastverarb. **14**, 497 (1963)
20. SAMOSATSKIJ, N. N.: Plast. Mass. **5**, 58 (1966)
21. PHILIPPOFF, W., GASKINS, F. H.: Trans. Soc. Rheol. **2**, 263 (1958)
22. MÓZES GY., VÁNDOR J.: Magy. Kém. Lapja **20**, 305 (1965)
23. PETER, S.: Angew. Chem. **75**, 194 (1963)
24. POWELL, R. E., EYRING, H.: Nature **154**, 427 (1944)
25. EYRING, H.: J. Chem. Phys. **4**, 283 (1936)
26. GLASSTONE, S., LAIDLER, K. J., EYRING, H.: The theory of rate processes. Mc. Graw Hill, New York, 1941.
27. POWELL, R. E., ROSEVEAR, E., EYRING, H.: Ind. Eng. Chem. **33**, 430 (1941)
28. EYRING, H., REE, T.: Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. **41**, 118 (1955)
29. REE, T., EYRING, H.: J. Appl. Phys. **26**, 793 (1955)
30. SCHREMPF, F. W., FERRY, J. D., EVANS, W. W.: J. Appl. Phys. **22**, 711 (1951)
31. FERRY, J. D.: J. Am. Chem. Soc. **64**, 1330 (1942)
32. SPENCER, R. S., DILLON, R. E.: J. Colloid Sci. **3**, 163 (1948)
33. BARTENEW, G. M.: Plast. Mass. **3**, 20 (1964)
34. BARTENEW, G. M.: Vüso. Sojeg. **6**, 2155 (1964)
35. HOLZMÜLLER, W.: Plaste u. Kautschuk **11**, 647 (1964)
36. HOLZMÜLLER, W.: Kém. Közl. **27**, 169 (1967)
37. BUECHE, F.: J. Chem. Phys. **22**, 1570 (1954)
38. ROUSE, P. E.: J. Chem. Phys. **21**, 1272 (1953)
39. RAM, A., NARKIS, M.: J. Appl. Polym. Sci. **10**, 481 (1966)
40. SABIA, R.: J. Appl. Polym. Sci. **7**, 347 (1963)
41. SABIA, R.: J. Appl. Polym. Sci. **8**, 1651 (1964)
42. WINOGRADOW, G. V., MALKIN, A. JA.: J. Polym. Sci. A **2**, 2357 (1964)
43. WINOGRADOW, G. V., MALKIN, A. JA.: Vüso. Sojeg. **7**, 1134 (1965)
44. WINOGRADOW, G. V., MALKIN, A. JA.: J. Polym. Sci. A **4**, 135 (1966)
45. WINOGRADOW, G. V., MALKIN, A. JA.: Dokl. Akad. Nauk. S.S.S.R. **150**, 574 (1963)
46. BARTOS, O.: J. Appl. Polym. Sci. **35**, 2767 (1964)
47. WINOGRADOW, G. V., MALKIN, A. JA.: Dokl. Akad. Nauk. S.S.S.R. **154**, 890 (1964)
48. WINOGRADOW, G. V., MALKIN, A. JA., KARGIN, V. A.: Vüso. Sojeg. **7**, 1930 (1965)
49. WINOGRADOW, G. V., MALKIN, A. JA.: Koll. Zhur. **27**, 234 (1965)

László HALÁSZ

Dr. Imre MONDVAI

} Budapest, XI. Műegyetem rkp. 3. Ungarn