

FLUJO VISCOSO DE VIDRIOS: TECNICAS EXPERIMENTALES PARA EL INTERVALO DE ALTAS VISCOSIDADES

Edgar Dutra Zanotto y Angelo Rubens Migliore Jr.

*Departamento de Ingenieria de Materiales (DEMa)
Universidad Federal de Sao Carlos (UFSCar)
13565-905 - Sao Carlos - SP - BRASIL*

INTRODUCCION

El comportamiento del flujo viscoso gobierna la fusión, la homogeneización, el afinado, las operaciones de conformado (prensado, colado, soplado, moldeo por inyección, extrusión, etc.), así como el recocido de los vidrios y los polímeros. También regula la cinética de cristalización y en consecuencia la estabilidad térmica de estos materiales.

La viscosidad refleja la resistencia intrínseca a las traslaciones de los átomos o moléculas en el líquido y, para líquidos buenos formadores de vidrios, varía dentro de varios órdenes de magnitud cuando la temperatura cae desde la de "liquidus" hasta la temperatura de transición vítrea determinada por métodos calorimétricos.

En este trabajo se resume el tema del comportamiento del flujo viscoso de los materiales amorfos y se discuten las principales técnicas experimentales utilizadas para la medición de la viscosidad en el intervalo superior.

1. La física del flujo viscoso

En la figura 1 se representan las viscosidades de un número representativo de tipos de vidrio. Se señala aquí la gran variedad de vidrios considerados: iónico/covalentes (SiO_2 , B_2O_3), iónicos (BeF_2), metálicos (Pd-Au-Si) y Van der Waals/covalentes (tereftalato de polietileno, PET). Una característica importante de los gráficos $\log(\eta)$ vs. $1/T$ es que en algunos casos son curvas mientras que en otros son líneas rectas (comportamiento tipo Arrhenius).

En realidad, el comportamiento viscoso tipo Arrhenius ha sido informado solamente para unas pocas redes (totalmente polimerizadas) de vidrios inorgánicos: sílice, germania, pentóxido de fósforo, albita ($\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$) y fluoruro de berilio, si bien en este último caso y en el de la germania se observa una ligera cur-

INTRODUCTION

The viscous flow behavior governs melting, homogenization, fining, the forming operations (pressing, casting, blowing, injection molding, extrusion, etc.), as well as the annealing behavior of glasses and polymers. It also regulates the crystallization kinetics and consequently the thermal stability of these materials.

The viscosity reflects the intrinsic resistance to atomic or molecular translations in the liquid and, for good glass forming liquids, vary over several orders of magnitude when the temperature drops from the 'liquidus' to the calorimetric glass transition temperature.

In this paper we summarize the viscous flow behavior of amorphous materials and discuss the main experimental techniques for viscosity determinations in the upper range.

vatura. En todos estos vidrios los cationes de alta carga están coordinados tetraédricamente por los aniones, y estos aniones están coordinados doblemente por los cationes. Así, los tetraedros resultan unidos por los vértices, formando una red continua tridimensional. En la albita los álcalis residen en huecos de la red cerca de los iones aluminio, para conservar la carga local. Las constantes de las entalpías de activación (dadas por las pendientes de las líneas rectas), indican que la estructura de las unidades de flujo (desconocidas) de estos vidrios no cambian apreciablemente con la temperatura. La tabla 1 muestra las entalpías de activación (H_η) para el flujo viscoso y las viscosidades en los puntos de fusión (T_m) para estos vidrios (1,2). Debe subrayarse, sin embargo, que para otros líquidos reticulados, como el B_2O_3 , la anortita ($\text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$) y el ZnCl_2 , la viscosidad no es tipo Arrhenius. Hasta donde se sabe, no se han informado viscosidades tipo Arrhenius para polímeros y vidrios metálicos.

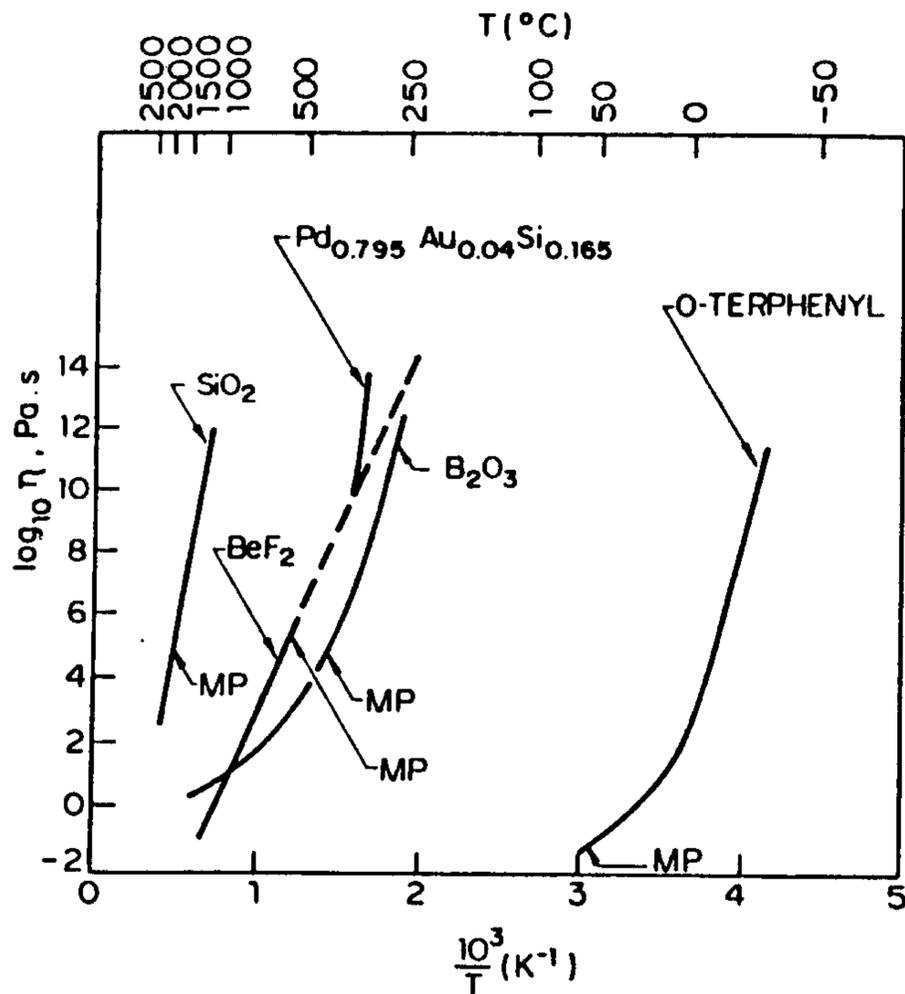


FIGURA 1. Viscosidades de algunos líquidos buenos formadores de vidrios.

Tabla 1. Algunas propiedades de líquidos reticulados tipo Arrhenius (1,2).

| Vidrio | H _η , kJ/mol | T _m , K | log ₁₀ (η(T _m), Pa.s) |
|------------------------------------|-------------------------|--------------------|--|
| SiO ₂ | 520-710 | 1996 | 5.1-6.7 |
| GeO ₂ | 290-340 | 1387 | 3.0-5.0 |
| P ₂ O ₅ | 200 | 853 | 5.7 |
| NaAlSi ₂ O ₈ | 400 | 1380 | 6.9 |
| BeF ₂ | 240 | 685 | 5.7 |

Para líquidos reticulados, las viscosidades en los puntos de fusión de las fases cristalinas en equilibrio son mucho mayores que para la mayor parte de los líquidos (log₁₀(η(H₂O)) = -3; log₁₀(η(miel)) = +1). Esta es una de las razones por las cuales los materiales de la Tabla 1 son tan resistentes a la cristalización y por lo tanto son buenos formadores de vidrios.

Para todos los otros vidrios de óxidos, fluoruros, calcogenuros, metálicos, polímeros y moleculares, cuyos datos de viscosidad están disponibles en amplios intervalos de temperatura, las representaciones de log(η) vs 1/T tienen una curvatura negativa y por lo tanto los valores aparentes de H_η decrecen con la temperatura. La entalpía de activación para el flujo viscoso puede variar en casi un orden de magnitud entre el punto de fusión y el de transición del vidrio, como se muestra en la Tabla 2 (1)

Tabla 2 - Propiedades de los líquidos no tipo Arrhenius (H_η, kJ/mol).

| Vidrio | T _g , K | H _η (T _g) | H _η (T _m) |
|-------------------------------|--------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| B ₂ O ₃ | 546 | 395 | 85 |
| Pd-Au-Si | 620 | 1100 | 710 |
| o-terfenilo | 242 | 500 | 65 |

Una fórmula habitualmente usada para ajustar los datos de viscosidad vs temperatura para vidrios inorgánicos es la ecuación Vogel-Fulcher (VF):

$$\log \eta = A + B / (T - T_0) \quad (1)$$

donde A, B y T₀ son parámetros empíricos y T es la temperatura. Valores típicos para estas constantes para vidrios de óxidos estequiométricos fueron reunidos por Zanotto (2) y figuran en la Tabla 3.

Tabla 3 - Parámetros de viscosidad para vidrios de óxidos (η, Pa.s)

| Vidrio | A | B | T ₀ , K | T ₀ /T _m |
|---|-------|------|--------------------|--------------------------------|
| Na ₂ O.2CaO.3SiO ₂ | -4.86 | 4893 | 547 | 0.35 |
| Li ₂ O.2SiO ₂ | +1.81 | 1347 | 595 | 0.46 |
| BaO.2SiO ₂ | +1.83 | 1702 | 795 | 0.47 |
| CaO.Al ₂ O ₃ .2SiO ₂ | -5.85 | 6750 | 738 | 0.40 |
| Na ₂ O.2SiO ₂ | -0.64 | 2315 | 541 | 0.47 |
| Li ₂ O.P ₂ O ₅ | -4.10 | 2000 | 462 | 0.50 |
| B ₂ O ₃ | -5.02 | 3665 | 333 | 0.46 |

Por lo tanto, a una temperatura reducida (T₀/T_m) de aproximadamente 0.45 la viscosidad de los líquidos de óxidos no tipo Arrhenius tiende a infinito. Caillot et al. (3) demostraron también que la viscosidad de una variedad de líquidos diverge a una temperatura reducida de 0.5. Este comportamiento está predicho por las teorías del volumen libre y de la entropía de la transición vítrea (1).

Los investigadores de los polímeros hacen uso frecuente de la ecuación de Williams-Landau-Ferry (WLF):

$$\log \eta = C_1 T / (C_2 + T - T_0) \quad (2)$$

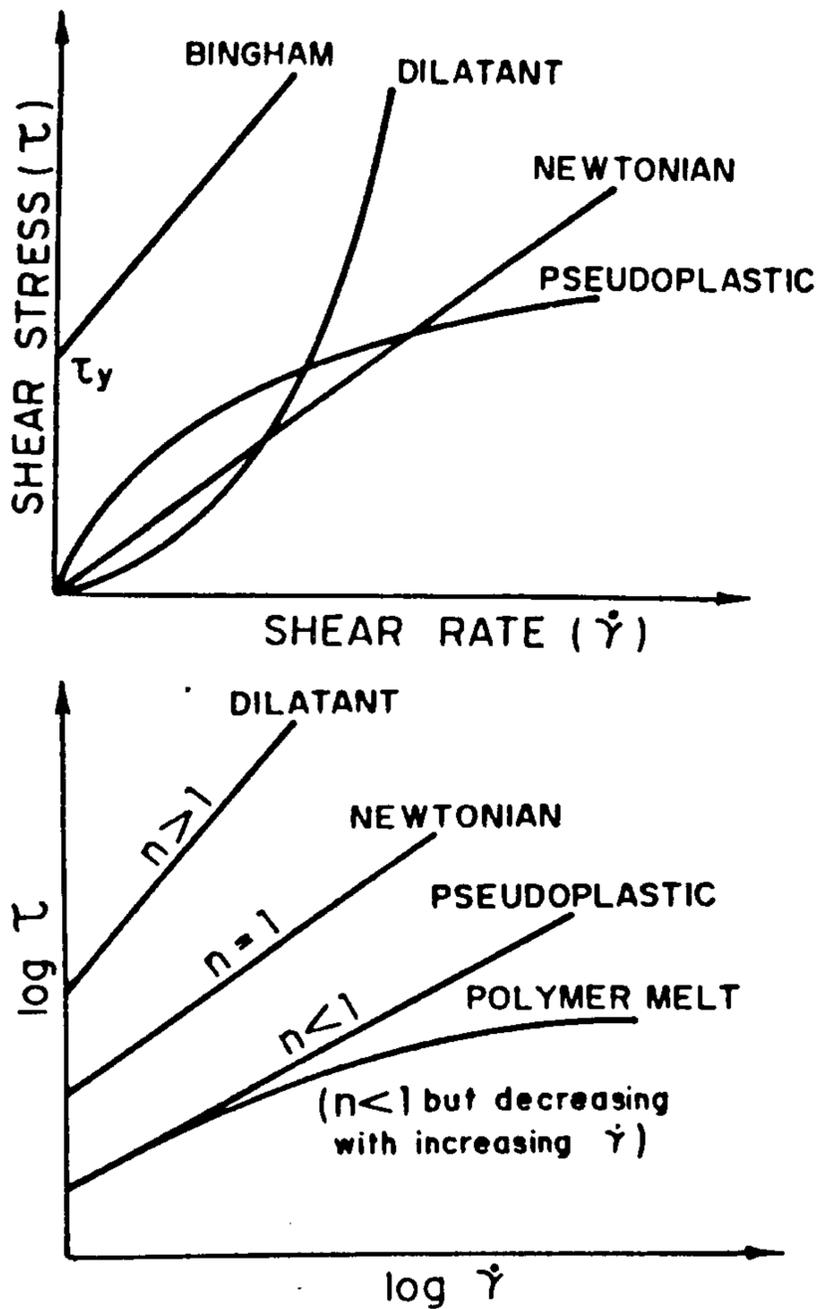
donde C₁ = 17.2 kJ/mol y C₂ = 56.1 K son constantes universales, supuestamente válidas entre T₀ y T₀ + 50°C para todos los polímeros. Sin embargo, la ecuación (2) no puede trabajar perfectamente porque η es igual a aprox. MW^{3.4} para polímeros pero T_g solo depende débilmente del peso molecular MW.

Varios autores plantean la hipótesis de que la dependencia de la temperatura de la entalpía de activación para el flujo viscoso es debida al movimiento cooperativo que debe acompañar a los cambios estructurales. Esto significa que la entalpía de activación no es representativa del salto de los átomos aislados. Cuando baja la temperatura y los movimientos atómicos se hacen más cooperativos, un creciente número de átomos será envuelto en el flujo, y la entalpía de activación se incrementará. Alternativamente se puede pensar que las unidades responsables del flujo molecular cambian con la temperatura haciendo variar así la entalpía de activación.

Las indicaciones de cambios estructurales con la temperatura son disponibles sólo para unos pocos vidrios. Para B₂O₃ hay evidencias experimentales de la rotura de los anillos de boroxilo al incrementar la temperatura (Walrafen et.al. en (1)). Datos de rayos X a altas temperaturas y simulaciones de dinámica molecular también indican que la fragilidad de un vidrio fundido puede ser correlacionada con el incremento de las longitudes Si-O y Al-O y el decrecimiento de los ángulos Si-O-Si y Al-O-Al con la temperatura, mientras que estos parámetros son iguales para vidrios de sílice y para vidrios fundidos que muestren un comportamiento tipo Arrhenius.

Finalmente debe recalcar que no es posible correlacionar la entalpía de activación de la viscosidad con la energía del enlace. Por ejemplo, la energía de vaporización de o-terfenilo es de alrededor de 75 kJ/mol, mientras que H_η a T_g es de 490 kJ/mol y H_η para T_m es de 65 kJ/mol. El calor de vaporización de BeF₂ es de 170 kJ/mol pero la entalpía de activación para el flujo es de 240 kJ/mol.

FIGURA 2. Comportamiento reológico de líquidos



Para SiO₂, H_η = 520-710 kJ/mol mientras que la energía del enlace Si-O es de alrededor de 440 kJ/mol. La entalpía de activación para la difusión del oxígeno es de alrededor de 300 kJ/mol en este mismo vidrio.

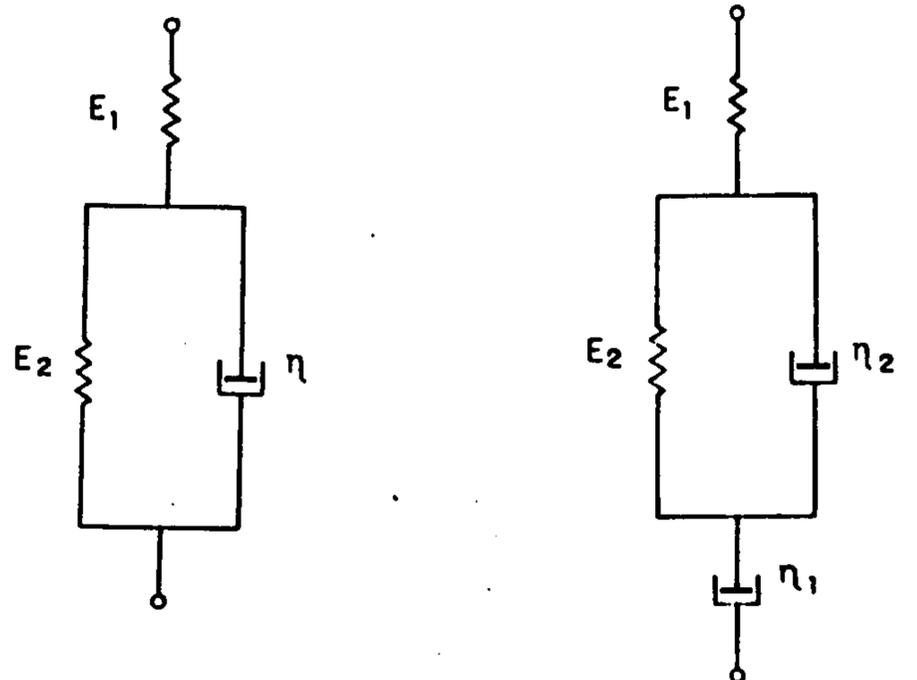
2 - Modelos reológicos

En forma simplificada el comportamiento reológico de los líquidos puede ser representado esquemáticamente por la figura 2. Mientras los polímeros son típicamente pseudoplásticos, la mayoría de los vidrios de óxidos son de tipo newtoniano, por lo menos para los esfuerzos de deformación empleados en operaciones comunes de conformado. Para un líquido newtoniano confinado entre dos placas paralelas, siendo la más baja de ellas fija mientras que la superior se mueve a una velocidad constante v₀, y la distancia entre ellas se mantiene constante, la velocidad del líquido es cero en la superficie de la placa más baja y varía linealmente con la distancia entre las placas. Un esfuerzo de corte τ debe ser aplicado a la placa superior para mantener ese movimiento, y el coeficiente de viscosidad de corte η o simplemente la viscosidad, es la relación entre el esfuerzo aplicado y el gradiente de velocidad dv/dy:

$$\eta = \tau (dv/dy) \quad (3)$$

Más detalladamente, el flujo del vidrio es más complejo debido a la combinación de las respuestas elástica y viscosa a todo tipo de esfuerzo aplicado, conocida como viscoelasticidad. Varios modelos han sido propuestos para describir la viscoelasticidad. Entre ellos, se ha demostrado que el modelo de Burger puede caracterizar razonablemente bien el comportamiento de los vidrios inorgánicos (5).

FIGURA 3. (a) Modelo de Burger (b) Modelo de tres parámetros



En esta versión, ilustrada en la figura 3a, los elementos de viscosidad (η₁) y de elasticidad (E₁) son combinados en series con un sólido tipo Kelvin, series donde otros dos elementos (η₂, E₂) son ordenados en paralelo y reflejan las propiedades elásticas lentas. La variación de la deformación bajo un esfuerzo de tracción constante y una deformación inicial cero está dada por el valor de la deformación viscosa de Newton.

$$d(\epsilon_n)/dt = \sigma/\eta_1$$

y la variación de la deformación del sólido de Kelvin

$$d(\epsilon_k)/dt = -(\eta_2/E_2) \cdot d^2(\epsilon_k)/dt^2$$

Dado que

$$\epsilon_k = (\sigma/E_2) (1 - \exp(-t \cdot E_2/\eta_2))$$

siempre será

$$d\epsilon/dt = (\sigma/\eta_1) (1 + (\eta_1/\eta_2) \exp(-t \cdot E_2/\eta_2)) \quad (4)$$

donde ε = ε_n + ε_k.

El esfuerzo externo σ y la deformación elástica de equilibrio para todo el sólido, ε₁, están asociadas por la ley de Hooke

$$\sigma = E \cdot \epsilon_1$$

donde E es el módulo de elasticidad del vidrio. Por lo tanto cuando T → ∞ (en la práctica cuando t >> η₂/E₂) en correspondencia con el flujo newtoniano.

$$d\epsilon/dt = E \cdot \epsilon_1/\eta = \epsilon_1/t^* \quad (5)$$

donde t* es el tiempo de relajación.

Un interesante modelo de tres parámetros (el modelo de Burger tiene cuatro parámetros) fue recientemente propuesto por Hsueh (6) y se muestra en la figura 3b. El demostró que para un elemento elástico de Hooke (E₁) en serie con un sólido de Kelvin (E₂, η), las relaciones esfuerzo-deformación para una variación constante de la segunda, y en ensayos de "creep" en esfuerzo constante, son:

$$\sigma(t) = (E_1/E)^2 \eta \epsilon \cdot (1 - \exp(-Et/\eta)) + E_1 E_2 t \epsilon / E \quad (6)$$

donde

$$\epsilon'(t) = \sigma \exp(E_2 t / \eta) / \eta \quad (7)$$

y

$$E = E_1 + E_2$$

Debe subrayarse que un esfuerzo constante puede ser logrado sólo cuando E_2 está entre - ∞ y t . Nótese también que el modelo de los tres parámetros determina un decrecimiento en la variación de la deformación durante los ensayos de "creep" en esfuerzo constante.

Para evitar el largo tiempo de carga requerido para ensayos de "creep" convencionales y la compleja instrumentación para los ensayos de esfuerzo constante, Hsueh (6) sugirió un procedimiento experimental para la determinación de los parámetros E_1 , E_2 y la viscosidad η . La técnica de Hsueh es apropiada para la medición de altas viscosidades, donde los efectos de la elasticidad son más importantes. En la siguiente sección describimos algunos de los métodos más simples y usuales para la determinación de la viscosidad.

3. Técnicas de medición

La determinación de la viscosidad está basada en la analogía propuesta por Trouton (7) entre deformaciones elásticas y viscosas donde el módulo de esfuerzo de corte G es substituído por el coeficiente de viscosidad η y la elongación u es reemplazada por la velocidad de elongación $u' = du/dt$.

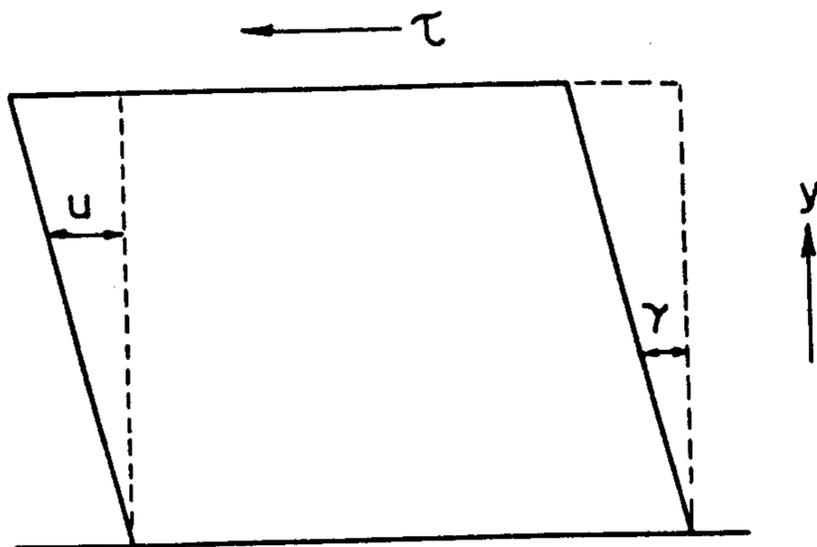


Fig. 4 - Bloque sólido bajo esfuerzo de corte

La analogía puede ser apreciada si nos referimos a la distorsión de un bloque rectangular sujeto a un esfuerzo de corte (Figura 4). La relación entre la fuerza aplicada τ y el ángulo de corte α es $\tau = G \cdot \alpha$. Si α es pequeño, $\alpha = (du/dy)$ y

$$\tau = G (du/dy) \quad (8)$$

donde u es el desplazamiento de un punto en la dirección del esfuerzo aplicado. Este tiene la misma forma de la ecuación (3) que define la viscosidad. Debe ser enfatizado aquí que

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

Para líquidos incompresibles, $\nu = 0.5$ y por lo tanto $G = E/3$.

El intervalo de viscosidad que es de interés en la fabricación de vidrios y polímeros es muy amplio, variando desde 10^9 a 10^{13} Pa.s. y por lo tanto hay que usar más de un método para efectuar mediciones sobre todo este intervalo. En consecuencia es conveniente describir los métodos dividiéndolos en dos grupos. Un grupo es usado para viscosidades relativamente bajas ($\log \eta < 5$), y el otro para $14 < \log \eta < 5$. La siguiente tabla resume los intervalos típicos de viscosidad utilizados por cada método. El intervalo real medido depende de los detalles del instrumental y puede variar en uno o dos órdenes de magnitud.

Tabla 4. Intervalos típicos de viscosidad medidos por cada método (Pa.s)

| Método | log (η) |
|-------------------------|----------------|
| Flexión de varilla | 7-13 |
| Estirado de fibras | 8-12 |
| Compresión de cilindros | 8-12 |
| Penetración | 6-12 |
| Placas paralelas | 4-8 |
| Cilindro rotativo | 1-7 |
| Esfera | 1-3 |

Existen muchas otras técnicas para determinar la viscosidad del vidrio fundido ($\log \eta < 5$) y son usadas también para polímeros: Placas de deslizamiento, Poiseuille, Placas rotativas, Dinámica de corte, Couette, Placa cónica, Flujo uniaxial, etc. Estos están cuidadosamente revisados en numerosos libros de reología, ver por ejemplo (8), y no serán detallados aquí. En este artículo se describirán solamente las principales técnicas de determinación de la viscosidad en el intervalo superior ($14 < \log \eta < 5$), que ha recibido mucha menos cobertura en la literatura.

Demostremos en la sección siguiente que la viscosidad puede ser determinada tomando ecuaciones conocidas para la deformación de sólidos elásticos bajo carga y reemplazando en esas ecuaciones G o $E/3$ por η para obtener relaciones correspondientes para el intervalo de elongación de un líquido viscoso bajo carga.

3.1. Estirado de fibras y compresión de cilindros

La técnica de estirado de fibras fue propuesta en primer lugar por Lillie y ahora es una norma ASTM (9,10). Si suponemos la geometría descrita en la figura 5a, i.e. una fibra de sección A y largo inicial L , está sujeta a una fuerza uniforme P . Suponiendo que A no cambia significativamente para pequeñas elongaciones y que la masa de la muestra es despreciable comparada con la carga exterior, la elongación elástica u , está dada por

$$u = P L / E A \quad (9)$$

Por lo tanto, usando la analogía de Trouton para el flujo viscoso se tiene

$$du/dt = P L / (2 (1+\nu) A \eta) \quad (10)$$

Suponiendo que $\nu = 0.5$ y $u' = du/dt$,

$$\eta = P L / (3 A u') \quad (11)$$

De este modo, para determinar la viscosidad a una temperatura dada sólo es necesario conocer la fuerza aplicada P , el radio de la fibra (y por lo tanto A) y medir el intervalo de elongación u' . De este modo sólo se necesita un buen horno con un perfil de temperatura estable y uniforme a todo lo largo de la fibra, equipado con un LVDT u otro dispositivo para medir deformaciones. Sin embargo, no es sencillo obtener fibras uniformes a escala de laboratorio. De hecho, es muy difícil obtener fibras de ciertos materiales.

Exactamente la misma solución (ecuación 11) se encuentra para el caso de compresión de cilindros. En consecuencia, uno puede usar dilatómetros comerciales o analizadores termomecánicos para medir la viscosidad de muestras cilíndricas.

3.2. El método de flexión de una varilla

El método de flexión de una varilla fue descrito por Jones (11) y Hagy (12) y ahora es una norma ASTM (13). Un dibujo esquemático de la disposición experimental se muestra en la figura 5b, donde una muestra de largo L y momento de inercia I es simétricamente curvada bajo un peso P. Según la teoría de la elasticidad, la deformación elástica es:

$$u = PL^3 / 48EI + 5qL^4 / 384EI \quad (12)$$

donde $P = mg$ y $q = \delta Ag$ y $I = bh^3/12$. Aquí m es la masa, g la gravedad, δ la densidad de la muestra y b y h sus dimensiones laterales. Con las substituciones apropiadas en la ecuación (12) arriba-mos a

$$u = gL^3 (m + 5 \delta AL/8) / 48EI \quad (13)$$

Por analogía, se tiene para el flujo viscoso

$$\eta = gL^3 (m + 5 \delta AL/8) / 96 (1+v)u' \quad (14)$$

En consecuencia, si se conoce la densidad y la geometría de la muestra, la carga aplicada y el intervalo de deflexión u', la determinación de la viscosidad es directa.

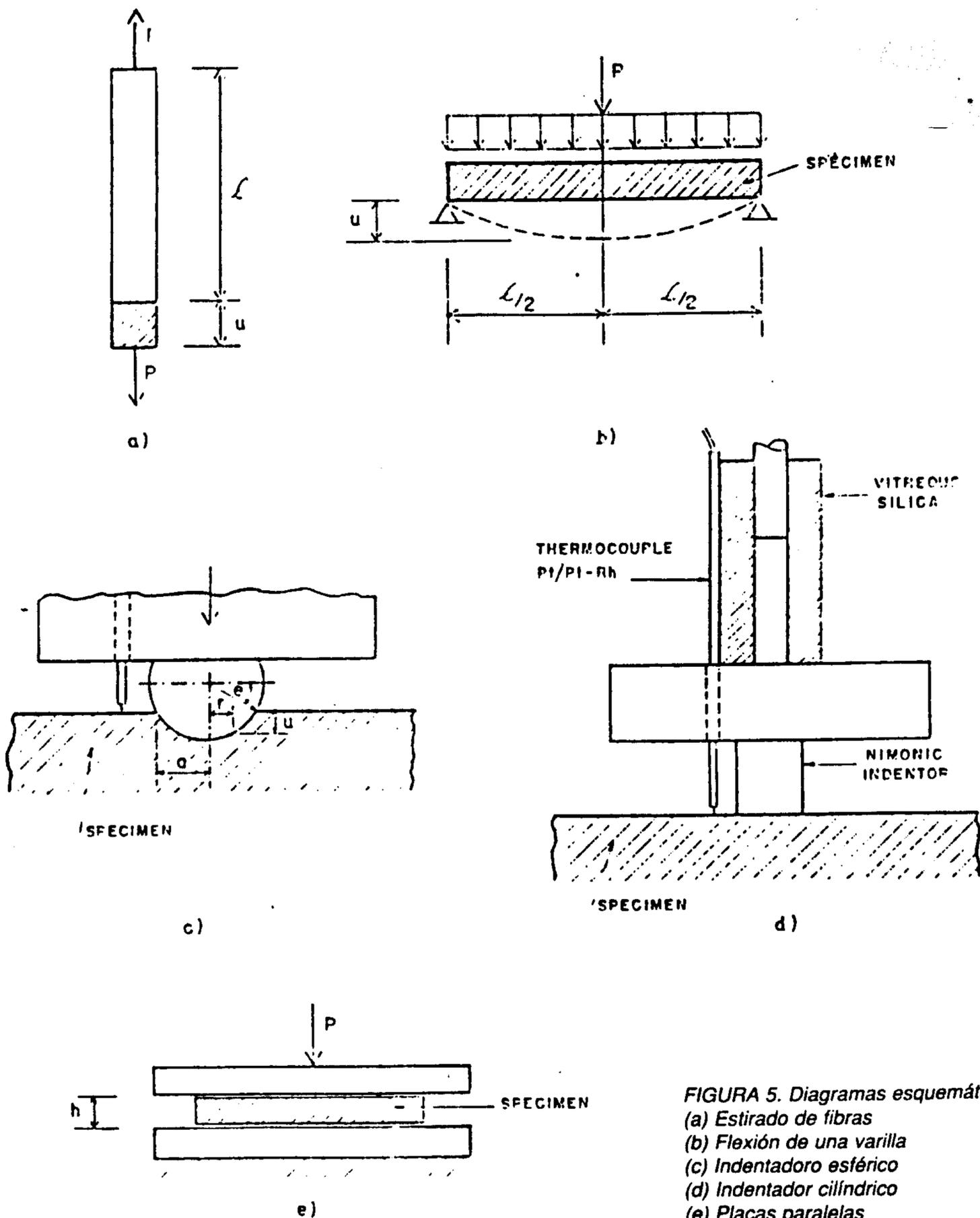


FIGURA 5. Diagramas esquemáticos para:
 (a) Estirado de fibras
 (b) Flexión de una varilla
 (c) Indentador esférico
 (d) Indentador cilíndrico
 (e) Placas paralelas

3.3. Técnicas de indentación

3.3.1. Indentadores esféricos

Si dos esferas elásticas de radio R son comprimidas una contra la otra, se podrá demostrar (14) que la deformación u a una distancia r desde el centro del área de contacto (figura 5c) está dado por

$$u(r) = \pi P_0 (2a^2 - r^2) ((1-\nu_1^2)/E_1 + (1-\nu_2^2)/E_2) / 4a \quad (15)$$

donde $P_0 = 3P/6.2\pi a^2$ es la máxima compresión, a el radio del círculo de contacto y P la fuerza aplicada. Si una de las dos esferas es mucho más rígida que la otra (éste es el caso de un indentador metálico sobre un vidrio caliente, como se describe en la figura 6c), $E_1 \gg E_2$ y el primer término entre paréntesis desaparece. Usando la bien conocida relación $E = 2G(1 + \mu)$, para $r \rightarrow 0$ la ecuación (15) se convierte en

$$u(0) = 3P(1-\nu) / 8aG \quad (16)$$

Por lo tanto usando la analogía de Trouton (7) se tiene que

$$\eta = 3P(1-\nu) / 8au' \quad (17)$$

donde u' es la velocidad de penetración. El radio de indentación a está relacionado con la profundidad de la penetración, u (r=0), por $a^2 = u(2R-u)$. Dado que $a = R \cos \theta$ y $\mu = R(1 - \sin \theta)$, la integración de la ecuación (17) da

$$\eta = 9P(1-\nu)t / 16(2R)^{1/2}F(u) \quad (18)$$

donde

$$F(u) = (2R)^{3/2} (\pi - 2\theta - \sin \theta)$$

y

$$\theta = \arcsin(1 - (u/R)) \text{ (rad).}$$

Para penetraciones pequeñas, $u \ll 2R$ y $F(u) = u^{3/2}$. Sin embargo para estas pequeñas penetraciones (en tiempos breves), las deformaciones elásticas pueden aún ser importantes, y entonces el flujo no es newtoniano y podría ser descrito por las más complejas ecuaciones de la sección 2. Por consiguiente, es más correcto (aunque insuma más tiempo) medir la penetración como una función del tiempo y computar el valor de F(u) antes que usar $u^{3/2}$ para obtener la viscosidad.

3.3.2. Indentadores cilíndricos

El alargamiento elástico u producido por un indentador rígido plano en una placa semi-infinita fue deducido por Streicher (15):

$$u = C(1-\nu^2) \pi^{1/2} ER, \quad (19)$$

donde R es el radio del indentador cilíndrico y $C = 0.96$. Usando la analogía, se tiene que

$$\eta = C(1-\nu)P / 2 \pi^{1/2} Ru' \quad (20)$$

En la figura 5 d se muestra un dibujo esquemático de la indentación realizada por un cilindro. Este método es interesante, con respecto a las otras técnicas, porque es capaz de cubrir el intervalo de viscosidad más amplio ($13 < \log \eta < 6$ Pa.s), la geometría de la muestra es muy simple (cubos o cilindros cuyo único requerimien-

to es que las dimensiones deben ser unas 5 veces mayores que el diámetro del indentador), y la misma muestra puede ser usada para varias mediciones. Pero por otro lado, por lo que sabemos, las técnicas de indentación no son reconocidas por la ASTM o alguna otra institución de normalización.

3.4. Placas paralelas

La técnica de las placas paralelas se representa esquemáticamente en la Figura 5 (e). Este es un método importante porque cubre el intervalo intermedio de viscosidad, $8 < \log \eta < 13$ Pa.s. La ecuación que relaciona la viscosidad con la deformación es:

$$\eta = 2\pi mh^5 / (3V (dh/dt) (2\pi h^3 + V)) \quad (21)$$

donde m es la carga aplicada, h el espesor de la muestra y V es el volumen de la muestra.

4. Comentarios finales

En mediciones de viscosidad de vidrios y polímeros, especialmente en la región de altas viscosidades, donde la viscosidad varía rápidamente con la temperatura, es importante prestar cuidadosa atención a la medición de la temperatura. La termocupla será emplazada tan cerca de la muestra como sea posible y sería ideal que tuviera un contacto térmico con ella. El horno del viscosímetro debe ser cuidadosamente diseñado en forma tal que la muestra íntegra esté en una zona de temperatura constante. A cada temperatura de medición se le dará el tiempo adecuado para garantizar que la muestra ha alcanzado una temperatura de equilibrio antes que sea hecha la medición. También es aconsejable disponer de una variedad de materiales de referencia normalizados de composición homogénea (e.g., el NBS, ahora NIST (USA), fabrica vidrios de sodacal normalizados), cuyas viscosidades pueden ser medidas de tiempo en tiempo para garantizar que no han tenido lugar cambios en los aparatos usados. Esta es una buena práctica cuando se hacen mediciones de cualquier propiedad física.

También es esencial tener en cuenta los efectos diferidos de la elasticidad, especialmente en las vecindades de T_g . En este caso hay que esperar la relajación de la respuesta elástica antes que el vidrio entre en un comportamiento newtoniano. Para los polímeros, que no son newtonianos, hay que determinar la viscosidad como una función del esfuerzo de corte. En algunas instancias se informa la viscosidad de corte cero, para lo cual se extrapola la curva de viscosidad hasta un valor cero del esfuerzo de corte.

5. REFERENCIAS

1. BRAWER S.: "Relaxation in viscous liquids and glasses". The American Ceramic Society, Columbus, USA (1985).
2. ZANOTTO, E.D. - J. Non Cryst. Solids 89, 361 (1987).
3. CAILLOT E., DOUCLOT C.R. and SOUQUET J.L. - Acad Sci. Paris, T. 312, s.II, 447 (1991).
4. SCAMERHORN C.A. and ANGELL C.A. - Geo.Cosmoch. Acta 55, 721 (1991).
5. NEMILOV S.V. - Soviet J. Glass Phys. Chem. - Traducido de Fizika i Khimiya Stekla, V. 3, N.2, 148 (1977).
6. HSUEH C.H. - J. Amer. Ceram. Soc. 69, 48 (1986).
7. TROUTON F.T. - Proc. S. Soc. L. Ser.A, N. A519, 426 (1906).
8. CORRIERI, R. (Editor): "Melt rheology" - Int. School of Advanced Studies in Polymer Science, Ferrara, Italia (1992).
9. LILLIE H.R. - J. Amer. Ceram. Soc. 14, 502 (1931).
10. ASTM Standard C336-71 (1977).
11. JONES J.O. - J. Soc. Glass Tech. 28, 43262T (1946).
12. HAGY H.E. - J. Amer. Ceram. Soc. 46, 93 (1963).
13. ASTM Standard C598-72 (1976).
14. TIMOSHENKO S. and GOODIER J.N.: "Theory of Elasticity", p. 372, McGraw Hill, London (1951).
15. STREICHER F. - Bauingenier 48, 949 (1965)