



# **UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA  
QUÍMICA-POLÍMEROS**

**ESTUDIO EXPERIMENTAL DE FLUIDOS COMPLEJOS EN FLUJO  
CONTRACCIÓN/EXPANSIÓN**

**TESIS**

**QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
DOCTOR EN INGENIERÍA**

**PRESENTA:**

**M.I. MARIANO PÉREZ CAMACHO**

**TUTOR**

**Dr. OCTAVIO MANERO BRITO, INST. DE INV. EN MATERIALES**

**COMITÉ TUTORAL**

**Dr. Ángel Enrique Chávez Castellanos, Facultad de Química. UNAM**

**Dr. Raul Montiel Campos Universidad Autónoma Metropolitana**

**Dr. Octavio Manero Brito, Inst. de Inv. en Materiales. UNAM**

**MÉXICO, D.F. ENERO 2016**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



## **JURADO ASIGNADO:**

Presidente: Dr. Alberto Tecante Coronel

Secretario: Dr. Ángel Enrique Chávez Castellanos

Vocal: Dr. José Roberto Zenit Camacho

1er Suplente: Dr. Juan Pablo Aguayo Vallejo

2do Suplente : Dr. Octavio Manero Brito

Lugar donde se realizó la Tesis:

INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN MATERIALES. UNAM

LABORATORIO DE INGENIERÍA QUÍMICA. UNAM.

**TUTOR DE LA TESIS**

**Dr. OCTAVIO MANERO BRITO**

---

## ÍNDICE

ÍNDICE .....	1
SIMBOLOGÍA .....	3
LISTADO DE FIGURAS E IMÁGENES .....	6
RESUMEN .....	9
OBJETIVO .....	11
<b>CAPÍTULO 1 ANTECEDENTES DE FLUJOS EN CONTRACCIÓN</b> .....	<b>13</b>
<b>1.1. INTRODUCCIÓN</b> .....	<b>13</b>
1.1.1. Contracción simple y contracción/expansión.....	13
1.1.2. Longitudes características durante la formación de vórtices .....	16
1.1.3. Antecedentes .....	17
<b>1.2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b> .....	<b>24</b>
1.2.1. Introducción .....	24
1.2.2. Flujo extensional uniaxial .....	24
1.2.3. Flujo cortante simple .....	27
1.2.4. Comportamiento de un fluido en un ducto circular .....	32
1.2.5. Ecuaciones constitutivas.....	34
1.2.6. Caídas de presión a través de una contracción/expansión axisimétrica.....	43
1.2.7. Disipación de energía en un flujo en contracción/expansión axisimétrico	45
<b>CAPÍTULO 2 DESARROLLO EXPERIMENTAL</b> .....	<b>48</b>
<b>2.1. INTRODUCCIÓN</b> .....	<b>48</b>
<b>2.2. EQUIPO EXPERIMENTAL</b> .....	<b>49</b>
2.2.1. Descripción del equipo .....	49
2.2.2. Zona de suministro del fluido.....	49
2.2.3. Zona de prueba .....	50
2.2.4. Zona de control electrónico.....	51
2.2.5. Zona de recolección del fluido .....	52
<b>2.3. PREPARACIÓN DE SOLUCIONES</b> .....	<b>53</b>
2.3.1. Solución de Hase al 2.5 % .....	53
2.3.2. Solución de Boger .....	53
<b>2.4. REOLOGÍA DE LAS SOLUCIONES</b> .....	<b>56</b>
2.4.1 Solución de Hase al 2.5% en peso .....	56
2.4.2 Solución de Boger .....	59

<b>2.5. EVALUACIÓN EXPERIMENTAL DE LA CAÍDA DE PRESIÓN .....</b>	<b>61</b>
<b>2.5.1. Calibración de los sensores .....</b>	<b>61</b>
<b>2.6. CAÍDAS DE PRESIÓN .....</b>	<b>63</b>
<b>2.7. OPERACIÓN DEL EQUIPO .....</b>	<b>65</b>
<b>2.8. CORRIDAS EXPERIMENTALES.....</b>	<b>66</b>
<b>2.9. VISUALIZACIÓN DE VÓRTICES.....</b>	<b>67</b>
<b>CAPÍTULO 3 ANÁLISIS DE RESULTADOS EXPERIMENTALES.....</b>	<b>69</b>
<b>3.1. ANÁLISIS DE LA DINÁMICA DE FLUJO.....</b>	<b>69</b>
<b>3.1.1. Contracción/expansión 2:1:2 .....</b>	<b>70</b>
<b>3.1.2. Contracción/expansión 4:1:4 .....</b>	<b>75</b>
<b>3.1.3. Contracción/expansión 6:1:6 .....</b>	<b>79</b>
<b>3.1.4. Contracción/expansión 8:1:8 .....</b>	<b>86</b>
<b>3.1.5. Contracción/expansión 10:1:10 .....</b>	<b>89</b>
<b>CAPÍTULO 4 ANÁLISIS DE LA DINÁMICA DE FLUJO EMPLEANDO LA EXTENSIÓN DE HENCKY Y DE LA RELACIÓN DE ESFUERZOS NORMALES EN CORTE / EXTENSIÓN. ....</b>	<b>93</b>
<b>CAPÍTULO 5 CONCLUSIONES.....</b>	<b>96</b>
<b>5.1. DINÁMICA DE FLUJO UN PUNTO DE VISTA DE LA CAÍDA DE PRESIÓN TOTAL....</b>	<b>96</b>
<b>5.2. DINÁMICA DE FLUJO UN PUNTO DE VISTA DE LA CAÍDA DE PRESIÓN EN EXCESO</b>	
99	
<b>REFERENCIAS.....</b>	<b>103</b>

## SIMBOLOGÍA

$A_{=}$	Tensor de conformación
C	Corrección de Couette
$D_{ij}$	Tensor rapidez de deformación (Notación en índices)
$D_{=}$	Tensor rapidez de deformación ( Notación vectorial )
$D_1$	Diámetro del tubo antes de la contracción
$D_2$	Diámetro del tubo después de la contracción
$E_1, E_2$	Voltajes registrados en los sensores de presión
$E_C$	Energía Cinética
$E_P$	Energía Potencial
$E_{Presión}$	Energía de presión
epd	Extra pressure drop, (Caída de presión en exceso ó caída de presión extra)
$G_o$	Módulo elástico
L	Longitud medida desde la placa de contracción a la toma de presión
$L'$	Extensibilidad de la mancuerna en el modelo de FENE-CR
K	Constante cinética asociada al rompimiento o cambio de estructura
$L_c$	Longitud de la contracción
$L_{ideal}$	Longitud ideal
$L_{ij}$	Tensor gradiente de velocidades (Notación en índices)
$L_v$	Altura del vórtice (Fig.1.1.1-1)
n	Índice de comportamiento según la ecuación de la ley de la potencia
$N_1$	Primera diferencia de esfuerzos normales en corte
$P_1, P_2$	Presión registrada en cada uno de los dos sensores
$P_g$	Presión equivalente ( Ec.1.2-8-1)
Q	Flujo volumétrico aplicado al sistema
$R_1$	Radio del tubo de mayor diámetro
$R_2$	Radio de la contracción
$R_v$	Distancia desde el centro de la contracción al el centro del vórtice (Fig1.1.1-1)
$T_{ik}$	Tensor de esfuerzos ( notación en índices)
$T_{=}$	Tensor de esfuerzos total
$W_{ij}$	Tensor vorticidad ( Notación en índices)
$Tr A_{=}$	Traza del tensor de conformación
$Z_v$	Distancia del centro del vórtice a la placa de contracción (Fig.1.1.1-1)

## NÚMEROS ADIMENSIONALES

$$De = \lambda V_2/R_2$$

No. de Deborah

$$We = \lambda V_2/R_2$$

No. de Weissenberg

$$El = \eta\lambda/\rho D^2$$

No. de Elasticidad

$$C = \frac{(P_2 - P_1 - \Delta P_{Ext})_{r=0}}{2 \tau_w}$$

Corrección de Couette

$$\Xi = \frac{N1/ \eta_o \dot{\gamma}}{(\tau_{zz} - \tau_{rr})/\eta_o \dot{\epsilon}}$$

Relación de esfuerzos normales

## LETRAS GRIEGAS

$\beta_o$

$R_2/R_1$  = Relación de contracción

$\beta$

$\lambda/\lambda_j$  Relación de tiempos de relajamiento

$\beta$

Relación de contracción en la Ec.4.1

$\chi$

$Lv/D$  = Crecimiento del vórtice adimensional

$\dot{\epsilon}$

Rapidez de extensión

$\epsilon$

Extensión de Hencky

$\epsilon$

$\Delta P_{Tot}$

Caída de presión total en el sistema

$\Delta P_{Exceso}$

Caída de presión extra o caída de presión en exceso

$\Delta P_{Norm}$

Caída de presión normalizada

$\nabla$

Derivada convectiva superior del tensor rapidez de deformación

$D$

$\nabla$

$A$

Derivada convectiva superior del tensor de conformación

$\nabla$

$u$

Derivada convectiva superior del vector velocidad.

$\gamma$

Rapidez de corte

$\gamma_w$

Rapidez de corte evaluada en la pared

$\gamma_{aw}$

Rapidez de corte aparente evaluada en la pared

$\eta$

Función viscosidad

$\eta_c$

Función Viscosidad evaluada en la contracción

$\eta_o$

Función viscosidad a cero rapidez de corte

$\eta_E$

Función viscosidad extensional

$\phi$

Fluidez o inverso de la viscosidad del fluido

$\phi_o$

Fluidez a cero rapidez de deformación

$\phi_\infty$

Fluidez a muy altos valores de rapidez de deformación

$\lambda$

Tiempo de relajamiento de la solución

$\lambda_j$

Tiempo de retardación de la solución

$\mu$

Viscosidad newtoniana

$\mu_o$

Viscosidad cortante a cero rapidez de corte

$\theta$	Ángulo de entrada a la contracción por parte del fluido
$\rho$	Densidad de la solución
$\tau$ =	Tensor de esfuerzos-extra
$\tau_{zz}, \tau_{rr}$	Componentes Normales del tensor de esfuerzos
$\tau_w$	Esfuerzo cortante evaluado en la pared.



**LISTADO DE FIGURAS E IMÁGENES**

	PÁGINA
Fig. 1.1.1-1 Esquemas del flujo en contracción simple y contracción/expansión axisimétrica	13
Fig. 1.1.1-2 Formación de vórtices en un flujo en contracción simple y en Contracción /expansión	15
Fig. 1.1.2-1 Diferentes tipos de vórtices presentes en flujos en contracción/expansión (a) Lip vortex, (b) Corner vortex, (c) Lip Vortex ( No.Deborah altos)	17
Fig. 1.1.3-1 Régimen de crecimiento del vórtice y régimen de flujo divergente	20
Fig. 1.1.3-2 Comparación de la EPD vs No de We en una contracción/expansión 4:1:4 (a) Resultados numéricos obtenidos por Walters (b) Resultados experimentales obtenidos por Rothstein y Mckinley	23
Fig. 1.2.2-1 Diferentes tipos de flujos extensionales	26
Fig. 1.2.3-1 Flujo cortante simple entre dos placas paralelas	27
Fig. 1.2.4-1-(a) Diferentes zonas en donde se desarrolla el flujo mixto al paso de un Fluido a través de una contracción	29
Fig. 1.2.4-1-(b) Perfil de esfuerzos en diferentes zonas en el desarrollo de un flujo mixto a través de una contracción axisimétrica.	29
Fig. 1.2.4-2 Interacción de la primera diferencia de esfuerzos normales con los esfuerzos mixtos a lo largo del radio de la contracción	31
Fig. 1.2.5-1 Ubicación de los diferentes tipos de flujo en una contracción/expansión Axisimétrica	32
Fig. 1.2.6-1 Estructura química del Hase	31
Fig. 1.2.6-2 Tipos de asociaciones moleculares del Hase	35
Fig. 1.2.6-3 Modelo de la mancuerna	39
Fig. 1.2.7-1 Diferentes tipos de caídas de presión en un sistema de flujo en Contracción/expansión axisimétrica	40

	PÁGINA
Fig. 1.2.8-1 Volumen de control y caídas de presión parciales y totales en donde se presenta la disipación viscosa	46
Fig..2.1-1 Etapas experimentales del trabajo de investigación	49
Fig..2.2-1 Equipo experimental	50
Fig..2.2-2 Placas de contracción /expansión	51
Fig..2.2-3 Zona de control electrónico	52
Fig..2.3.2-1 Reología comparativa entre la solución de Hase al 2.5% y un fluido de Boger	55
Fig..2.4.1-1 Comparación de la viscosidad cortante teórica y experimental del Hase	57
Fig..2.4.1-2 Módulos de almacenamiento y pérdida para la solución de Hase al 2.5% en peso	58
Fig..2.4.1-3 Comparación de la Reología cortante y extensional para el Hase al 2.5%	59
Fig..2.4.2-1 Primera diferencia de esfuerzos normales del Hase al 2.5% según el modelo de Oldroyd y Datos experimentales	60
Fig..2.4.2-2 Primera diferencia de esfuerzos normales y viscosidad extensional Empleando el modelo de la mancuerna.	61
Fig..2.5.1-1 Montaje experimental del equipo para calibrar los sensores de presión	62
Fig..2.5.1-2 Curvas de calibración de los sensores de presión	63
Fig..2.6.1 Ilustración de las caídas de presión individuales que conforman la caída de Presión total	64
Fig..2.9-1 Dimensiones de la cámara oscura para la visualización de vórtices	67
Fig..2.9-2 Montaje de una cámara oscura para la visualización de vórtices	68
Fig..2.9-3 Montaje de una cámara oscura para la visualización de vórtices	68

	PÁGINA
Fig..3.1-1 Trayectorias de caídas de presión total, caída de presión en exceso y Longitudes de vórtice en una contracción/expansión axisimétrica 2:1:2	73
Fig..3.1-2 Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger en una contracción/expansión 2:1:2	74
Fig..3.1-3 Trayectorias de caídas de presión total, caída de presión en exceso y Longitudes de vórtice en una contracción/expansión axisimétrica 4:1	77
Fig..3.1-4 Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger en una contracción/expansión 4:1:4	78
Fig..3.1-5 Trayectorias de caídas de presión total, caída de presión en exceso y Longitudes de vórtice en una contracción/expansión axisimétrica 6:1:6	82
Fig..3.1-6 Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger en una contracción/expansión 6:1:6	83
Fig..3.1-7 Trayectorias de caídas de presión total, caída de presión en exceso y Longitudes de vórtice en una contracción/expansión axisimétrica 8:1:8	87
Fig..3.1-8 Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger en una contracción/expansión 8:1:8	88
Fig..3.1-9 Trayectorias de caídas de presión total, caída de presión en exceso y Longitudes de vórtice en una contracción/expansión axisimétrica 10:1:10	88
Fig..3.1-10 Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger en Una contracción/expansión 10:1:10	91
Fig. 4.1 No. De Deborah crítico vs Extensión de Hencky acumulada para las 5 relaciones de contracción estudiadas	94
Fig. 4.2 Relación de esfuerzos adimensional vs No. De Deborah para el Hase en Las 5 relaciones de contracción.	95

## RESUMEN

El presente trabajo es un estudio de la dinámica de flujo de tres fluidos, dos de ellos de naturaleza viscoelástica y otro de características puramente viscosa, el cual este último es tomado como referencia para observar las diferentes desviaciones de índole elástica que presentan los dos primeros, cuando se hacen fluir a través de cinco diferentes relaciones de contracción-expansión axisimétricas.

Para este estudio se ha elegido a un fluido de Boger de viscosidad cortante constante pero elástico y una solución de Hase al 2.5% en peso, de características elásticas pero adelgazante al corte.

En este estudio se realiza un análisis de la dinámica de flujo empleando resultados experimentales de caída de presión total y epd (caída de presión en exceso), la primera de ellas encargada de medir los cambios energéticos totales de origen viscoelástico que experimentan cada uno de los dos fluidos entre las dos tomas de presión, incluyendo su paso por la contracción, mientras que la segunda es la encargada de medir el grado de desarrollo que alcanza el flujo extensional exclusivamente a su paso por la contracción. En este estudio se considera de una manera conjunta la interacción del tipo y tamaño de vórtices que se forman a diferentes valores del No. de Deborah, su reología cortante y extensional con la relación de contracción experimentada.

En el primer análisis de la dinámica de flujo se estudia el efecto de la primera diferencia de esfuerzos cortantes y su influencia en el desarrollo de la trayectoria de las caídas de presión total de ambos fluidos a diferentes valores de rapidez de corte.

Dentro de este análisis se considera la coexistencia de dos tipos de flujo, el flujo cortante y el extensional, los cuales compiten entre si dependiendo del no. de Deborah impuesto al sistema para definir las propiedades del flujo que gobiernan en un momento dado en la contracción. En este análisis se evalúan dos criterios tendientes a determinar las condiciones de flujo en donde se presenta el cambio del tipo de flujo controlante de cortante a extensional, para esto se propone en este trabajo el concepto de rapidez de corte crítica y se compara con el criterio propuesto por McKinley, en el que considera el cambio del tipo de vórtice de lip vortex a corner vortex.

Los estudios de caída de presión en exceso se enfocaron exclusivamente a analizar con los dos fluidos viscoelásticos estudiados, la existencia aún no comprobada desde el punto de vista experimental del llamado "Efecto Binding", que consiste en el registro de valores descendentes de epd (caídas de presión en exceso) en un pequeño intervalo de rapidez de corte, en relación a la que presenta un fluido newtoniano de idéntica viscosidad cortante, seguidos posteriormente de un incremento de esta trayectoria de epd, a valores muy por encima de la línea de referencia newtoniana.

Finalmente se analiza la trayectoria del crecimiento de la rapidez de corte crítica como una función de la extensión de Hencky a lo largo de las cinco relaciones de contracción, dado que este parámetro mide la extensión acumulada, permite seguir la trayectoria de la viscosidad extensional de una manera indirecta.

## MOTIVACIÓN DE ESTE TRABAJO DE INVESTIGACIÓN

Este trabajo es una investigación de la dinámica de flujo de fluidos complejos en flujo contracción/expansión a partir de caídas de presión. Si bien en la literatura existe una gran cantidad de avances relativos a este tema, aún existen interrogantes que deben ser resueltas y en la mayoría de los casos el punto de vista experimental resulta determinante.

Esta investigación comienza con el diseño, construcción y puesta en marcha de un equipo para realizar la experimentación, el cual se pensó que debía tener la posibilidad de operar con diferentes geometrías y con diferentes relaciones de contracción con la intención de investigar la dinámica del flujo de una amplia variedad de fluidos viscoelásticos complejos a partir de la estimación de caídas de presión.

Existen diferentes vertientes de investigación que se pueden abordar con la construcción de este equipo. Sin embargo, se ha pensado que fundamentalmente el trabajo se centrará en tres aspectos:

Es bien aceptado por la comunidad reológica que en el sistema contracción/expansión existe la coexistencia de dos flujos, el cortante y el extensional uniaxial y como consecuencia de esto una competencia inherente entre ellos por imponer las características del flujo que se desarrolla durante el paso del fluido a través de la contracción. También es generalmente aceptado que dadas las condiciones del flujo en el sistema, el fluido primeramente desarrolla un flujo cortante antes que un flujo extensional y que hay ciertas condiciones dinámicas y reológicas en donde el primero de ellos, es desplazado por el segundo. Sin embargo, aún no se ha esclarecido con certidumbre el punto donde existe este cambio, al respecto existen diversos autores entre ellos Rothstein y McKinley ( 18,19 ) que consideran que el cambio del tipo de vórtice de lip vortex a corner vortex son indicios más que suficientes para detectar estos cambios, sin embargo este criterio se vuelve inefectivo en soluciones viscoelásticas muy diluidas en donde no hay formación de vórtices o en soluciones de Boger con viscosidad alta y manifestación de la primera diferencia de esfuerzos normales (N1) a valores altos de rapidez de corte altos.

En este trabajo se considera que las trayectorias de  $\Delta P_{Tot}$  vs  $\dot{\gamma}$  tienen mucho que aportar para detectar con una mayor sensibilidad este cambio.

Para lograr esto se requiere la comparación de dos trayectorias de  $\Delta P_{Tot}$  vs  $\dot{\gamma}$  , una para un fluido newtoniano inelástico y otra de un fluido viscoelástico en la que ambos compartan la misma viscosidad al inicio del experimento ante una misma relación de contracción, dada su naturaleza no elástica del fluido newtoniano este siempre describirá una trayectoria gobernada por el flujo cortante y que al inicio compartirá la misma trayectoria del fluido viscoelástico. Necesariamente habrá una condición en donde la caída de presión total del fluido viscoelástico se aparte de la trayectoria newtoniana, la cual se considerada como aquella condición en donde habrá un cambio de control de flujo cortante a extensional.

El segundo punto de investigación es en lo concerniente al papel que desempeña la elasticidad del fluido en de la dinámica de flujo. La formación, crecimiento y el tipo de vórtices son manifestaciones elásticas que fluidos puramente viscosos no presentan por lo que su presencia debe influir en particular a la caída de presión y en general a la dinámica de flujo en el sistema, se pretende investigar si la presencia de vórtices, tamaño o tipo de vórtice, afecta al cambio de flujo controlante de cortante a extensional dentro de la contracción, además sumado a este análisis se unirá, la reología tanto cortante como extensional de cada uno de los dos fluidos, con esto se podrá esclarecer si la naturaleza adelgazante en corte y en extensión pero altamente elástica como la del Hase modifica su dinámica de flujo respecto a un fluido con viscosidad cortante constante pero igualmente elástico como lo es el fluido de Boger.

El tercer y último punto de investigación se centrará en la dinámica de flujo descrita por las trayectorias de  $epd$  vs  $De$ . Este estudio está enfocado exclusivamente a seguir la trayectoria de crecimiento de la viscosidad extensional dentro de la contracción. Se ha argumentado en la literatura a partir de simulaciones numéricas en fluidos de Boger, que a valores bajos del  $No. De Deborah$  existe una trayectoria de la caída de presión en exceso que pasa por debajo de la trayectoria newtoniana con idéntico valor de viscosidad cortante, en donde los valores de  $epd$  alcanzan un valor mínimo, a partir del cual inicia un ascenso que sobrepasa la trayectoria newtoniana por varios ordenes de magnitud reflejando con esto altos niveles de desarrollo del flujo extensional. Si bien varios autores no niegan la existencia de este fenómeno, aceptan no haberla observado experimentalmente, para esto en este trabajo de investigación ampliará el campo de investigación en donde se harán estudios de  $epd$  a muy bajos valores de  $No. De Deborah$  en cinco relaciones de contracción empleando los dos fluidos viscoelásticos, el fluido de Boger y el Hase a fin de investigar la existencia de esta zona y entender las causas que lo originan

### OBJETIVO

*En este trabajo se estudia por vía experimental la dinámica de flujo, de tres fluidos, el primero de ellos de viscosidad cortante constante pero elástico (fluido de Boger) el segundo de comportamiento adelgazante y elástico (Hase 2.5% W), y el tercero de características newtonianas que servirá como medio de referencia. Cuando los tres se hacen fluir a través de cinco relaciones de contracción axisimétricas (2:1:2, 4:1:4, 6:1.6, 8:1:8, 10:1:10).*

*En este trabajo se estudiarán dos aspectos de la dinámica de flujo, el primero consiste en encontrar las condiciones dinámicas que permitan identificar en donde existe el cambio de flujo controlante de cortante a extensional en el sistema, mediante el estudio de trayectorias de  $\Delta P_{Tot}$  vs  $\dot{\gamma}$ , a fin de esclarecer en detalle el papel que desempeña la relación de contracción, las propiedades reológicas tales como la viscosidad extensional o cortante así como la elasticidad, en la dinámica de flujo en cada una de las dos zonas.*

*El segundo aspecto, consiste en investigar trayectorias de caída de presión extra a valores muy bajos de No. De Deborah a fin de explicar por vía experimental las condiciones dinámicas y reológicas, que provocan que los fluidos viscoelásticos presenten a valores del No. De Deborah pequeños un descenso de la caída de presión en exceso en relación a la que presenta un fluido newtoniano con el mismo valor de viscosidad cortante.*

## CAPÍTULO 1 ANTECEDENTES DE FLUJOS EN CONTRACCIÓN

### 1.1. INTRODUCCIÓN

En la literatura existe una diversidad de estudios teóricos y experimentales de flujos en contracción de los cuales en su gran mayoría se han centrado en estudiar 3 casos en particular: El flujo en contracción axisimétrica, el flujo en contracción planar y el flujo en contracción tridimensional rectangular, desde luego cada uno de estos 3 casos aunque con menor frecuencia se han estudiado en su variante de contracción/expansión.

La intención de esta sección en este trabajo está enfocada a mencionar las características más importantes de dos geometrías, la contracción simple y la contracción/expansión ambas de características axisimétricas, esto con el fin de poder discutir las peculiaridades entre una y otra aunque en este trabajo se usará únicamente la geometría contracción/expansión.

#### 1.1.1. Contracción simple y contracción/expansión

A raíz de los estudios pioneros iniciados por Cable y Boger (6,7) los flujos en contracción simple y contracción/expansión axisimétrica han sido los más estudiados tanto desde el punto de vista teórico como experimental, en la Figura 1.1.1-1 se esquematizan los dos tipos de flujo.

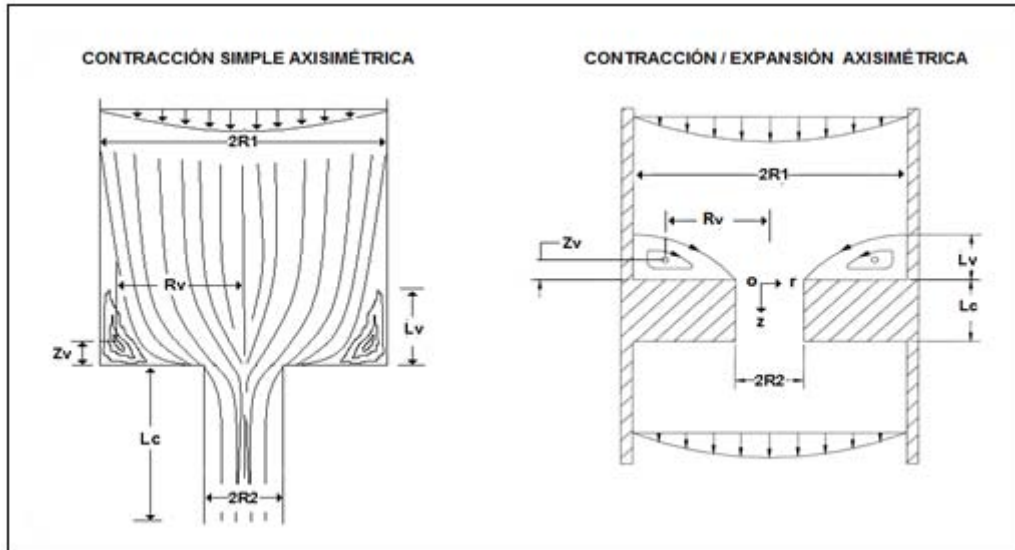


Fig. 1.1.1-1 Esquemas del flujo en contracción simple y contracción/expansión axisimétrica

En ambos arreglos, el fluido proveniente de la parte superior por un ducto de radio  $R_1$  fluye hacia la zona de contracción en flujo cortante simple en donde el fluido se contrae radialmente al verse obligado a pasar por un ducto de menor diámetro con radio  $R_2$ . En la contracción simple, el fluido permanece contraído hasta alcanzar un nuevo régimen de estado estacionario con un contenido energético diferente al que tenía antes de



contraerse, mientras que en la contracción /expansión el fluido se contrae y vuelve a expandirse tendiendo a recuperar el mismo contenido energético a la condición previa a la contracción a fin de continuar el flujo en un segundo ducto de idénticas dimensiones al primero con radio  $R_1$ . Según Rothstein y McKinley (18) una de las mayores aportaciones de este tipo de flujo es que permite probar la capacidad de disipación de energía que tiene el sistema y su repercusión en la caída de presión la cual puede medirse experimentalmente.

En ambos flujos, el fluido proveniente del ducto con radio  $R_1$  y la contracción con radio  $R_2$  se comparte el mismo eje de coordenadas que divide el flujo en dos partes iguales, razón por lo cual se identifica a este experimento como flujo axisimétrico.

Una de las características que distinguen a los flujos en contracción y contracción/expansión cuando manejan fluidos viscoelásticos es la formación de vórtices en la vecindad de la contracción como se ilustra en la Figura 1.1.1-2. La imagen fotográfica que permite el estudio de las trayectorias de las líneas de corriente en este tipo de flujos se obtiene haciendo pasar un haz de luz formada a partir de una emisión de rayo láser que se emite a través de un cuerpo cilíndrico de vidrio a partir del cual se genera un haz de luz de forma plana la cual se proyecta en una posición perpendicular a la dirección en donde se toma la fotografía, las imágenes de los vórtices que se obtienen se presentan sobre los dos ejes cartesianos  $r$  y  $z$  que definen al cilindro por lo que este tipo de flujo es considerado bidimensional y es repetible a cualquier ángulo siempre y cuando se conserve el ángulo de  $90^\circ$  entre el haz de luz y la cámara fotográfica.

Los estudios que pueden hacerse mediante la visualización de vórtices están enfocados a dilucidar cómo es que se desarrolla este tipo de flujo y el papel que desempeña la viscoelasticidad del fluido mediante la interpretación de la dimensiones de las trayectorias  $L_v$ ,  $Z_v$  y  $R_v$  representadas en la Figura 1.1.1-1

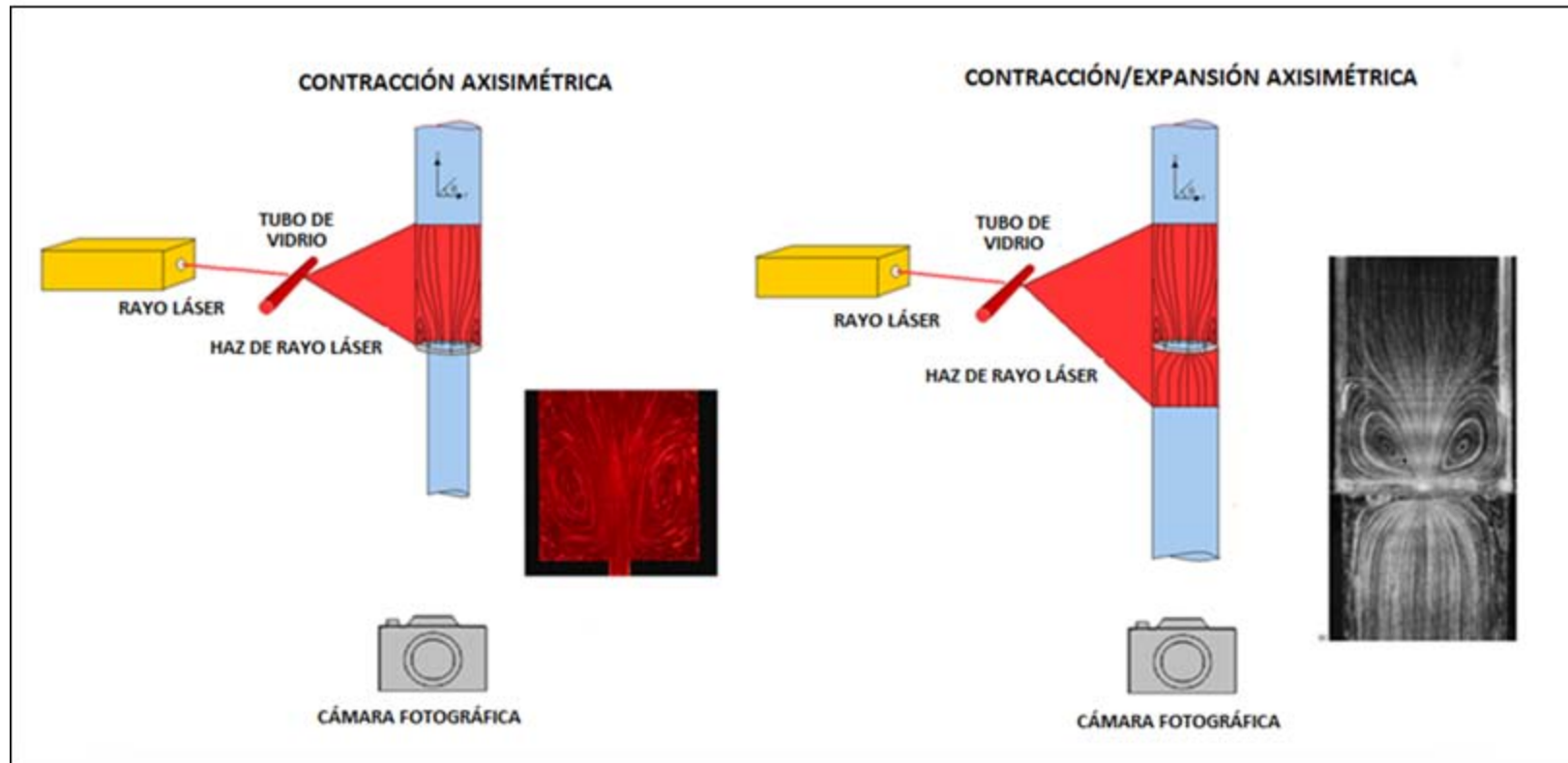


Fig. 1.1.1-2. Formación de vórtices en un flujo en contracción simple y en contracción/expansión

Los resultados experimentales que arrojan estos experimentos de visualización deben dar en alguna medida un sentido físico de la magnitud con que se desarrolla el flujo a su paso por la contracción, Las respuestas del fluido al flujo en contracción y contracción/expansión es multifactorial, depende del No. de Deborah con que se opere al sistema, también de la naturaleza reológica del fluido y finalmente de la relación de contracción que se estudie.

### **1.1.2. Longitudes características durante la formación de vórtices**

Una vez tomada la fotografía del vórtice formado, el experimentador dispone de tres longitudes que dan información específica sobre el comportamiento del fluido durante el desarrollo del flujo, probablemente la más importante es la longitud de crecimiento axial del vórtice ( $L_v$ ). Como se observa en la Fig.1.1.1-1, esta distancia se mide desde la placa de contracción hasta los límites de crecimiento del vórtice, entre mayor sea éste será indicativo de que el sistema ha disipado mayor energía hacia su entorno. Según White y Kondo (29) los vórtices son una consecuencia de la liberación de esfuerzos por parte del sistema de flujo hacia su entorno debido al exceso de energía que tiene el fluido al verse repentinamente expuesto a una contracción que tiene un diámetro menor al tubo de del proviene originalmente.

Según el No. de Deborah con el que opere el sistema de flujo, existen diversos tamaños y formas de los vórtices que pueden presentarse, los más comunes son los llamados vórtices de labio (Lip vortex), se presentan a Nos. de Deborah bajos, su característica principal es que inician su crecimiento sobre los bordes exteriores de la contracción. También existen los vórtices de esquina (Corner vortex), que son una evolución de los lip vortex ya que se presentan a valores del No. de Deborah mayores, se caracterizan porque su crecimiento se realiza sobre las paredes del tubo de mayor diámetro antes de la contracción, ambos se encuentran representados en la Fig. 1.1.2-1 a y b .

Existe un tercer vórtice también identificado como vórtice secundario, su representación se encuentra en la Fig. 1.1.1-2-c, Este vórtice se caracteriza en que su nacimiento también inicia sobre el labio exterior de la contracción, solo que es de dimensiones inferiores al vórtice primario, su evolución siempre va acompañada de una disminución de la distancia  $L_v$  del vórtice primario, este segundo vórtice se presenta a valores del No. de Deborah altos, durante su crecimiento llega a incorporar al vórtice primario cuyas dimensiones van en descenso hasta lograr una única manifestación del vórtice.

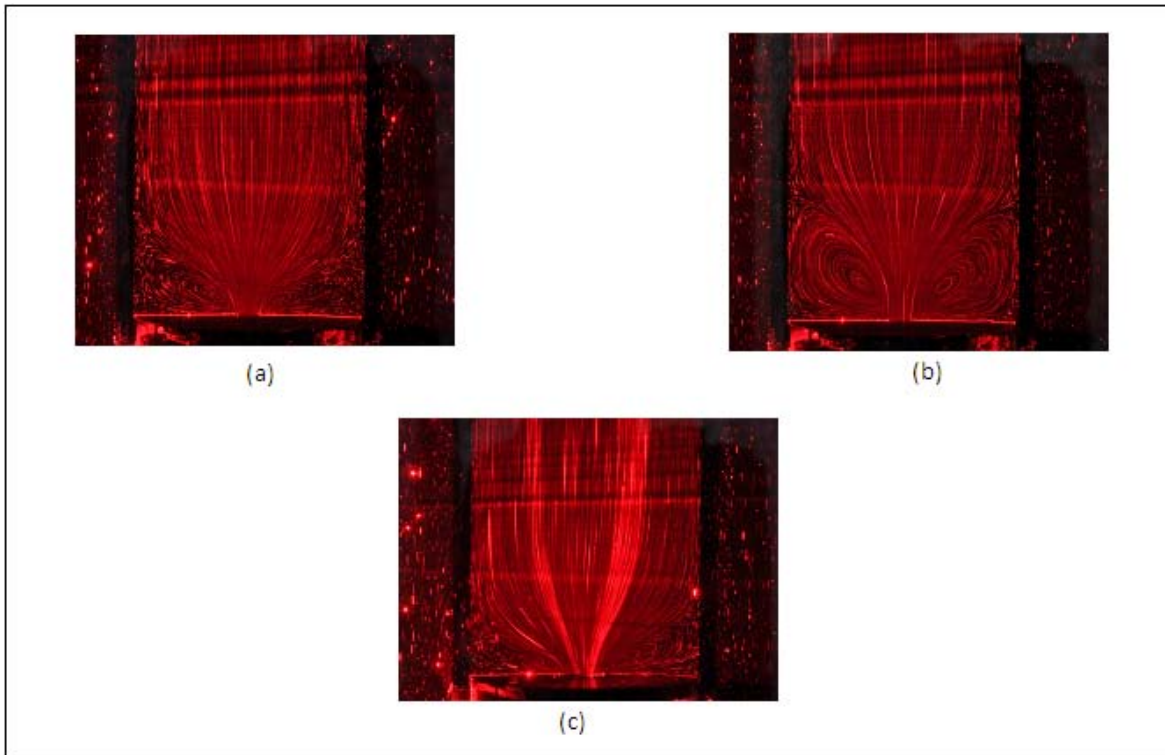


Fig. 1.1.2-1 Diferentes tipos de vórtices presentes en flujos en contracción/expansión  
 (a) Lip vortex, (b) Corner vortex, (c) Vórtice secundario ( No.Deborah altos)

Según Owens y Phillips (16), se han hecho pocos intentos serios de explicar las muy variadas formas y dimensiones de los vórtices observados a nivel laboratorio con las características del flujo imperante en la contracción. Además de la distancia  $L_v$  representada en la Fig. 1.1.1-1 la longitud de desplazamiento del vórtice, también existe la distancia  $R_v$  encargada de medir el desplazamiento del centro del vórtice hacia las paredes del tubo de mayor diámetro antes de la contracción en relación a la línea central que atraviesa la contracción. Esta distancia ayuda a tener una idea del grado de transición del tipo de vórtice de lip vortex a corner vortex que se está llevando a cabo, y que debe estar relacionado con el tipo de flujo que gobierna en la contracción.

La distancia  $Z_v$  da información similar a la  $L_v$ , solo que ahora ubica las dimensiones del centro del vórtice en relación a la placa de contracción.

### 1.1.3. Antecedentes

Una de las publicaciones pioneras más importantes en el estudio de flujos en contracción con fluidos viscoelásticos la realizaron Nguyen y Boger (15). En la intención del autor de eliminar los efectos inerciales y la naturaleza adelgazante que presentaban la mayoría de los fluidos no newtonianos, los autores diseñaron un fluido con propiedades reológicas muy específicas ya que presentaba elasticidad y su viscosidad cortante permanecía constante durante toda la experimentación. Este fluido con el paso del tiempo se

conocería como fluido de Boger, el cual fue preparado a partir de glucosa de maíz y pequeñas cantidades de poliacrilamida.

Fundamentalmente los autores hicieron estudios de crecimiento de vórtices en flujos en contracción axisimétrica ante diversas relaciones de contracción, para esto definieron una longitud de crecimiento adimensional dada por  $\chi = \frac{Lv}{D_1}$  y un parámetro adimensional

definido por  $\frac{\beta_o \cdot We}{\chi}$  en el que  $\beta_o$  es la relación de contracción y  $We$  es el No. de

Weissenberg, el cual al ser graficado como una función del número de elasticidad definido

como  $EI = \frac{\eta(\dot{\gamma})\lambda}{\rho D_1^2}$ , empleando una gran variedad de fluidos de naturaleza elástica

incluyendo aquellos de comportamiento adelgazante, se observó que todos los fluidos mostraban una tendencia similar y caían sobre una misma trayectoria, por lo que los autores concluyeron que los vórtices observados eran una consecuencia de la naturaleza elástica del fluido. Esta ha sido hasta la fecha una de las conclusiones más importantes que ha sido empleada para describir la dinámica de los flujos en contracción.

Resulta importante mencionar que los autores en este estudio de exploración, no consideraron ni simular, ni predecir comportamiento reológico, ni interpretar la dinámica de flujo, sin embargo consideraron en su estudio de una manera indirecta la participación del flujo cortante que se presentaba en la contracción, esta condición sería con el paso del tiempo fundamental en la descripción de la dinámica del flujo.

El siguiente paso en el estudio de este flujo también lo dio Boger y colaboradores (6,7), con la intención de esclarecer la naturaleza de los vórtices, los autores experimentaron con geometrías axisimétricas con diferentes relaciones de contracción comprendidas entre  $4 < \beta_o < 16$  con dos fluidos de Boger reológicamente similares. El primero, a base de glucosa y poliacrilamida y el segundo fue una mezcla de poliisobutileno/polibuteno (PIB/PB). Boger y colaboradores, observaron una fuerte actividad en la formación de vórtices con el primer fluido a base de glucosa y poliacrilamida al variar la rapidez de corte evaluada en la contracción. En particular en la contracción 4:1, los autores reportaron cambios sustanciales en la trayectoria de las líneas de corriente que delimitan a los vórtices. A valores bajos de rapidez de corte, los vórtices mostraron una serie de contornos de trayectoria cóncava hacia afuera, los cuales cambiaban a medida que se incrementaba la rapidez de corte, hasta que finalmente a valores de rapidez de corte altos, las líneas de corriente delimitaban vórtices de forma convexa.

Para el segundo fluido de Boger a base de PIB/PB, la aparición de vórtices fue inmediata a valores de rapidez de corte bajos ante una relación de contracción  $\beta_o=4$ . Sin embargo, este fluido mostró una dinámica de flujo muy diferente al anterior, se observó que al incrementar la rapidez de corte, la trayectoria ascendente de la longitud de crecimiento  $L_v$  de un vórtice identificado como vórtice de esquina (corner vortex), empezó a disminuir, mientras que simultáneamente, un segundo vórtice identificado como vórtice secundario con longitud de crecimiento muy pequeña, empezó a aparecer precisamente sobre labio exterior de la contracción. A medida que se incrementaba el flujo en el sistema, este vórtice secundario empezó a tomar el control del crecimiento de ambos vórtices ya que al

incrementar la rapidez de corte la longitud  $L_v$  del vórtice secundario se incrementaba mientras que la del vórtice primario se reducía, hasta que finalmente éste era incorporado al crecimiento del vórtice secundario.

Si bien los autores no interpretaron los resultados obtenidos, era evidente que a estas alturas habían encontrado condiciones de flujo dentro de la contracción que eran impuestas en gran medida por las características reológicas del fluido en estudio. Boger posteriormente (5,16) reconoció que estas condiciones de flujo eran atribuidas al desarrollo desigual de la viscosidad extensional que presentaban ambos fluidos ante la misma relación de contracción.

Una vez más Boger obtenía una conclusión más acerca de la dinámica de flujo en contracciones axisimétricas. Resultaba trascendental en la interpretación de la dinámica de flujo, la existencia de un segundo flujo dentro de la contracción ahora de naturaleza extensional que podía ocasionar respuestas diferentes de fluidos reológicamente similares, ante una misma relación de contracción y rapidez de corte aplicada.

Aunado a esto persistía en la comunidad científica dos interrogantes acerca del flujo en la contracción. La primera, ¿cuál era la dinámica de formación de los vórtices? y la segunda, cuál era la razón por la que se formaban.

En relación a la segunda interrogante, White y Kondo (29) hicieron una propuesta que aún sigue vigente, los autores propusieron que los vórtices eran un mecanismo que presentaba el sistema de flujo para relevar esfuerzos.

En relación a la primera, Cable y Boger (6,7) , en un intento de reafirmar las ideas anteriormente expuestas y sabiendo lo importante que podría llegar a ser la presencia de la viscosidad extensional en el esclarecimiento de la dinámica de flujo en la contracción hicieron un estudio de velocidades puntuales en la dirección radial en la cercanías de la contracción en un flujo en contracción axisimétrica con relaciones de contracción 2:1 y 4:1, empleando una solución de poliacrilamida.

Entre los resultados más importantes se propusieron dos regímenes de flujo , “El Régimen de crecimiento del vórtice” y “ El Régimen divergente”, la Fig. 1.1.3-1 se muestra a detalle la manifestación de estas dos condiciones de flujo.

Con esta propuesta, los autores quisieron resaltar aunque no de una manera directa, el papel que desempeñaba en la dinámica del flujo, la presencia del flujo cortante y el flujo extensional.

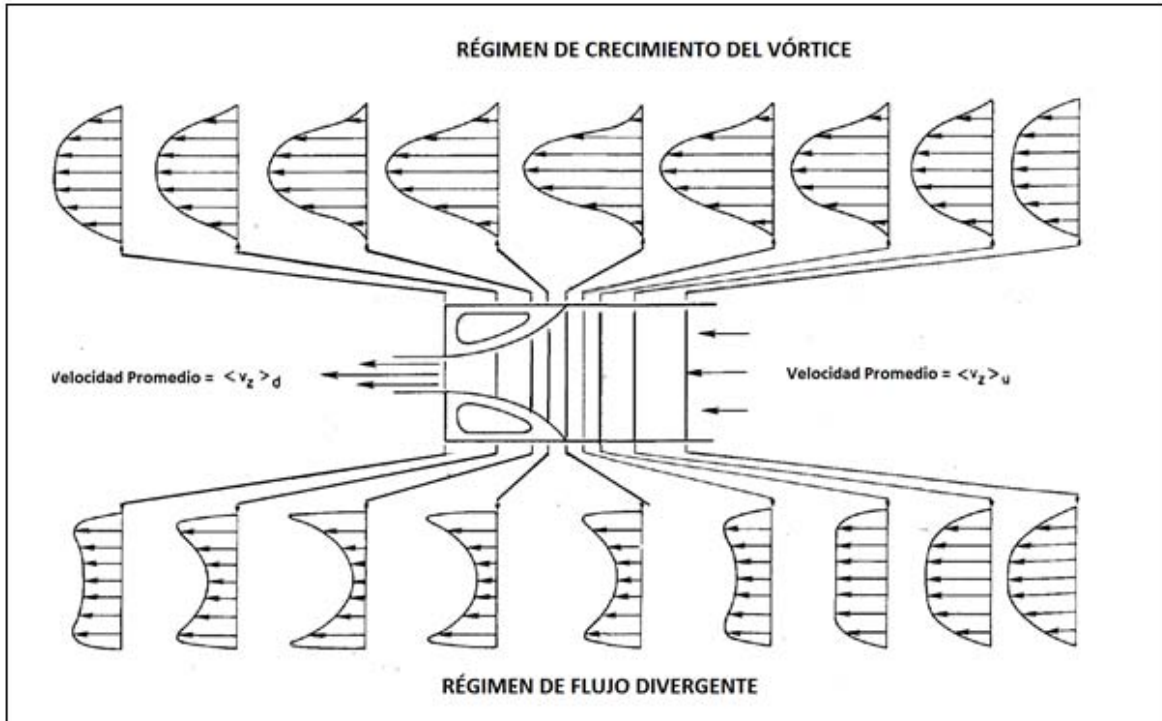


Fig. 1.1.3-1 Régimen de crecimiento del vórtice y régimen de flujo divergente  
(Cable and Boger *AIChE Journal* 24-1978-869)

El primero de ellos, permite observar y seguir el crecimiento de vórtices a partir del incremento de la rapidez de corte, mostrando trayectorias de las líneas de corriente cóncavas hacia afuera.

Los autores no mencionaron en particular la existencia de un flujo extensional, pero resulta determinante en su texto el siguiente comentario:

**“No es claro, sin embargo, la causa de la desaceleración de las partículas del fluido en la línea central. Es casi como pensar que el fluido es confrontado por un obstáculo invisible corriente arriba del pequeño tubo de entrada y el fluido es forzado a fluir alrededor de este, resultando un flujo divergente y una velocidad máxima cerca de la pared”.**

La viscosidad extensional uniaxial debido a la presencia del flujo extensional en gran medida era la causante de este comportamiento desconocido además de la desaparición de los vórtices.

Sin embargo aún no era claro el mecanismo por el cual aparecía el vórtice secundario.

No fue sino hasta 1991 que Binding (2) propuso por primera vez una dinámica de flujo en contracción. En su propuesta, el autor, considera dos aspectos fundamentales, el tipo de flujo dominante que en un momento se presenta cuando el fluido pasa a través de la contracción y el efecto elástico de la solución, específicamente en flujo cortante, seguido a partir de la primera diferencia de esfuerzos normales.

El autor propuso la existencia de dos mecanismos, el primero llamado “Flujo quasi-radial”, distinguido por valores bajos de rapidez de corte. En su propuesta, el autor considera que si bien el flujo principal se lleva a cabo en la dirección axial, este flujo tiene

una contribución radial importante generada por la manifestación de elasticidad del fluido. Resulta evidente que al comparar esta dinámica de flujo con la que propuso Boger (7) ya explicada anteriormente, el Flujo quasi-radial de Binding, corresponde a la Zona de crecimiento de vórtices propuesta por Boger, para ellos, en esta etapa del desarrollo del flujo se manifiesta preferentemente la naturaleza elástica de la solución proveniente del desarrollo del flujo cortante que en relaciones de contracción altas se manifiesta con mayor intensidad aún en la presencia del flujo extensional uniaxial, el cual favorece el crecimiento de vórtices.

El segundo mecanismo propuesto por Binding identificado como “Flujo tipo embudo” caracterizado por valores altos de rapidez de corte, en este mecanismo, las líneas de corriente que se aproximan a la contracción formando una especie de embudo que se extiende hasta al interior de la contracción, esta condición favorece el desarrollo del flujo extensional uniaxial dentro de la contracción, ahora por encima del flujo cortante. En esta etapa generalmente se presenta un segundo vórtice sobre el contorno exterior de la contracción llamado “vórtice secundario” que tiende a inhibir el crecimiento del vórtice primario, para finalmente desaparecer o ser incorporado al crecimiento del vórtice secundario.

Hasta aquí el avance en el conocimiento de la dinámica de flujo, apuntaba al hecho de que el tipo de flujo dominante en la contracción y la elasticidad del fluido jugaban un papel importante en el tamaño y tipo de vórtice que se observaba. Sin embargo, tales conclusiones estaban fundamentadas generalmente en estudios tanto numéricos como experimentales, con fluidos de Boger y relaciones de contracción 4:1 o 4:1:4, que definitivamente debían afectar a la dinámica de flujo si fuesen modificados cualquiera de ellos.

Entre las muy diversas interrogantes del flujo en contracción que aún debían ser aclaradas estaba la intrigante razón por la cual aparecía el vórtice secundario y la no menos importante, relativa al esclarecimiento de la dinámica del cambio del tipo de flujo dentro de la contracción.

Al respecto Rothstein y McKinley (18) en un estudio de la dinámica de flujo empleando dos fluidos de Boger, el primero a base de Poliestireno (Ps/Ps) y el otro de Poliisobutileno/polibuteno (PIB/PB) empleando una geometría en contracción/expansión con diferentes relaciones de contracción  $2 < \beta < 8$ , encontraron para el fluido de Boger de Poliestireno en una contracción 2:1:2, la presencia de lip vortex en todo el intervalo de rapidez de corte estudiado, y concluyeron que para este fluido en particular y en esta relación de contracción, el flujo dominante era el flujo cortante. Sin embargo, al cambiar la relación de contracción a 4:1:4 y 8:1:8, se manifestaron vórtices de esquina (Corner vortex) los cuales fueron asociados a la presencia predominante de un flujo extensional uniaxial. Con esto los autores quisieron demostrar que las relaciones de contracción jugaban un papel importante en el tipo de flujo dominante que se presenta en la contracción.

Extrañamente con el segundo fluido de Boger a base de PIB/PB ante las mismas condiciones de flujo, esta transición del tipo de vórtice por efecto del cambio de la relación de contracción no se observó, manifestándose en todo momento un vórtice en el contorno de la contracción (lip vortex).



La explicación a este comportamiento los autores lo atribuyeron a la rigidez de las moléculas entre ambos fluidos, asumieron que el fluido a base de Poliestireno tenía un mejor disolvente que el fluido de PIB/PB.

En relación a la cinemática de flujo relacionada con la transición de flujo que gobierna en la contracción, los autores propusieron que la transición de un flujo cortante a extensional por efecto del cambio de relación de contracción está determinado por la siguiente relación

$$\Xi = \frac{N1}{(\tau_{zz} - \tau_{rr})} \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\epsilon}} \quad 1.1.3$$

Sin embargo, la transición de flujos de extensional a cortante que se da en una relación de contracción fija por efecto del cambio del número de Deborah , aún permanece abierto a la investigación.

En lo relativo al estudio de la dinámica de flujo a partir de la estimación de la caída de presión, los trabajos aún son escasos. Desde el punto de vista experimental, sobresale un trabajo pionero realizado por Cartalos y Piau (8 ) en el que estudiaron el comportamiento de soluciones con moléculas flexibles y semirrígidas a través de una placa en flujo contracción/expansión. Las soluciones con moléculas flexibles fueron preparadas a partir de poliácridamida parcialmente hidrolizada disueltas en glucosa con agua y con polióxido de etileno disuelto en una solución de azúcar con agua, mientras que la solución con moléculas semirrígidas fue preparada a partir de poliácridamida parcialmente hidrolizada en ausencia de sal.

En su estudio experimental de la caída de presión total vs gasto aplicado, los autores proponen la existencia de tres mecanismos. Para moléculas flexibles, en el primer mecanismo, llamado “Régimen viscoelástico lineal” caracterizado por valores de rapidez de corte muy bajos, la caída de presión total muestra una trayectoria lineal a medida que se incrementa el flujo, en este régimen, las moléculas de polímero solo son deformadas ligeramente. En el segundo mecanismo llamado “ Régimen cuadrático intermedio “ la caída de presión varía linealmente con el gasto al cuadrado, en este régimen las moléculas se desenvuelven y extienden por efecto del flujo el cual se asume es de naturaleza extensional, desarrollando esencialmente esfuerzos extensionales de tipo elástico. En el tercer mecanismo identificado como “ Regimen viscoso final” , las moléculas son fuertemente tensionadas debido a una intensa interacción hidrodinámica entre las moléculas y la corriente del disolvente, en esta condición las moléculas alcanzan su longitud máxima ocasionando un comportamiento newtoniano.

Rhotstein y Mckinley (19) estudiaron un fluido de Boger a base de poliestireno en flujo reptante a través de diversas relaciones de contracción/expansión comprendidas entre  $2 < \beta < 8$ . En su estudio, mostrado en la Fig.1.1-3.2-B, los autores encontraron que para todas las relaciones de contracción empleadas, siempre existió un incremento de la caída de presión en exceso adimensional por encima de su correspondiente fluido newtoniano,

dando origen así a un punto de controversia entre los resultados numéricos y los resultados experimentales, en el sentido de que para los primeros, como se muestra en la Fig. 1.1-3.2-a, existe en el régimen de flujo reptante un ligero descenso de la caída de presión en exceso atribuido principalmente a la presencia elástica de la solución proveniente del desarrollo de la primera diferencia de esfuerzos normales en corte. Una vez alcanzado un mínimo, la caída de presión en exceso muestra un ascenso atribuido a un cambio del tipo de flujo dominante dentro de la contracción, de cortante a extensional.

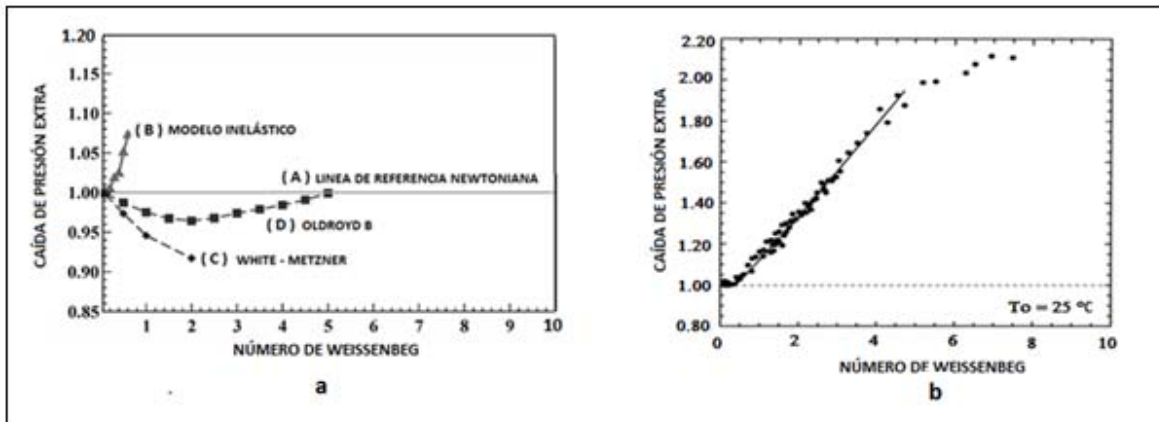


Fig 1.1-3-2 Comparación de la EPD vs No. We en una contracción/ expansión 4:1:4 (a) Resultados numéricos obtenidos por Walters , (b) Resultados experimentales por Rhotstein. (Walters et al. *Korea-Australia Rheology Journal* 21(4)-2009-939 Rothstein and McKinley. *Journal of Non Newtonian fluid Mechanics* 86-1999 -61)

Sin lugar a dudas los avances más significativos en el estudio de la dinámica de flujo relacionada con la caída de presión son los estudios de tipo numérico que diversos autores han aportado, (24,25). Generalmente estas investigaciones, han sido enfocadas al estudio de la caída de presión en exceso que genera el fluido de Boger a su paso por una contracción axisimétrica, a valores bajos del No. de Deborah, empleando en la mayoría de los casos como ecuación reológica el modelo de Oldroyd B. Este modelo sin embargo, a opinión de algunos investigadores (26, 27,28), ha mostrado incapacidad de predecir valores de caída de presión en exceso a valores de rapidez de corte altos aplicados al sistema, ya que según resultados experimentales estas caídas de presión llegan a crecer numéricamente varios ordenes de magnitud en relación a aquellas caídas de presión correspondientes a un fluido newtoniano con viscosidad cortante similar, como se muestra en la Fig. 1.1-3-2.

## 1.2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

### 1.2.1. Introducción

Es frecuente que en la amplia gama de flujos que se presentan cotidianamente, exista una operación de procesamiento de polímeros en la que se encuentre presente un flujo extensional y que se requiera estimar la viscosidad del fluido, el comportamiento de esta propiedad física en relación a la que se presenta en otro tipo de flujos es semejante aunque cualitativamente diferente. Por ejemplo, algunas disoluciones de polímero diluidas, especialmente las que poseen alta elasticidad, presentan un decremento monótono de la viscosidad extensional a medida que se desarrolla la rapidez de extensión, fenómeno conocido en inglés como *tension-thinning*. Sin embargo también se encuentran disoluciones en donde la viscosidad se incrementa al aumentar la rapidez de extensión, en este caso, se dice que la disolución presenta *tensión-thickening*. De esto se concluye que el encargado del proceso debe conocer los diferentes tipos de flujos extensionales que pueden presentarse y sobre todo si el material en procesamiento en ese momento está manifestando un incremento o un descenso de la viscosidad.

Desde el punto de vista reológico, la estimación de la viscosidad, asociada a cualquier tipo de flujo extensional, presenta ciertos inconvenientes, el primero de ellos es la imposibilidad de poder alcanzar en este tipo de flujos el régimen estacionario, lo que implica que en muchos casos deban hacerse estudios de viscosidad promedio. Sin embargo, el inconveniente de mayor peso es la dependencia que tiene la rapidez de extensión con la posición, lo que hace necesariamente que la viscosidad también lo sea, éste es un fuerte inconveniente que aún está a discusión y en gran parte es motivo del desarrollo de este trabajo, ya que una función material, como lo es la viscosidad, requiere una completa independencia de la posición.

Durante el desarrollo de este capítulo se expondrán brevemente las características particulares de los dos tipos de flujo que se presentan en este trabajo de investigación y su relación en particular con las diferentes caídas de presión experimental que serán evaluadas a fin de predecir el comportamiento de un fluido complejo en flujo contracción/expansión.

### 1.2.2. Flujo extensional uniaxial

Partiendo del tensor gradiente de velocidades que en forma general puede escribirse como:

$$L_{ij} = D_{ij} + W_{ij} \quad 1.2.2-1$$

Donde:

$L_{ij}$  = Componentes  $i, j$  del tensor gradiente de velocidad

$D_{ij}$  = Componentes  $i, j$  del tensor rapidez de deformación

$W_{ij}$  = Componentes  $i, j$  del tensor vorticidad

O también:

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad 1.2.2-2$$

O en notación matricial en coordenadas rectangulares.

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_z}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) & -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \\ -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) & 0 & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) & -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) & 0 \end{bmatrix} \quad 1.2.2-3$$

Un flujo extensional puro como el que se presenta en la línea central en un proceso de contracción/expansión, no presenta vorticidad ni componentes cortantes, por lo que el tensor gradiente de velocidades dado por la ecuación 1.2.2-3 se reducirá a:

$$\underline{\underline{L}} = \nabla \underline{\underline{v}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_z}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial v_y}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix}$$

1.2.2-4

Para el caso de un flujo en contracción/expansión, cuando al sistema se le impone un flujo constante se genera una fuerza de tensión que actúa justamente entre la entrada y salida de la contracción que resulta ser equivalente al producto de la caída de presión medida en la zona de contracción multiplicada por el área del orificio, tal y como se muestra en (A) de la Fig. 1.2.2-1

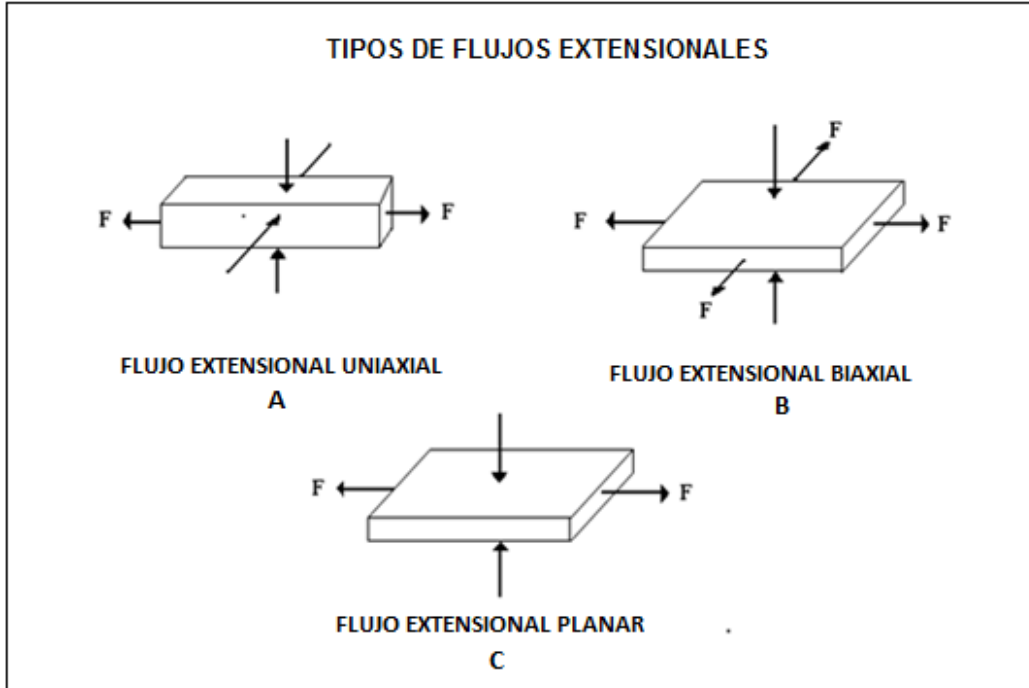


Fig. 1.2.2-1 Diferentes tipos de flujos extensionales

(An introduction to Rheology H.A.Barnes and K.Walters elsevier 1989)

A fin de establecer el campo de velocidades en este tipo de flujo se considera que por cada unidad que es extendido el fluido en la dirección principal del flujo, éste se comprime en media unidad en las dos direcciones restantes, por lo que el tensor gradiente de velocidades podrá escribirse como:

$$\underline{\underline{L}} = \nabla \underline{v} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial v_y}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial x} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial x} \end{bmatrix} = \dot{\epsilon} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad 1.2.2-5$$

La integración de cada uno de los tres términos de la Ec. 1.2.1-5 proporcionará el campo de velocidades correspondiente a este tipo de flujo

$$v_x = \dot{\epsilon} x, \quad v_y = -\frac{1}{2} \dot{\epsilon} y, \quad v_z = -\frac{1}{2} \dot{\epsilon} z \quad 1.2.2-6$$

Para un flujo extensional uniaxial, debido a que la dirección del flujo coincide con la del gradiente de velocidades, se reporta a la función viscosidad como única función material y su expresión está dada por:

$$\eta_E = \frac{\tau_{zz} - \tau_{yy}}{\dot{\epsilon}} \quad 1.2.2-7$$

Siendo  $\dot{\epsilon}$  la rapidez de extensión y  $\eta_E$  la viscosidad extensional uniaxial. Para el caso particular de un fluido newtoniano, puede demostrarse que en la zona de baja rapidez de extensión, se cumple que la relación entre la viscosidad extensional  $\eta_E$  y la viscosidad cortante  $\mu_o$ , tiene un valor constante e igual a tres, este cociente es conocido como la relación de Trouton.

$$\eta_E = 3 \mu_o \quad 1.2.2-8$$

donde  $\mu_o$ , es la viscosidad cortante a cero rapidez de corte.

Para soluciones de polímeros o fluidos no newtonianos la relación entre la viscosidad extensional y la viscosidad cortante discrepa sustancialmente de la ecuación 1.2.2-8, así por ejemplo, las soluciones de polímeros altamente elásticas que poseen una viscosidad cortante que decrece monótonamente o que presenta un comportamiento pseudoplástico, frecuentemente exhiben una viscosidad extensional que se incrementa drásticamente con la velocidad de extensión  $\dot{\epsilon}$ , o de manera inversa, hay fluidos cuyo comportamiento de viscosidad cortante aumenta con la rapidez de corte, mientras que este mismo fluido en condiciones de flujo extensional presenta una función viscosidad que decrece a medida que crece la rapidez de extensión.

### 1.2.3. Flujo cortante simple

Es común explicar este tipo de flujo empleando un par de placas separadas por una pequeña distancia L en donde la placa inferior se mueve con una velocidad  $V_o$ , en donde se encuentra un fluido confinado entre ambas placas tal y como se muestra en la Fig. 1.2.3-1.

Partiendo del hecho de que la distancia entre la placa superior e inferior es lo suficientemente pequeña para generar un perfil de velocidades de tipo lineal cuando se mueve la placa inferior, puede entonces bajo esta condición considerarse que el gradiente de velocidades a lo largo de la separación es constante.

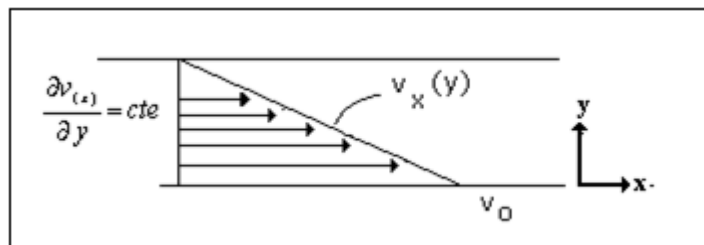


Fig. 1.2.3-1 Flujo cortante simple entre dos placas paralelas  
( *Transport Phenomena Bird, Stewart, Lighfoot, John wiley ans Sons 1960* )

El tensor gradiente de velocidades dado por la Ec.1.2.2-3 se reducirá a:

$$\underline{\underline{L}} = \nabla \underline{v} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_z}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial y} & 0 \\ \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial y} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial y} & 0 \\ -\frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial y} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\partial v_x}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{L}} = \nabla \underline{v} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_z}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} = \dot{\gamma} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

1.2.3-1

La integración de esta ecuación lleva al campo de velocidades

$$v_x = \dot{\gamma} y \tag{1.2.3-2}$$

Para un flujo cortante simple, la dirección del flujo es perpendicular a donde se presenta el gradiente de velocidades, solo un componente del tensor de esfuerzos y no dos como el flujo extensional, es necesario para definir la viscosidad cortante

$$\mu = \frac{\tau_{xy}}{\dot{\gamma}} \tag{1.2.3-3}$$

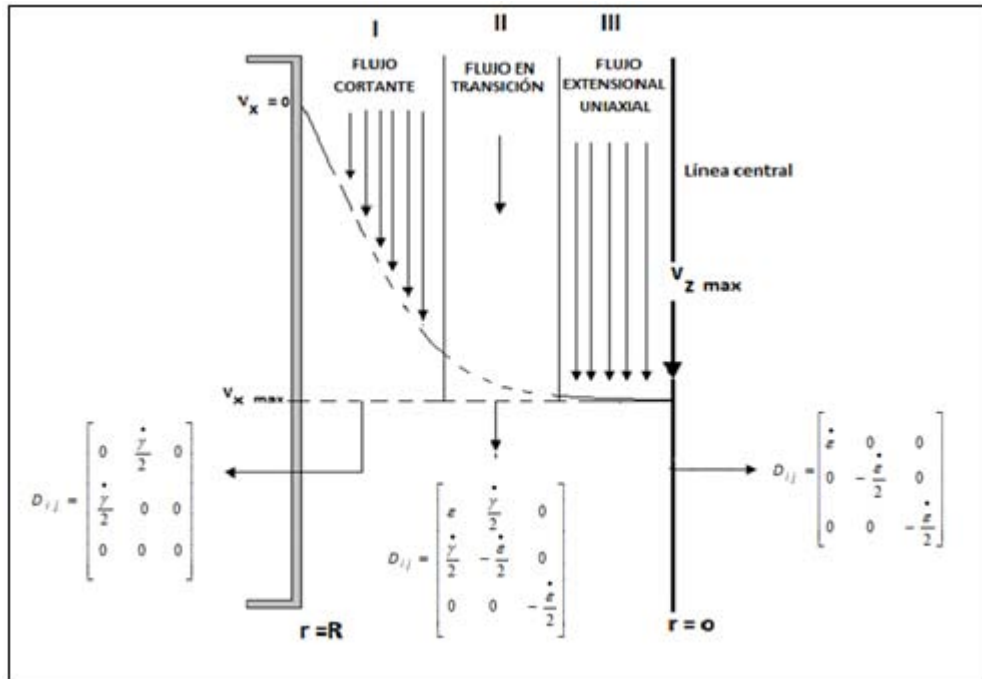


Fig.1.2.4-1-(a) Diferentes zonas en donde se desarrolla el flujo mixto al paso de un fluido a través de una contracción.

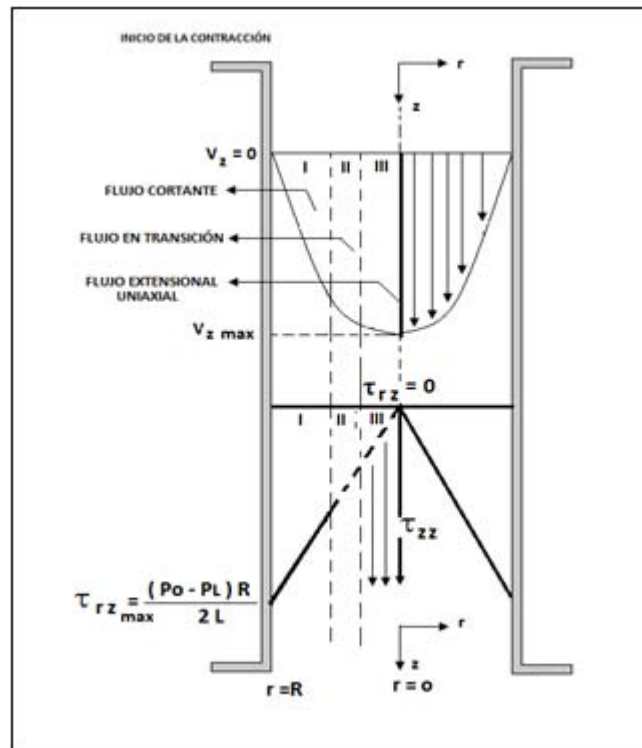


Fig.1.2.4-1-(b) Perfil de esfuerzos en diferentes zonas en el desarrollo de un flujo mixto a través de una contracción axisimétrica  
( *Transport Phenomena Bird, Stewart, Lightfoot, John wiley ans Sons 1960* )



El segundo flujo de importancia, es el extensional uniaxial, surge como una consecuencia del intento del fluido proveniente del tubo con mayor diámetro, de fluir a través de la contracción, de aquí que como describe Binding (2), las corrientes de flujo previo a la contracción, se orientan formando una especie de cono, en donde únicamente la pequeña porción de flujo sobre la línea central entra a la contracción libremente, formando así el flujo extensional uniaxial puro, el cual ha sido representado en la zona III de la Fig 1.2.4-1 (a).

Las líneas de corriente vecinas muy cercanas a la línea central conservan en su mayor parte las características de este tipo de flujo, deben coexistir con otras líneas de corriente que han logrado entrar a la contracción pero que han tenido la oportunidad de interactuar con las paredes de la contracción por lo que presentan propiedades de flujo cortante. Esta coexistencia está representada en la zona II de la Fig. 1.2.4-1(a) y corresponde a una zona de transición de flujo cortante a extensional uniaxial, sus propiedades reológicas son inciertas, sin embargo, el campo del tensor de rapidez de deformación que determina el flujo puede representarse como se muestra en la Fig. 1.2.4-1 (a).

El flujo a través de la contracción es una consecuencia del gradiente de presión que se impone al sistema, la longitud radial en donde se desarrolla cada una de estas tres zonas es incierta y seguramente no están definidas con claridad, excepto aquellas en donde se desarrollan los dos flujos puros, en la pared y en línea central. Al conjunto de flujos involucrados en estas tres zonas se le conoce como flujo mixto y las características que en un momento dado presenta, son función de la rapidez de corte, es claro que si el flujo aplicado es bajo, predominará en la contracción un flujo mixto preponderantemente de características cortantes, mientras que si el flujo es alto así como la relación de contracción, el flujo mixto exhibirá características de flujo extensional uniaxial.

El flujo de un fluido viscoelástico a través de una contracción puede presentar variantes en las distribuciones de velocidad y de esfuerzos que aún no han sido explicados en esta teoría del flujo mixto, la razón de ello es que este tipo de fluido a ciertos valores de rapidez de corte aplicado al sistema, empieza a manifestar la presencia de un comportamiento elástico, que en ciertas condiciones de flujo, especialmente a valores de No. de Deborah bajos, puede mostrarse como el evento de mayor importancia o de mayor presencia tal que puede llegar a ser el que impone las características del flujo.

Si en el sistema de flujo existen las condiciones que permitan la manifestación de la elasticidad del fluido, necesariamente la primera diferencia de esfuerzos normales vendrá a desempeñar un papel importante en las características del flujo que aún no han sido consideradas en la dinámica del flujo explicada hasta ahorita.

En la Fig. 1.2.4-2, se encuentra representada la primera diferencia de esfuerzos normales en corte en presencia de las tres etapas consideradas en el flujo mixto.

Si el sistema opera a bajos Nos. de Deborah, las trayectorias de los esfuerzos extensionales  $\tau_{zz}$  que se desarrollan principalmente alrededor de la línea central, tendrán la oportunidad de interactuar con uno de los componentes de la primera diferencia de esfuerzos cortantes N1, en particular con aquel que se desarrolla en la dirección radial  $\tau_{rr}$  como se muestra en la Fig.1.2.4-2, el cual crece desde las paredes de la contracción hacia el centro de la misma. Si  $\tau_{rr}$ , es mayor que  $\tau_{zz}$  se puede asumir que las características del flujo en la contracción es preponderantemente en corte, en donde la primera diferencia de esfuerzos cortante de naturaleza elástica, domina sobre el flujo extensional. Este efecto ha sido detectado en simulaciones numéricas, observando un descenso de la caída de presión en exceso con fluidos de Boger tal y como lo muestra los resultados obtenidos por Walters ( ) y mostrados en la Fig 1.1-3-2. Irremediamente al incrementar el No. de Deborah los esfuerzos extensionales crecerán a magnitudes que llegan a superar el dominio cortante que impera en la contracción, este punto corresponde al mínimo de la trayectoria de la caída de presión en exceso en la Fig 1.1-3-2, se dice entonces que el flujo extensional empieza a dominar sobre el flujo cortante imponiendo las características del flujo que se presenta en la contracción.

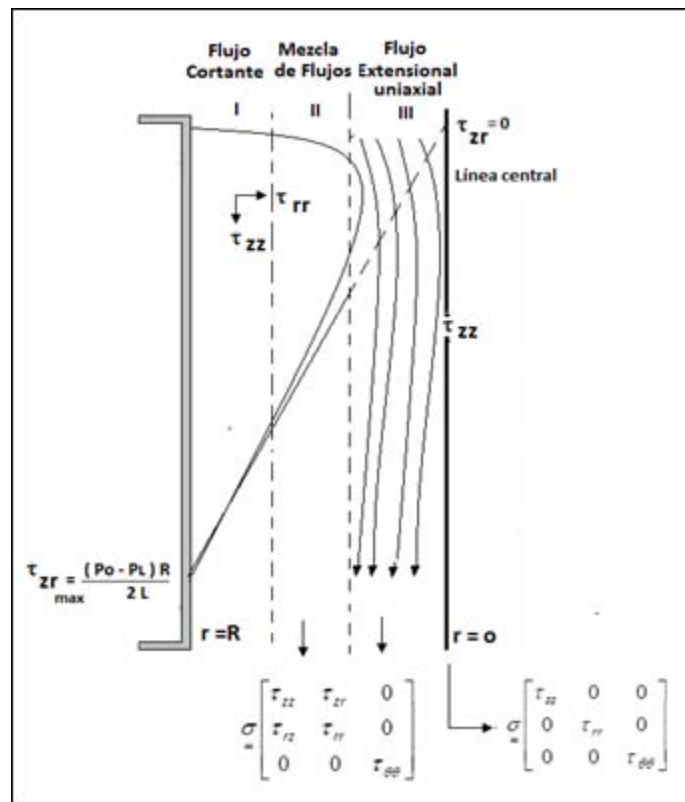


Fig.1.2.4-2 Interacción de la primera diferencia de esfuerzos normales con los esfuerzos mixtos a lo largo del radio de la contracción.

### 1.2.4. Comportamiento de un fluido en un ducto circular

A continuación se expone la manera que puede medirse la rapidez de corte y la rapidez de extensión para el sistema de flujo empleado, así como las dos ecuaciones constitutivas que permitirán seguir el comportamiento reológico del fluido en el sistema de flujo.

En la Figura 1.2.5-1 se representa al sistema de flujo contracción/expansión axisimétrica así como la ubicación de los diferentes tipos de flujo involucrados en la operación , un flujo cortante antes y después de la contracción , uno más en las paredes de la misma, y un flujo extensional uniaxial que se desarrolla sobre la línea central a lo largo del espesor  $L_c$  de la placa de contracción. Si bien Rothstein-McKinley ( 18 ) proponen la existencia de un segundo flujo extensional pero ahora de naturaleza biaxial a la salida, este tiende a cambiar rápidamente hacia un flujo cortante a cierta longitud posterior a la contracción a fin de alcanzar un régimen estacionario.

El comportamiento de un fluido cualquiera en un ducto circular es de naturaleza cortante, para obtener el valor de la rapidez de corte es necesario el uso de la ecuación de Weissenberg-Rabinowitsch .

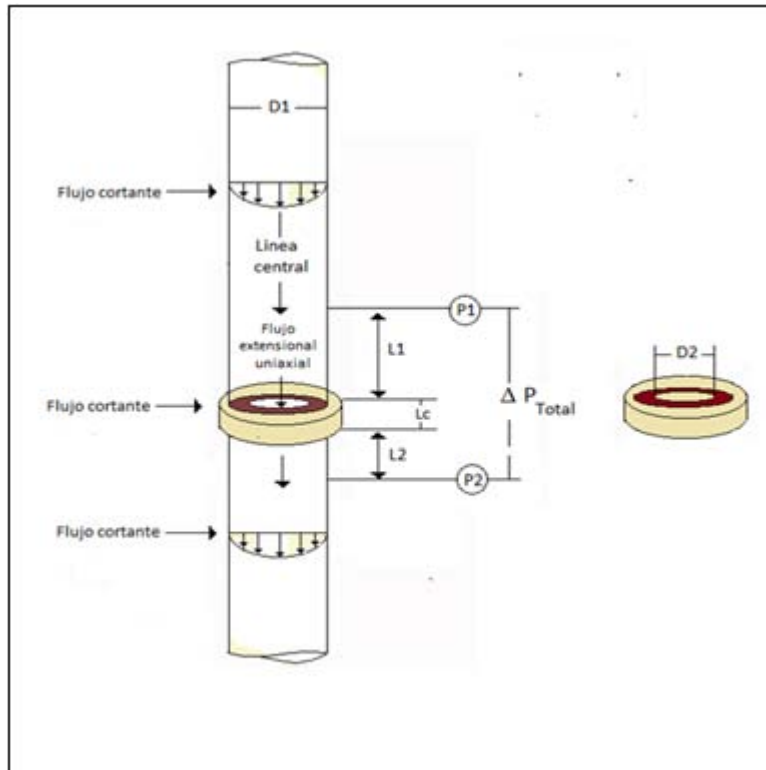


Fig. 1.2.5-1 Ubicación de los diferentes tipos de flujo en una Contracción/expansión axisimétrica

Dada por la siguiente relación (14 )

$$-\left(\frac{dv_x}{dr}\right)_{\tau_w} = \dot{\gamma}_w = \left(\frac{1}{4}\right) \dot{\gamma}_{aw} \left[3 + \frac{d \ln Q}{d \ln \tau_w}\right] \quad 1.2.5-1$$

Dónde :

$\dot{\gamma}_w$  = Rapidez de corte en la pared del tubo

$\dot{\gamma}_{aw}$  = Rapidez de corte aparente en la pared del tubo =  $\frac{4Q}{\pi R^3}$

Q = Flujo volumétrico

$\tau_w$  = Esfuerzo en la pared del tubo =  $\left(\frac{R}{2}\right) \frac{\Delta P}{L}$

Donde el término de la derecha que se encuentra entre paréntesis es la pendiente de la recta resultante de graficar  $\ln Q$  vs  $\ln \tau_w$ , que en la mayoría de los casos es muy cercana a 1, por lo que la ec. 1.2.5-1 se reduce a:

$$-\left(\frac{dv_x}{dr}\right)_{\tau_w} = \dot{\gamma}_w = \frac{4Q}{\pi R^3} \quad 1.2.5-2$$

La ecuación 1.2.5-2, demuestra que la rapidez de corte de un fluido que fluye en un ducto circular puede calcularse conociendo el flujo volumétrico Q del fluido y el radio del tubo. Si se trata de un fluido que sigue la ley de la potencia la rapidez de corte puede estimarse a partir de la siguiente relación

$$-\left(\frac{dv_x}{dr}\right)_{\tau_w} = \dot{\gamma}_w = \left(\frac{1}{4}\right) \dot{\gamma}_{aw} \left[3 + \frac{1}{n}\right] = \frac{3n + 1}{4n} \left[\frac{4Q}{\pi R^3}\right] \quad 1.2.5-3$$

Conociendo la rapidez de extensión y el esfuerzo cortante es posible entonces calcular la viscosidad cortante de un fluido complejo que sigue la ley de la potencia que circula por un ducto circular dado por la siguiente relación

$$\mu = \frac{\tau_w}{\dot{\gamma}} = \frac{\pi R^4 \Delta P}{2 Q L} \left(\frac{n}{3n + 1}\right) \quad 1.2.5-4$$

Para el caso particular de un fluido newtoniano con  $n=1$

$$\mu = \frac{\tau_w}{\dot{\gamma}_w} = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8 Q L} \quad 1.2.5-5$$

## 1.2.5. Ecuaciones constitutivas

### 1.2.5.1. Modelo Bautista-Manero-Puig

Las emulsiones asociativas alcalinas-solubles hidrofóticamente modificadas conocidas como (HASE), son polímeros asociativos que tienden a formar estructuras micelares y que tienden a modificarse por efectos del flujo, razón por la cual se ha decidido que forme parte de uno de los dos fluidos empleados en este trabajo de investigación ya que esta propiedad de restructuración debe repercutir en la caída de presión sumando así un efecto extra en la investigación de flujos en contracción/expansión.

La estructura del Hase puede observarse en la Fig. 1.2.6-1 consiste fundamentalmente de una cadena hidrofílica de ácido metacrílico soluble en agua, unida por un extremo a una molécula de acrilato de etilo mientras que por el otro lado se encuentra una molécula con grupos hidrofóbicos insolubles en agua.

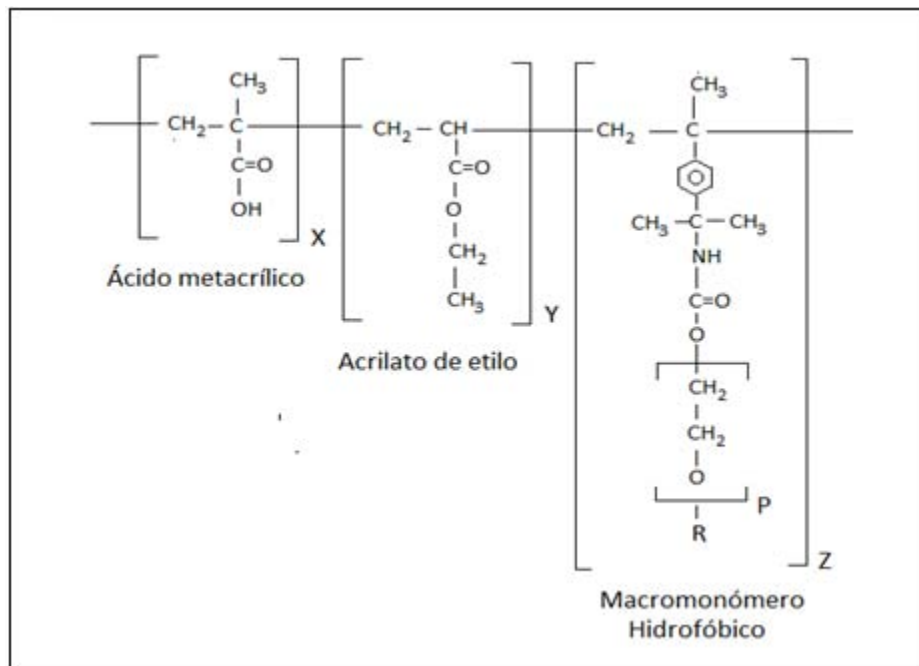


Fig. 1.2.6-1 Estructura Química del Hase

(Tan H, Tirtaatmadja V, Jenkins R.D. J. Non-Newtonian Fluid Mech. 92(2000)167

A pH bajos, la emulsión existe como un látex insoluble disperso en un medio acuoso, en donde predominan asociaciones intramoleculares de tipo hidrofóbico, tal y como se muestra en la Fig. 1.2.6-2.

Si se agrega un agente neutralizante de carácter básico como el AMP (2 amino-2metil-1 propanol) a fin de incrementar el pH de la solución, el conglomerado de moléculas se expande debido a la aparición de repulsiones electrostáticas de cargas negativas existentes en la cadena polimérica. Ante esto el polímero se solubiliza en el medio acuoso y los grupos hidrofóbicos se asocian con otros grupos similares de cadenas de polímero vecinos para formar agrupaciones hidrofóbicas de tipo intermolecular que llegan a crecer

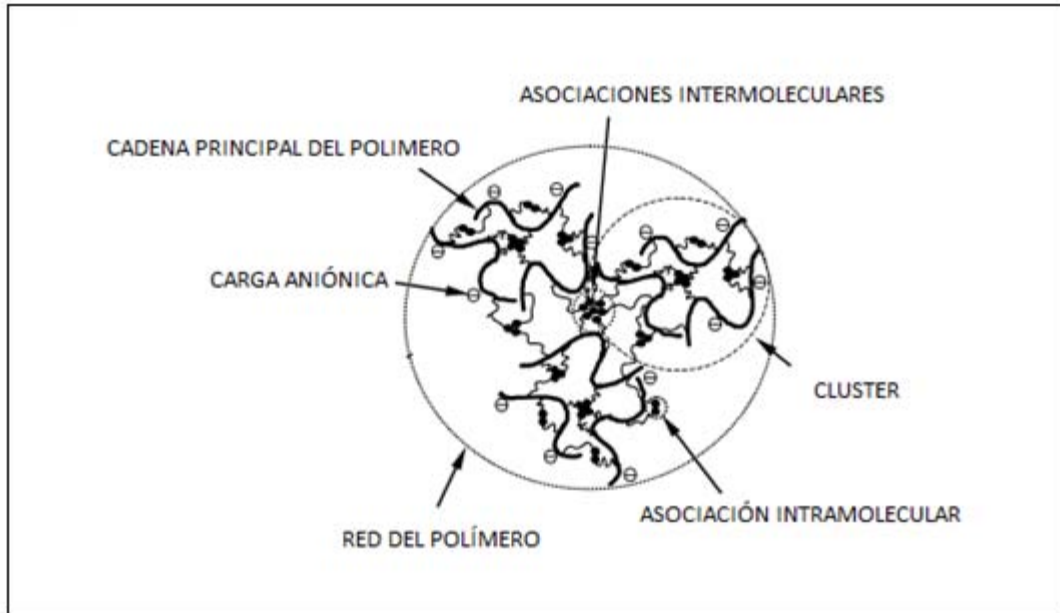


Fig. 1.2.6-2 Tipos de asociaciones moleculares del Hase  
 (Tan H, Tirtaatmadja V, Jenkins R.D. J. *Non-Newtonian Fluid Mech.* 92(2000)167

tanto que se forman redes muy complejas que desde el punto de vista reológico le dan a la solución características viscoelásticas muy interesantes.

A valores de rapidez de corte bajos el comportamiento de la viscosidad es constante en aproximadamente dos a tres décadas en una escala logarítmica dependiendo de la cantidad del agente neutralizante añadido. A valores más altos el fluido empieza a exhibir adelgazamiento al corte disminuyendo paulatinamente su viscosidad a valores tan bajos que llega a alcanzar la viscosidad del disolvente. Las razones de este adelgazamiento aún están en debate, sin embargo hay evidencia experimental (21,23) que indica que durante el corte existe un reacomodo de su estructura con asociaciones predominantemente intramoleculares en lugar de las asociaciones intermoleculares antes del corte.

En un estudio de contracción/expansión resulta necesario el uso de una ecuación constitutiva que prediga el comportamiento de la viscosidad con la rapidez de corte que sea capaz de capturar estos cambios de asociaciones por efecto de la modificación del gasto, para esto se empleará el modelo propuesto por Bautista-Manero-Puig (1), que ha sido probada con éxito con otro tipo de soluciones de polímeros asociativos.

El modelo está basado en la fluidez o inverso de la viscosidad propuesto por Frederickson (12).

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial \eta^{-1}}{\partial t} = \frac{\varphi_0 - \varphi}{\lambda} + K (\varphi_\infty - \varphi) \underline{\underline{\tau}} : \underline{\underline{D}} \quad 1.2.6-1$$

Donde:

- $\varphi = \eta^{-1}$  Fluidez o inverso de la viscosidad del fluido
- $\varphi_0 =$  Fluidez a cero rapidez de corte
- $\varphi_\infty =$  Fluidez a muy altos valores de rapidez de corte
- $\lambda =$  Tiempo de relajamiento asociado a algún cambio de estructura
- $K =$  Constante cinética asociada al rompimiento o cambio de estructura.
- $\underline{\tau} : \underline{D}$  Disipación viscosa asociada al rompimiento o cambio de estructura.

Y el modelo de Oldroyd B.

$$\underline{\tau} + \frac{\eta}{G_0} \overset{\nabla}{\underline{\tau}} = 2\eta \left( \underline{D} + \lambda_j \overset{\nabla}{\underline{D}} \right) \quad 1.2.6-2$$

Siendo

- $\lambda_j =$  Tiempo de retardación
- $G_0 =$  Módulo elástico
- $\overset{\nabla}{\underline{\tau}} =$  Derivada convectiva superior del tensor de esfuerzos.

Para flujo cortante simple en estado estacionario Bautista et al (1) han reportado las siguientes ecuaciones ( ) :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial \eta^{-1}}{\partial t} = \frac{\varphi_0 - \varphi}{\lambda} + K (\varphi_\infty - \varphi) \tau_{12} \dot{\gamma} \quad 1.2.6-3$$

$$\tau_{12} + \frac{1}{G_0 \varphi} \frac{d\tau_{12}}{dt} - \frac{\tau_{22}}{G_0 \varphi} = \frac{\dot{\gamma}}{\varphi} \quad 1.2.6-4$$

$$N_1 + \frac{1}{G_0 \varphi} \frac{dN_1}{dt} = \frac{2 \tau_{12} \dot{\gamma}}{G_0 \varphi} \quad 1.2.6-5$$

Una ecuación para la fluidez muy útil desde el punto de vista experimental propuesta por Boek *et al* (4) , se obtiene combinado las ecuaciones 1.2.6-3 y 1.2.6-4 bajo condiciones estacionarias haciendo sus respectivas derivadas temporales iguales a cero.

$$\varphi_{ss} = \frac{1}{2} \left[ - \left( K_i \lambda_i \dot{\gamma}^2 - \varphi_0 \right) + \left( \left( K_i \lambda_i \dot{\gamma}^2 - \varphi_0 \right)^2 + 4 K_i \lambda_i \dot{\gamma}^2 \varphi_\infty \right)^{1/2} \right] \quad 1.2.6-6$$

Esta ecuación muestra la dependencia de la fluidez  $\varphi_{ss}$  con la rapidez de corte  $\dot{\gamma}$  en función de  $\varphi_o$  y  $\varphi_\infty$  que se obtienen experimentalmente. El tiempo de relajamiento asociado al cambio de estructura  $\lambda$  y la constante cinética K se obtienen ajustando las predicciones de la ec. 1.2.6-6 con los datos experimentales.

Para flujo extensional uniaxial Boek et al (4) han propuesto mejoras al modelo de Bautista-Manero-Puig, de aquí que para evaluar la fluidez en flujo extensional uniaxial propone:

$$(\varphi - \varphi_o) \left( G_o \varphi - 2 \dot{\varepsilon} \right) \left( G_o \varphi + \dot{\varepsilon} \right) = 3 \lambda \left( \frac{K}{\eta_\infty} \right) G_o^2 \varphi \dot{\varepsilon}^2 \quad 1.2.6-7$$

Que resulta ser una ecuación cúbica en  $\varphi$  que debe resolverse numéricamente o analíticamente, esta ecuación está relacionada con la primera diferencia de esfuerzos normales N1 por:

$$N1 = \frac{\varphi - \varphi_o}{\lambda (K/\eta_\infty) \dot{\varepsilon}} + 3 \eta_{sln} \dot{\varepsilon} \quad 1.2.6-8$$

Que finalmente permite estimar la viscosidad extensional uniaxial mediante:

$$\eta_E = \frac{N1}{\dot{\varepsilon}} \quad 1.2.6-9$$

### 1.2.5.2. Modelo Oldroyd B

El otro fluido que será empleado en este trabajo es un fluido de Boger, que consiste básicamente de glucosa de maíz y pequeñas adiciones de poliacrilamida, este fluido es empleado con mucha frecuencia como fluido de referencia dado que su comportamiento reológico es idéntico al de un fluido Newtoniano pero que presenta elasticidad que llega a ser tan alta en la medida que se adicione mayor cantidad de poliacrilamida,

El comportamiento reológico de este fluido en flujo cortante simple ha sido estudiado con mucho éxito empleando el modelo de Oldroyd B (26,28) dado por:

$$\tau_{ik} + \lambda_1 \overset{\nabla}{\tau}_{ik} = 2\eta_o \left[ D_{ik} + \lambda_2 \overset{\nabla}{D}_{ik} \right] \quad 1.2.6-10$$

Es frecuente escribir esta ecuación en términos del disolvente y del polímero

$$\tau_{ik}^s = 2\beta D_{ik} \quad 1.2.6-11$$

$$\tau_{ik}^p + \lambda_1 \overset{\nabla}{\tau}_{ik}^p = 2\eta_o (1 - \beta) D_{ik} \quad 1.2.6-12$$



Donde:

$$\beta = \frac{\lambda}{\lambda_j}$$

Uno de los fluidos más estudiados con este modelo es el fluido de Boger que posee una alta elasticidad pero su viscosidad cortante es constante comportándose reológicamente como un fluido Newtoniano de características elásticas.

El desarrollo de las ecuaciones 1.2.6-10 y 1.2.6-12 para flujo cortante arrojan las siguientes funciones materiales(27) :

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_o \\ N1 &= 2 \eta_o (1 - \beta) \lambda_1 \dot{\gamma}^2, \quad N2 = 0 \\ \eta_E &= 3 \beta \eta_o + 3 (1 - \beta) \eta_o \left[ \frac{1}{1 - \lambda_1 \varepsilon - 2 \lambda_1^2 \varepsilon^2} \right] \end{aligned} \quad 1.2.6-13$$

Tal como se propone en el grupo de ecuaciones 1.2.6-13 el modelo de Oldroyd B aplicado a un fluido de Boger predice una viscosidad cortante constante a lo largo de la historia de deformación del fluido, una primera diferencia de esfuerzos normales N1 de características cuadráticas y consecuentemente una viscosidad extensional muy alta, que diverge en la mayoría de los casos. Esto desde el punto de vista experimental resulta un grave problema ya que resulta difícil ajustar resultados experimentales a este modelo en un amplio intervalo de valores de rapidez de extensión.

### 1.2.5.3. Modelo de la Mancuerna (FENE-CR)

Ante esto Walters y colaboradores (27,28) han propuesto el uso del modelo FENE-CR (Finite Extendible Non Linear Elasticity- Chilcott –Rallison), este modelo (9) tiene la característica de predecir valores de viscosidad extensional uniaxial constante a valores altos de rapidez de extensión, condición necesaria en el comportamiento reológico de un fluido de Boger.

El Modelo de FENE –CR considera que la evolución del flujo puede representarse como el resultado de la interacción de dos esferas conectadas por un resorte como se muestra en Fig. 1.2.6-3.

Las esferas tienen masas  $m_1$  y  $m_2$  y radios  $R_1$  y  $R_2$  respectivamente: La localización de cada uno de los centros de las esferas está dada por los vectores de posición  $r_1$  y  $r_2$ , con respecto a un sistema de coordenadas fijo. El Vector de Conformación  $r = r_1 - r_2$ , especifica la orientación de la mancuerna en el espacio y la distancia instantánea entre los centros de masa de las esferas.

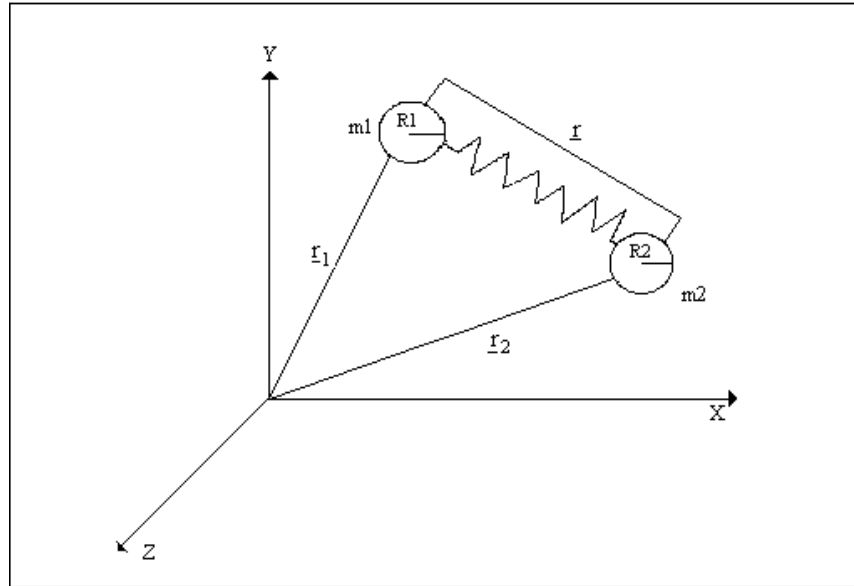


Fig. 1.2.6-3 Modelo de la Mancuerna  
( *Dynamics of polymeric liquids. Vol 2 R.B.Bird et al. Jhon Wiley and Sons 1987* )

En el desarrollo del modelo se deben hacer las siguientes consideraciones:

1. La solución es lo suficientemente diluida que las mancuernas no interactúan entre sí.
2. Cuando se induce un flujo extensional en la solución, las mancuernas experimentan arrastre hidrodinámico por el disolvente, de tal manera que éstas se pueden orientar y extender en la dirección del campo de flujo.

Este modelo está En el desarrollo del modelo se hacen las siguientes consideraciones:

3. Hay  $n$  mancuernas por unidad de volumen contenidas en un disolvente de características newtonianas, de tal manera que en la solución no se presentan gradientes de concentración.

Este modelo está fundamentado en el análisis de la respuesta que tiene la molécula al verse expuesta al flujo del disolvente por lo que es fundamental establecer con claridad el campo de flujo en la que las mancuernas se encuentran inmersas.

El modelo de Chilcott-Rallison (9) en forma adimensional propone que la evolución del tensor de conformación está dada por:

$$f\left(\text{Tr}\left(\underline{\underline{A}}\right)\right)\underline{\underline{A}} + \text{De} \frac{\nabla}{\underline{\underline{A}}} - f\left(\text{Tr} \underline{\underline{A}}\right)\underline{\underline{I}} = 0 \quad 1.2.6-14$$

Donde  $f(\text{Tr}(\underline{\underline{A}}))$  representa al conector o resorte de tipo Hookeano que une a las dos esferas que conforman el modelo de la mancuerna, dado por la siguiente relación

$$f\left(\text{Tr}\left(\underline{\underline{A}}\right)\right) = \frac{1}{1 - \left[\frac{\text{Tr}\underline{\underline{A}}}{L^2}\right]} \quad 1.2.6-15$$

Donde  $\overset{\nabla}{\underline{\underline{A}}}$  es la derivada convectiva superior del tensor de conformación

$$\overset{\nabla}{\underline{\underline{A}}} = \frac{\partial \underline{\underline{A}}}{\partial t} + \underline{\underline{u}} \cdot \nabla \underline{\underline{A}} - \left(\nabla \underline{\underline{u}}\right)^T \cdot \underline{\underline{A}} - \underline{\underline{A}} \cdot \nabla \underline{\underline{u}} \quad 1.2.6-16$$

Resulta importante observar que la ecuación que describe el comportamiento del conector dada por la ec. 1.2.6-15, el factor  $f(\text{Tr} \underline{\underline{A}})$ , depende de la extensibilidad de la mancuerna  $L^2$  que representa la elasticidad de la solución y que este es un parámetro experimental característico que debe especificarse debidamente.

Por otro lado el factor  $f(\text{Tr} \underline{\underline{A}})$ , depende del cociente entre la traza del tensor de conformación  $\underline{\underline{A}}$  y la extensibilidad de la mancuerna y su valor oscila entre cero y uno

$$0 \leq \frac{\text{Tr} \underline{\underline{A}}}{L^2} \leq 1 \quad 1.2.6-17$$

Indicando que si este cociente toma el valor de cero, las esferas que componen la mancuerna se sobre enciman una a la otra indicando que la molécula no se ha extendido y que puede considerarse que se encuentra en su condición de equilibrio, por el contrario si el cociente dado por la ec. 1.2.6-17 toma el valor de uno indicará que la traza del vector de configuración se ha desarrollado tanto que la mancuerna ha adquirido su máxima extensión posible cuyo valor coincide con el cuadrado de la extensibilidad  $L$ .

En particular el tensor de conformación  $\underline{\underline{A}}$  para el caso de un flujo extensional uniaxial en términos de los vectores de conformación puede escribirse de la siguiente manera:

$$\underline{\underline{A}} = \begin{bmatrix} r_x r_x & 0 & 0 \\ 0 & r_y r_y & 0 \\ 0 & 0 & r_z r_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & r_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & r_{zz} \end{bmatrix} \quad 1.2.6-18$$

En un fluido de Boger el contenido de polímero se encuentra en pequeñas cantidades por lo que su contribución al tensor de esfuerzos es despreciable, quedando únicamente definido por la contribución del disolvente.

$$\underline{\underline{\tau}} = \frac{(1 - \beta) f\left(\text{Tr}\left(\underline{\underline{A}}\right)\right) \left(\underline{\underline{A}} - 1\right)}{\text{De}} \quad 1.2.6-19$$

Las funciones reométricas asociadas a un modelo de FENE-CR son:

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_o \\ N1 &= \frac{2\eta_o (1-\beta)De \gamma^2}{f^2} \\ \eta_E &= 3\beta\eta_o + 3(1-\beta)\eta_o \left[ \frac{f^2}{f^2 - f De - 2 De^2} \right] \end{aligned} \quad 1.2.6-20$$

Donde

$$f = f(\text{Tr}(\underline{\underline{A}}))$$

La ecuación 1.2-6-20 sugiere que la viscosidad extensional a bajos números de We está determinada por la relación de Trouton y que existe un punto crítico en donde el término entre corchetes que corresponde a la expresión asociada a la elasticidad, empieza a ser determinante sobre el valor de la de la viscosidad extensional  $\eta_E$  a medida que el flujo extensional crece seguido a partir del aumento en el valor de la traza del tensor de configuración.

#### Desarrollo del modelo FENE-CR Para el caso de un flujo extensional uniaxial

El campo de velocidades dimensional para un flujo extensional está dado directamente por la ecuación 1.2.2-5

$$\underline{\underline{L}} = \nabla \underline{\underline{v}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial v_y}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial v_x}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial x} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial x} \end{bmatrix} = \dot{\underline{\underline{\epsilon}}} \quad 1.2.2-5$$

Si se definen los siguientes parámetros adimensionales

$$U = \frac{V_x}{V_o} \quad \text{y} \quad \xi = \frac{x}{L}$$

Donde:

$V_o$  = Velocidad del elemento del fluido en la línea central

$V_x$  = Velocidad puntual del elemento de fluido a lo largo de la zona de contracción

$L$  = Espesor de la placa de contracción

La Ec. 1.2.2-5 podrá escribirse como :

$$\nabla_{\underline{v}} = \frac{\partial \underline{V}_x}{\partial \underline{x}} = \frac{V_o}{L} \left( \frac{\partial U_x}{\partial \xi} \right) = \dot{\varepsilon} \left( \frac{\partial U_x}{\partial \xi} \right) = \dot{\varepsilon} \nabla U \quad 1.2.6-21$$

Igualando Ecs 1.2.6-21 y 1.2.2-5 se obtiene el campo de velocidades adimensional para un flujo extensional uniaxial

$$\nabla U = \frac{\partial U}{\partial \xi} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1/2 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 \end{bmatrix} \quad 1.2.6-22$$

Si se asume que durante el desarrollo del flujo en contracción/expansión hay régimen permanente y dado que la velocidad del fluido en la contracción es pequeña, se pueden despreciar los efectos inerciales, por lo que el tensor de conformación dado por la Ec. 1.2.6-16 se reduce a:

$$\underline{\underline{\dot{A}}} = - \left( \nabla \underline{u} \right)^T \cdot \underline{\underline{A}} - \underline{\underline{A}} \cdot \nabla \underline{u} \quad 1.2.6-23$$

Al hacer uso de la ec.1.2.6-17, el tensor de conformación dado por la ec. 1.2.6-23 se expresa como:

$$\nabla \underline{\underline{r}} = - \begin{bmatrix} r_x r_x & 0 & 0 \\ 0 & -1/2 r_y r_y & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 r_z r_z \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} r_x r_x & 0 & 0 \\ 0 & -1/2 r_y r_y & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 r_z r_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -2 r_x r_x & 0 & 0 \\ 0 & r_y r_y & 0 \\ 0 & 0 & r_z r_z \end{bmatrix} \quad 1.2.6-24$$

El cual al ser sustituido en el modelo de Chilcott-Rallison dado por la Ec. 1.2.6-14 se llega al siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{aligned} f(\text{Tr} \underline{\underline{A}}) (r_{xx}) - 2De(r_{xx}) - f(\text{Tr} \underline{\underline{A}}) &= 0 \\ f(\text{Tr} \underline{\underline{A}}) (r_{yy}) + De(r_{yy}) - f(\text{Tr} \underline{\underline{A}}) &= 0 \\ f(\text{Tr} \underline{\underline{A}}) (r_{zz}) + De(r_{zz}) - f(\text{Tr} \underline{\underline{A}}) &= 0 \end{aligned} \quad 1.2.6-25$$

La solución simultánea de las ecs 1.2.6-25 junto a la ecuación que representa al conector que une a las dos esferas dado por la ec. 1.2.6-15 y la restricción 1.2.6-17 proporcionan tanto el valor del factor  $f(\text{Tr} \underline{\underline{A}})$  y el No. de  $De$  necesarios para predecir el valor de la viscosidad extensional uniaxial dado por la Ec. 1.2.6-20.

### 1.2.6. Caídas de presión a través de una contracción/expansión axisimétrica.

Sin lugar a dudas el estudio de la caída de presión en flujos en contracción axisimétrica ha sido objeto de mayor investigación desde el punto de vista teórico que experimental. La aportación de los estudios de caída de presión tiene una intención muy específica que consiste en establecer con la mayor claridad el campo de presiones que se presenta antes durante y en la misma contracción, el cual aunado al campo de velocidades debe esclarecer con mayor certeza la dinámica de flujo del fenómeno de contracción simple o contracción /expansión axisimétrica que se estudia.

En esta parte del trabajo de investigación se explica en detalle las diferentes caídas de presión individuales involucradas en el fenómeno y el papel que desempeñan cada una de ellas en la expresión de la caída de presión total.

En la Fig.1.2.7-1 se representan los diferentes tipos de flujo, las caídas de presión individuales y total que se presentan en un fenómeno de contracción/expansión axisimétrica.

Debido a que este tipo de estudios deben realizarse a flujos volumétricos bajos para eliminar la presencia de los efectos inerciales y a que la mayoría de los fluidos de naturaleza viscoelástica presentan en este régimen de flujo un comportamiento reológico Newtoniano, es posible estimar teóricamente las caídas de presión  $\Delta P_1$ ,  $\Delta P_2$  y  $\Delta P_C$  representadas en la Fig. 1.2.7-1 empleando la ecuación de Hagen y Poiseuille.

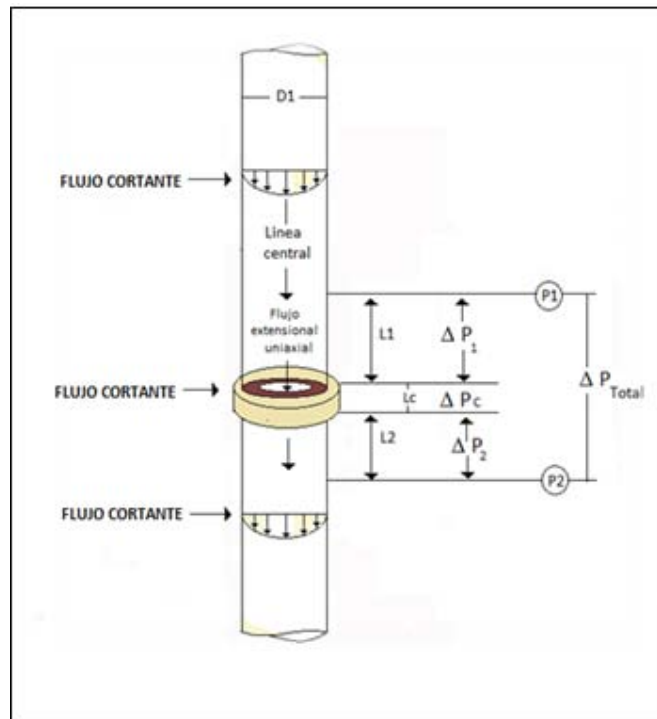


Fig. 1.2.7-1 Diferentes tipos de caídas de presión en un sistema de flujo en contracción/expansión axisimétrica.

$$\Delta P_1 = \frac{8 Q \eta L_1}{\pi R_1^4} \quad \text{..... Tubo superior} \quad 1.2.7-1$$

$$\Delta P_2 = \frac{8 Q \eta L_2}{\pi R_1^4} \quad \text{..... Tubo Inferior} \quad 1.2.7-2$$

$$\Delta P_c = \frac{8 Q \eta L_c}{\pi R_c^4} \quad \text{..... Pared interna de la contracción} \quad 1.2.7-3$$

Desde luego conociendo las dimensiones de la geometría y la viscosidad cortante de la solución empleada.

A estas 3 caídas de presión de naturaleza viscosa debe adicionarse una cuarta caída de presión que no ha sido representada en la Fig. 1.2.7-1 que no es de naturaleza cortante ya que depende de la relación de aparencia que impone la geometría de la contracción al paso del fluido. Esta caída de presión conocida como caída de presión en exceso fue inicialmente estudiada por Sampson (20) para fluidos newtonianos en 1891.

Sampson propuso que la caída de presión total únicamente en la contracción axisimétrica puede estimarse como :

$$\Delta P_{\text{Tot}} = \left( \frac{8 Q \eta L_c}{\pi R_c^4} \right) + \frac{Q \eta}{R_c^3} \left( \frac{8 L_{\text{ideal}}}{\pi R_c} \right) \quad 1.2.7-4$$

Donde:

$$\left( \frac{L_{\text{ideal}}}{R_c} \right) = \text{Relación de aparencia ficticia impuesta por la contracción}$$

El primer término de la Ec. 1.2.7-4 corresponde a la interacción viscosa entre el fluido y la pared interna de la contracción, el segundo término, Sampson empleó la misma ecuación de Hagen y Poiseuille solo que consideró una relación de aparencia ficticia  $\left( \frac{L_{\text{ideal}}}{R_c} \right)$  tal que multiplicada por un factor de  $\left( \frac{8}{\pi} \right)$  se reproduce exactamente la caída de presión total dada por la ecuación 1.2.7-4 que debe ser estimada experimentalmente.

Sampson encontró que la relación  $\left( \frac{8 L_{\text{ideal}}}{\pi R_c} \right)$  para fluidos newtonianos tiene un valor constante de 3 siempre y cuando el flujo en la contracción cumpla con las restricciones bajo las cuales opera la ecuación de Hagen y Poiseuille.

Ante esto la ecuación 1.2.7-4 puede escribirse como:

$$\Delta P_{\text{Tot}} = \frac{Q \eta}{R_c^3} \left( \frac{8 L_c}{\pi R_c} + 3 \right) \quad 1.2.7-5$$

Este resultado da pie para poder expresar la caída de presión total en una geometría de contracción/expansión axisimétrica que opera con un fluido newtoniano como la representada en la Fig.1.2.7-1 como:

$$\Delta P_{\text{Tot}} = \frac{8Q\eta(L_1 + L_2)}{\pi R_1^4} + \frac{8Q\eta_C L_C}{\pi R_C^4} + \frac{3Q\eta_C}{R_C^3} \quad 1.2.7-6$$

Para fluidos viscoelásticos la aplicación directa de la ecuación 1.2.7-6 no es posible, debido al desconocimiento del término propuesto por Sampson. Sin embargo, la caída de presión en exceso puede obtenerse con ayuda de mediciones de la caída de presión total:

$$\Delta P_{\text{Exceso}} = \Delta P_{\text{Tot}} - \left[ \frac{8 Q \eta (L_1 + L_2)}{\pi R_1^4} + \frac{8 Q \eta_C L_C}{\pi R_C^4} \right] \quad 1.2.7-7$$

Según Cogswell (10) en la evaluación de la caída de presión en exceso se captura en su mayor parte la contribución del crecimiento de la viscosidad extensional en la zona de contracción y en particular la que se presenta sobre la línea central.

### 1.2.7. Disipación de energía en un flujo en contracción/expansión axisimétrico

Los fluidos elásticos a diferencia de los fluidos newtonianos, muestran una mayor resistencia al flujo en una contracción/expansión axisimétrica, respondiendo a esto con un mayor incremento en la caída de presión y con la formación de vórtices corriente arriba, los cuales finalmente repercuten en el valor final de la rapidez de corte que se aplica al sistema de flujo.

El estudio de la disipación energética que surge como un mecanismo que se desarrolla en el sistema de flujo con el objetivo de alcanzar el estado estacionario, resulta de gran interés ya que ayuda a aclarar en gran medida la dinámica de flujo que gobierna en el sistema.

El estudio en particular de la disipación viscosa en un sistema de contracción/expansión axisimétrica resulta de gran valía ya que permite conocer a partir de la evaluación de la caída de presión cuanta energía disipa el sistema debido a interacciones viscosas entre el fluido y las paredes del tubo y de la contracción.

En la Fig. 1.2.8-1 se muestra el volumen de control que delimita el estudio de la disipación viscosa en el sistema de flujo considerado.



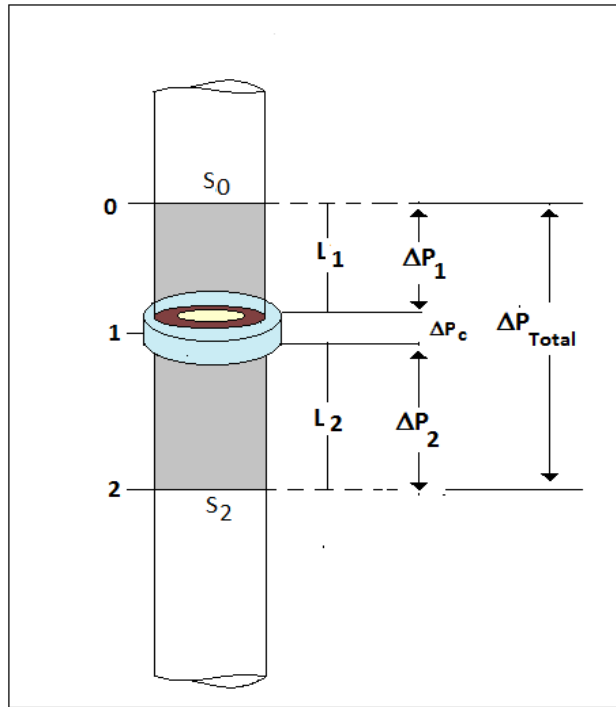


Fig. 1.2.8-1 Volumen de control y caídas de presión parciales y totales en donde se presenta la disipación viscosa

La Ecuación de Cauchy de mecánica del medio continuo, puede integrarse para un fluido viscoelástico, que fluye en condiciones de estado estacionario dentro de un volumen de control  $v$  acotado por las superficies  $S_0$  y  $S_2$  para dar :

$$\int_v \underline{\tau} : \underline{D} \, dv = \int_S (\underline{\tau} \cdot \underline{n}) \cdot \underline{v} \, ds - \int_S \left[ \rho \frac{v^2}{2} + P_g \right] \underline{v} \cdot \underline{n} \, ds \quad 1.2.8-1$$

Donde:

$\underline{\tau}$  = Tensor de esfuerzos

$\underline{D}$  = Tensor rapidez de deformación

$\underline{V}$  = Velocidad del fluido

$P_g = P + \rho g z$  = Presión equivalente

Para el volumen de control delimitado por las tres zonas de la caída de presión en la Fig. 1.2.8-1, el término de disipación viscosa en el volumen de control considerando puede escribirse como:

$$\int_v \underline{\tau} : \underline{D} \, dv = \int_{S_2} T_{zz} V_z \, dS - \int_{S_0} T_{zz} V_z \, dS \quad 1.2.8-2$$

Donde :

$$\underline{T} = -P_g \underline{I} + \underline{\tau} = \text{Tensor de esfuerzos total extra}$$

En esta ecuación se ha asumido que dada la baja velocidad con la que fluye el fluido, el término de energía cinética puede ser despreciado.

Dada la presencia elástica del fluido, la diferencia de esfuerzos normales en corte que está presente en el flujo es:

$$N1 = \tau_{zz} - \tau_{rr}$$

$$\tau_{zz} = N1 + \tau_{rr}$$

Por lo que la disipación viscosa dada por la Ec. 1.2.8-2 se puede escribir como:

$$\int_v \underline{\tau} : \underline{D} \, dv = \int_{S_2} N1 V_z \, dS + \int_{S_2} T_{(rr)_2} V_z \, dS - \int_{S_0} N1 V_z \, dS + \int_{S_0} T_{(rr)_0} V_z \, dS \quad 1.2.8-3$$

Como  $S_0 = S_2$

$$\int_v \underline{\tau} : \underline{D} \, dv = \int_{S_2} N1 V_z \, dS - \int_{S_0} N1 V_z \, dS + [T_{(rr)_2} - T_{(rr)_0}] Q \quad 1.2.8-4$$

Donde Q = Flujo volumétrico dentro del volumen de control

Al considerar la definición del tensor de esfuerzos extra, se puede comprobar que el término de disipación viscosa dentro del volumen de control se puede escribir como:

$$\int_v \underline{\tau} : \underline{D} \, dv = \int_{S_2} N1 V_z \, dS - \int_{S_0} N1 V_z \, dS + \Delta P_g Q \quad 1.2.8-5$$

puede asumirse que ante un sistema de contracción/expansión el volumen antes y después de la contracción es el mismo, por lo que la ecuación 1.2.8-5 finalmente queda:

$$\int_v \underline{\tau} : \underline{D} \, dv = \Delta P_g Q \quad 1.2.8-6$$

Esta ecuación captura la cantidad de energía por unidad de tiempo que el sistema de flujo elimina a lo largo del volumen de control por efecto de la interacción del fluido con una cierta viscosidad con las paredes de la tubería. Sin embargo como fue explicado en la sección 1.2.4. En este sistema de flujo y en particular en la contracción , se presenta un

flujo mixto de características no homogéneas formado por la presencia simultánea de un flujo cortante y un flujo extensional uniaxial, de tal manera que en la caída de presión que se registre experimentalmente y que finalmente es la que se emplea directamente en la Ec. 1.2.8-6 tendrá influencia de ambos flujos, predominando uno de ellos según la rapidez de corte aplicada al sistema, en ausencia de elasticidad a gastos bajos la Ec.1.2.8-6, tendrá una connotación de disipación viscosa, mientras que a valores de rapidez de corte altos, la elasticidad del fluido impondrá el valor de la caída de presión por lo que la connotación correcta será la de disipación viscoelástica. En este trabajo se referirá como disipación energética a través del elemento de volumen y en su caso se especificará cuál de los dos casos se hace referencia.

Sin embargo, existe otro mecanismo de disipación energética por parte del sistema cuando fluyen fluidos viscoelásticos, la formación y crecimiento de vórtices puede llegar a ser un mecanismo de liberación energética que en competencia puede inhibir o desplazar como mecanismo de liberación a la disipación viscoelástica. Estos cambios provocarán necesariamente cambios en la dinámica de flujo que será analizado en detalla en la parte experimental de este trabajo .

## **CAPÍTULO 2 DESARROLLO EXPERIMENTAL**

### **2.1. INTRODUCCIÓN**

Para alcanzar los objetivos de este proyecto de tesis planteados al inicio, el trabajo experimental se dividió en cuatro etapas que van desde el diseño y construcción del equipo experimental hasta actividades experimentales de precisión como lo son la evaluación de caídas de presión, toma de fotografías y evaluación del tamaño de los vórtices formados a través de las diferentes contracciones.

En el diagrama propuesto en la Fig.2.1-1, se muestra en detalle cada una de estas cuatro etapas.

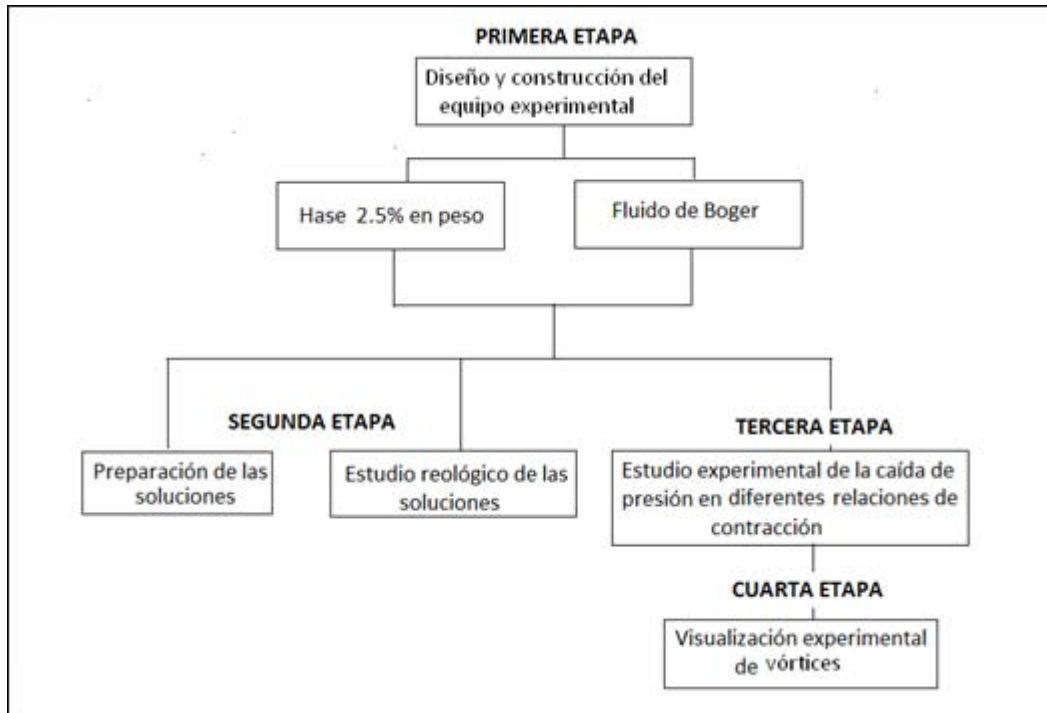


Fig.2.1-1. Etapas Experimentales del Trabajo de Investigación

## 2.2. EQUIPO EXPERIMENTAL

### 2.2.1. Descripción del equipo

El equipo experimental diseñado y construido para el desarrollo experimental de este trabajo de tesis se presenta en la Figura 2.2-1 .

El equipo se divide en tres zonas

- a).- Zona de suministro del fluido
- b).- Zona de prueba
- c).- Zona de control electrónico
- d).- Zona de recolección del fluido

### 2.2.2. Zona de suministro del fluido

En la zona de suministro del fluido se cuenta con un motor trifásico (G) de 1/12 de Hp de velocidad variable al que se le ha adaptado un reductor de velocidad para suministrar al fluido a gastos muy pequeños de hasta 0.01 ml/s. Este motor mueve un par de engranes (H) con una relación de 2:1 fácilmente intercambiable a 4:1 u 8:1, que permite el desplazamiento del émbolo de un pistón a valores requeridos por la investigación.

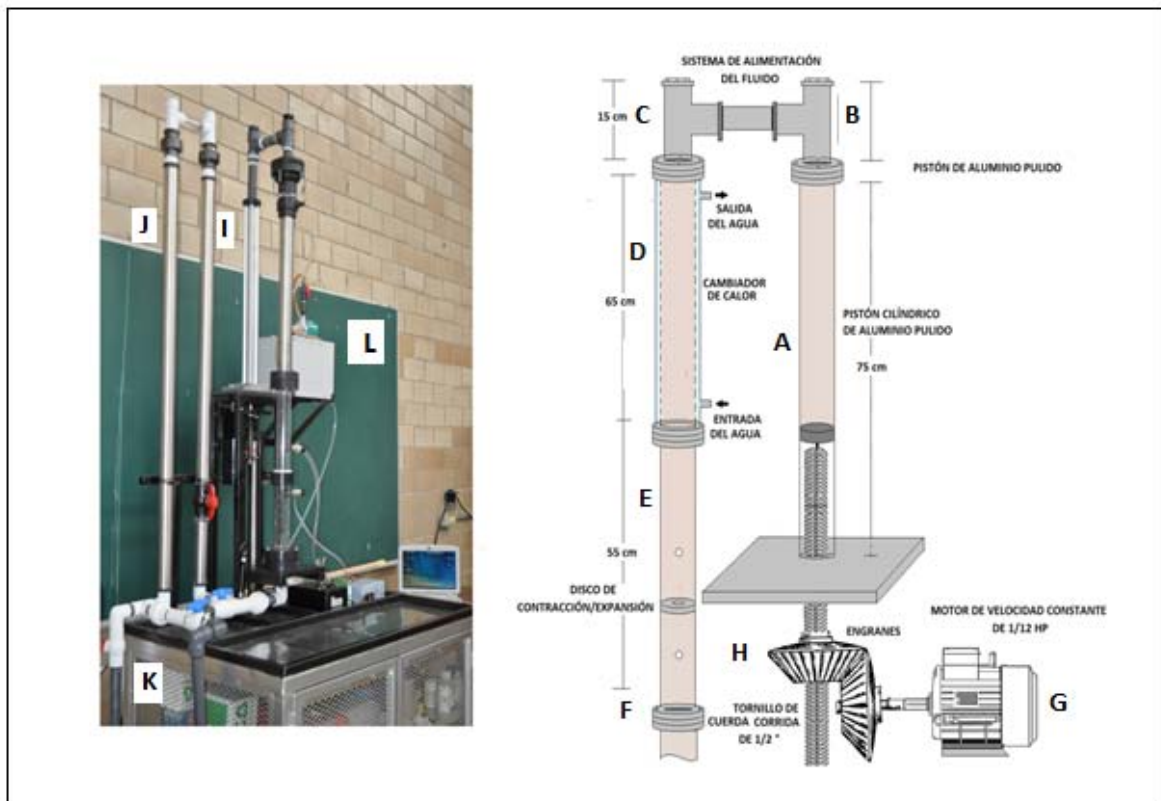


Figura 2.2-1. Equipo Experimental

El pistón (A) está construido de aluminio pulido de 3 cm de diámetro al cual se le ha colocado a la superficie de su embolo, dos estabilizadores que permiten su desplazamiento parejo y continuo a lo largo de su trayectoria.

El equipo permite el cambio de pistón y se cuenta con además del ya mencionado de 3 cm de diámetro interno con otro de 10 cm. El primero permite un suministro del fluido a gastos bajos de entre 0 y 1.5 ml/s lo que garantiza en todo momento un régimen en flujo reptante en la contracción mientras que el pistón de 10 cm permite un suministro del fluido a gastos de entre 4 y 10 ml/s. En estos intervalos de flujo una contracción 2:1:2 permite alcanzar valores de flujo reptante y laminar con valores del no. de Reynolds superiores a 1, lo que permite estudiar regímenes de flujo con contribuciones inerciales.

### 2.2.3. Zona de prueba

La zona de prueba tiene dos secciones, la primera de ellas consistente de un intercambiador de calor de tubos concéntricos (D), y un baño térmico (L), este último proporciona agua a una temperatura controlada con el que opera el intercambiador a fin de rectificar la temperatura del fluido en estudio. El tubo interno tiene una longitud de 65 cm con un diámetro interno de 5.2 cm y 6.27 cm para el tubo externo. El fluido experimental proveniente del pistón pasa a través del tubo interno del cambiador de calor a fin de rectificar su temperatura a las condiciones que requiera la investigación.

La segunda sección consiste de un tubo recto de acrílico (E) de 5.2 cm de diámetro interno y una longitud de 55.5 cm coincidente con el tubo interno del cambiador de calor, en este tubo se encuentra colocado un disco de Nylamid intercambiable que genera la zona de contracción/expansión. Las placas tienen las características mostradas en la Tabla 2.2-1

Relación Contracción/expansión	Diámetro del disco $D_o$ (cm)	Diámetro de la contracción $d_c$ (cm)	Espesor de la contracción $L_c$ (cm)	Relación de Apariencia $L_c/R_c$
2:1:2	4.5	2.25	0.5	0.44
4:1:4	4.5	1.125	0.5	0.88
6:1:6	4.5	0.750	0.5	1.33
8:1:8	4.5	0.562	0.5	1.77
10:1:10	4.5	0.450	0.5	2.22

Tabla 2.2-1



Fig. 2.2.2 Placas de contracción/expansión

#### 2.2.4. Zona de control electrónico

El equipo cuenta en la zona de prueba con dos transductores de presión Marca Piezotronic con un rango de 0 a 10 lb/in<sup>2</sup> colocados a 7 cm por encima y por debajo de la placa de contracción a fin de tener un registro lo suficientemente claro de la caída de presión y también evitar que la formación de vórtices pueda interferir con la señal. En La Fig. 2.2-3 se muestra la zona de control electrónico del equipo experimental.

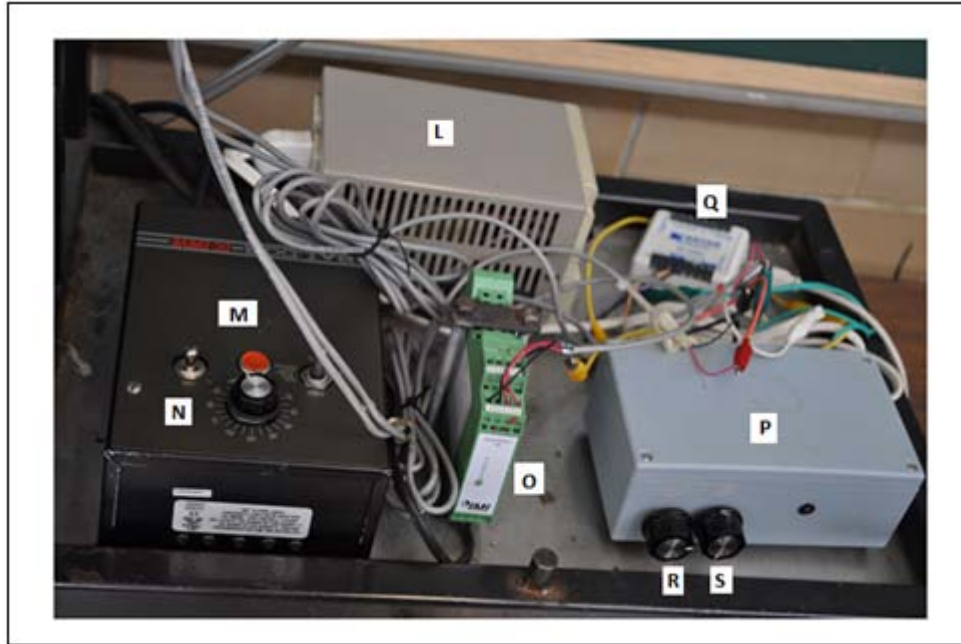


Fig. 2.2-3. Zona de control electrónico

La señal proveniente de los transductores se recibe en un equipo de adquisición de datos (Q) Marca Dataq modelo DI-158 , que envía la señal en forma de voltaje a una computadora en donde es grabada en tiempo real durante toda la experimentación.

El flujo del fluido de prueba se regula a partir de un controlador de voltaje M) Marca Baldor BC 140 de 115 volts acoplado al motor que mueve los engranes y estos a su vez desplacen el embolo del pistón, de tal manera que mediante el registro del tiempo, el área transversal del pistón y la longitud de desplazamiento del émbolo puede estimarse con precisión el flujo volumétrico del fluido.

Antes de iniciar la experimentación los transductores de presión deben ser ajustados a voltaje cero que corresponde a la presión atmosférica. Para esto se adaptó una fuente de poder (P) que suministra voltajes de hasta 0.0001 volts según lo necesite el experimentador, con la intención de que al inicio se parta en cada sensor a un voltaje de cero.

### 2.2.5. Zona de recolección del fluido

El fluido proveniente de la parte inferior de la zona de prueba no puede descargarse directamente a la presión atmosférica ya que el efecto de la gravedad interfiere en el flujo impuesto en el regulador de voltaje. Para esto, al equipo se le adaptó un segundo tubo de acero inoxidable (I) de idénticas dimensiones que el tubo de prueba. Estos dos tubos que funcionan como vasos comunicantes permiten regular la salida del fluido en ausencia de la gravedad, pero ocasiona que el fluido se descargue por la parte superior del equipo, por lo que se debió colocar un tercer tubo (J) que conduzca al fluido hacia un tanque recolector para su posterior uso.

## 2.3. PREPARACIÓN DE SOLUCIONES

### 2.3.1. Solución de Hase al 2.5 %

1.- Se prepararon 500 ml de una solución 0.1 m del agente neutralizante, 2 amino-2metil-1 propanol (AMP) y se dejó reposar durante 24 h. a temperatura ambiente.

Para llevar a cabo toda la experimentación se prepararon 10 litros de solución de Hase al 2.5%. Para esto se empleó (Acrisol TT-935 9 suministrado por Rom and Has), que corresponde a una suspensión lechosa de Hase disuelta en agua en una concentración al 30% en peso, se adicionaron lentamente 833.33 ml de la suspensión a 9.166 litros de agua destilada con agitación mecánica continua durante 30 minutos y se dejó reposar por un periodo de 72 h.

Posterior a ese tiempo se fue agregando lentamente 10 ml de AMP a la solución disuelta de Hase en agua por un periodo de 15 minutos entre adición y adición con agitación constante a 150 rpm. Antes de cada adición del AMP a la solución, se midió el  $P_H$  con la intención de alcanzar un valor de 9.5 que corresponde al valor de neutralización del ácido metacrílico contenido en la solución lechosa del Hase.

La solución preparada se dejó reposar por un periodo de 2 semanas antes de medir su viscosidad, esto debido a que en este periodo la viscosidad de la solución es cambiante. Posteriormente la solución se guardó en recipientes debidamente sellados.

En la Fig. 2.3.2-1 se muestra que la viscosidad a bajos valores de rapidez de corte fue de 13.5 Pa.s, la cual se tomó como referencia para fijar el valor que debía prepararse la viscosidad del fluido de Boger.

### 2.3.2. Solución de Boger

La solución de Boger está formada por una solución concentrada de glucosa de maíz en agua con adiciones en muy pequeñas cantidades de una solución diluida de poliacrilamida. La preparación de esta solución fue meticulosa ya que debía tener propiedades reológicas semejantes a la de su correspondiente solución de Hase al 2.5% con una viscosidad de 13.5 Pa.s, esto con el propósito de obtener lecturas de caídas de presión experimentales comparables entre ambas soluciones. Para esto se preparó independientemente 50 ml de una solución de poliacrilamida en agua con una concentración de 0.1% en peso.

Por otro lado se prepararon 10 litros de solución de glucosa y agua monitoreando en todo momento su viscosidad a fin de alcanzar un valor lo más cercano a 13.5 Pa.s que corresponde al valor de la viscosidad de la solución de Hase preparada con anterioridad. Una vez alcanzada esta viscosidad se agregaron pequeñas cantidades de poliacrilamida diluida a fin de no modificar sustancialmente la viscosidad y poder alcanzar una diferencia de esfuerzos normales de 2000 Pa a una rapidez de corte de  $300 \text{ s}^{-1}$  que correspondió a la solución de Hase.

Las mediciones experimentales se llevaron a cabo en un reómetro de esfuerzo controlado marca TA instruments modelo G2 empleando un usillo tipo cono-plato de 40 mm de diámetro con un ángulo de  $1^\circ$



En la Fig. 2.3.2-1 se presenta una gráfica de viscosidad cortante y diferencia de esfuerzos normales vs rapidez de corte de las 2 soluciones empleadas de donde se desprenden las siguientes observaciones:

La viscosidad del fluido de Boger a bajos valores de rapidez de corte mostró ser superior solo 0.99 Pas que su correspondiente solución de Hase al 2.5% , esta diferencia se consideró insignificante para los objetivos experimentales en este trabajo.

El comportamiento de viscosidad constante y de igual magnitud en ambas soluciones solo se mantuvo durante las tres primeras décadas de rapidez de corte aplicada, mientras que el fluido de Boger en todo momento mantuvo una viscosidad de 13.5 Pa.s, el Hase mostró un comportamiento adelgazante que dio inicio a un valor de rapidez de corte de  $7 \text{ s}^{-1}$  descendiendo su viscosidad hasta 1.3 Pa.s a una rapidez de corte de  $300 \text{ s}^{-1}$ .

El comportamiento elástico de ambas soluciones fue marcadamente diferente entre ellas sobre todo a valores bajos de rapidez de corte, como lo muestra la Fig2.3.2-1, el Hase mostró un primer indicio de elasticidad a valores de rapidez de corte de  $0.6 \text{ s}^{-1}$  con una diferencia de esfuerzos normales de 4 Pa, mientras que el fluido de Boger su primera manifestación de elasticidad se alcanzó a valores de rapidez de corte diez veces más grandes es decir a una  $\dot{\gamma} = 6 \text{ s}^{-1}$ . Sin embargo, a la máxima rapidez de corte programada en el reómetro ambas soluciones mostraron valores de N muy cercanos a los 2000 Pa, es decir las dos soluciones mostraron una elasticidad muy semejante a valores altos de rapidez de corte mientras que a valores bajos la solución de Hase manifestó una elasticidad mucho más anticipada que la del fluido de Boger.

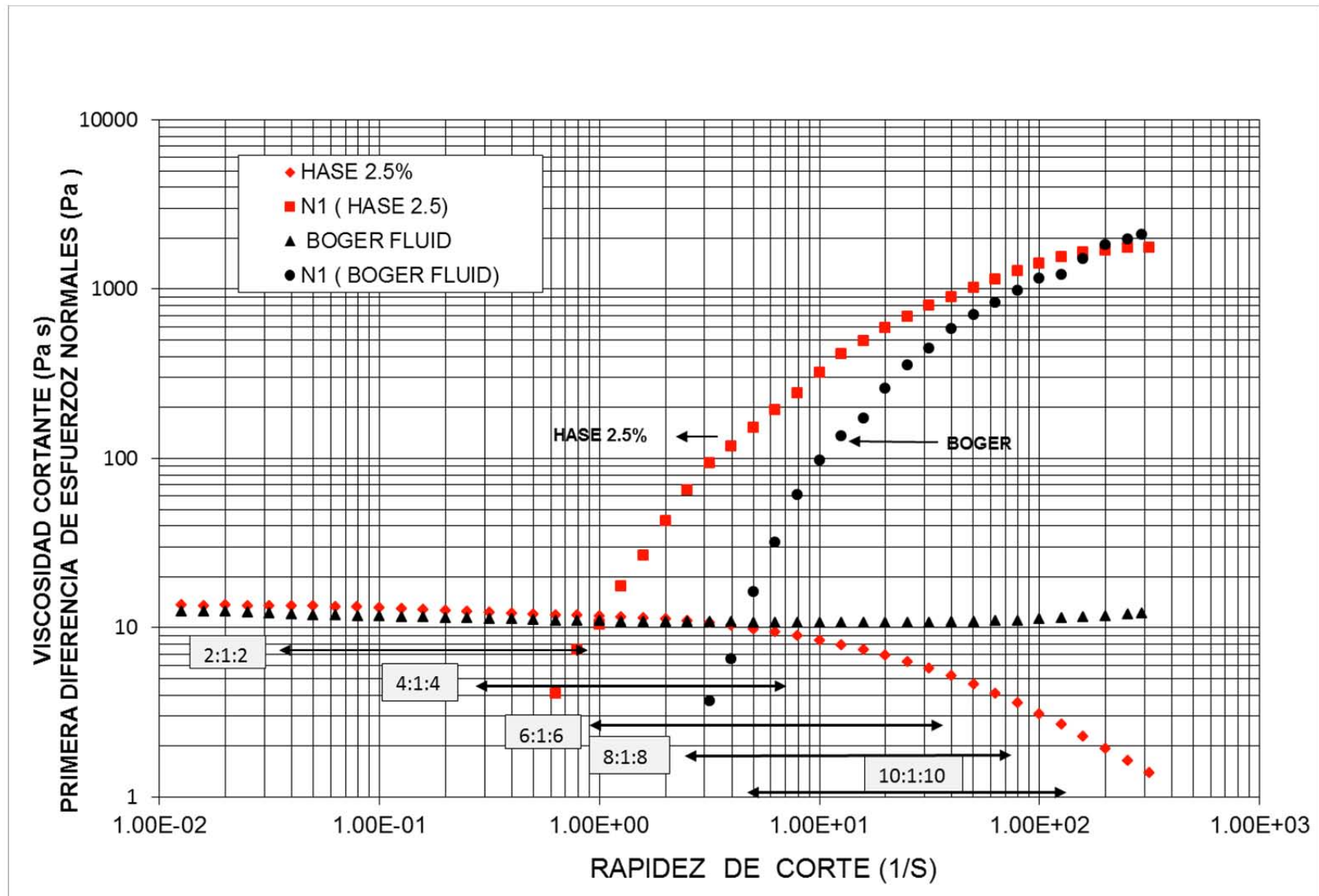


Fig.2.3.2-1 Reología comparativa entre la solución de Hase al 2.5% y un fluido de Boger

## 2.4. REOLOGÍA DE LAS SOLUCIONES

### 2.4.1 Solución de Hase al 2.5% en peso

#### Reología cortante

El seguimiento de la caída de presión total en un flujo de contracción/expansión puede monitorearse a partir de las Ecs.1.2.6-6, pero esta ecuación requiere el conocimiento de la viscosidad en el mismo momento en que se hace la experimentación. Para un fluido newtoniano como la solución de Boger o glucosa la viscosidad es constante no así para el Hase cuyo comportamiento adelgazante lo hace dependiente de la rapidez de corte.

La rapidez de corte aparente evaluada en la contracción se estimó a partir de la ecuación de Rabinowitsch dada por la Ec. 1.2.5-2 pero para conocer su relación con la viscosidad debe emplearse una ecuación constitutiva que relacione a ambos, la fluidez o inverso de la viscosidad con la rapidez de corte, la Ec. 1.2.6-6 del modelo BMP parece ser la ecuación más adecuada para este tipo de fluido. Su expresión en su forma multimodal es:

$$\varphi_{ss} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} \left[ -(\mathbf{K}_i \lambda_i \gamma^2 - \varphi_o) + \left( (\mathbf{K}_i \lambda_i \gamma^2 - \varphi_o)^2 + 4 \mathbf{K}_i \lambda_i \gamma^2 \varphi_\infty \right)^{1/2} \right] \quad 2.4.1-1$$

Entonces a partir de los datos reométricos  $\varphi_o$  y  $\varphi_\infty$  ya conocidos, pudo hacerse un ajuste de los parámetros desconocidos  $\mathbf{K}_i$  y  $\lambda_i$  hasta igualar los datos experimentales de la viscosidad y las predicciones dadas por la ecuación 2.4.1-1 en la forma  $\eta = \frac{1}{\varphi_{ss}}$ , de los

resultados experimentales se concluyó que la solución de Hase al 2.5% en peso fueron necesarios 2 modos por lo que la ecuación 2.4.1-1 para este caso puede escribirse como:

$$\varphi_{ss} = \frac{1}{2} \left[ -(\mathbf{K}_1 \lambda_1 \gamma^2 - \varphi_o) + \left( (\mathbf{K}_1 \lambda_1 \gamma^2 - \varphi_o)^2 + 4 \mathbf{K}_1 \lambda_1 \gamma^2 \varphi_\infty \right)^{1/2} \right] + \quad 2.4.1 -2$$

$$\frac{1}{2} \left[ -(\mathbf{K}_2 \lambda_2 \gamma^2 - \varphi_o) + \left( (\mathbf{K}_2 \lambda_2 \gamma^2 - \varphi_o)^2 + 4 \mathbf{K}_2 \lambda_2 \gamma^2 \varphi_\infty \right)^{1/2} \right]$$

En la Tabla 2.4-1 se muestran los parámetros de ajuste en el modelo BMP para una solución de Hase al 2.5%

Modo	$\varphi_0$ (1/Pa.s)	$\varphi_\infty$ (1/Pa.s)	K (1/Pa)	$\lambda$ (s)
1	0.074	0.1	2000	0.00005
2	0.0001	1.66	0.000053	0.05197

Tabla.2.4.1-1 Parámetros de ajuste en flujo cortante simple para el modelo Bautista-Manero-Puig

La comparación entre los resultados experimentales de la viscosidad y los predichos por la ec.2.4.1-2 se presentan en la Fig. 2.4.1-1, la parte media presenta pequeñas desviaciones que no pudieron ser corregidas empleando un tercer modo, sin embargo son lo suficientemente pequeñas que se consideraron despreciables.

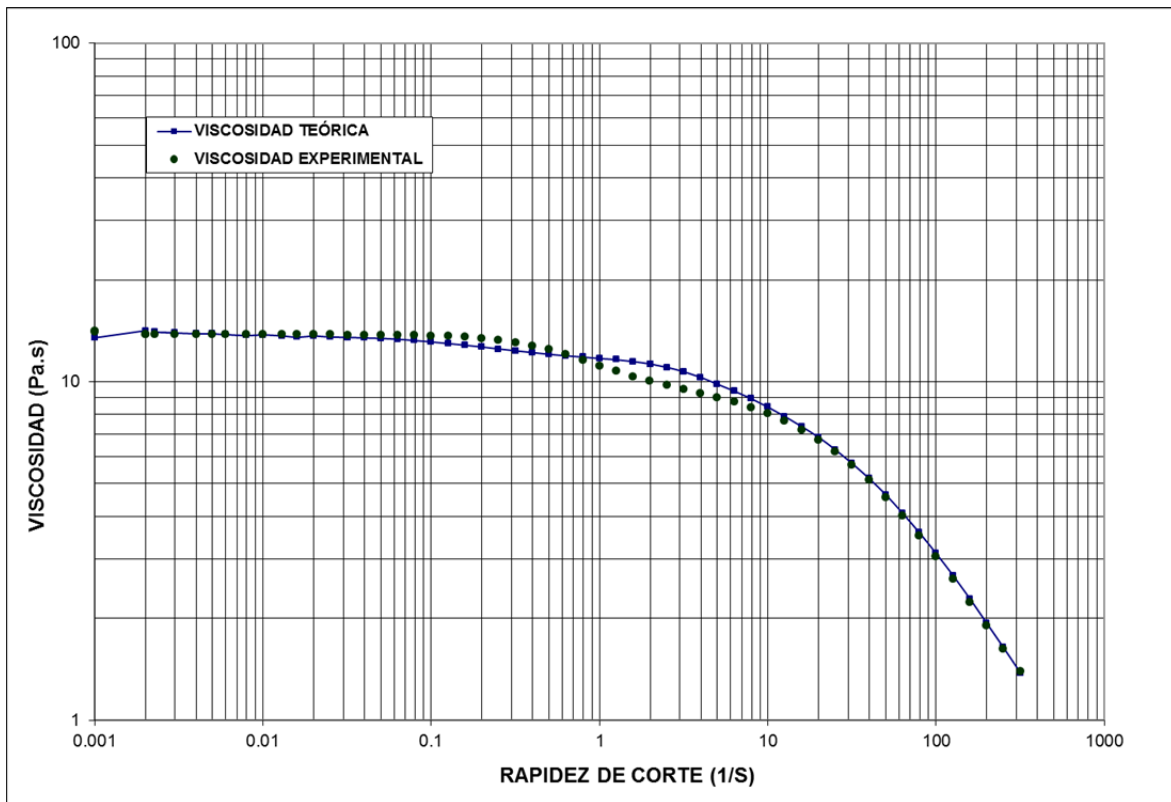


Fig. 2.4.1-1. Comparación de la viscosidad cortante teórica y experimental del Hase

### Reología oscilatoria

Para la estimación del tiempo de relajamiento de la solución, se realizó un estudio de la reología oscilatoria a una temperatura de 22°C con el fin de estimar los módulos de almacenamiento  $G'$  y pérdida  $G''$  como se muestra en la Fig. 2.4.1-2.

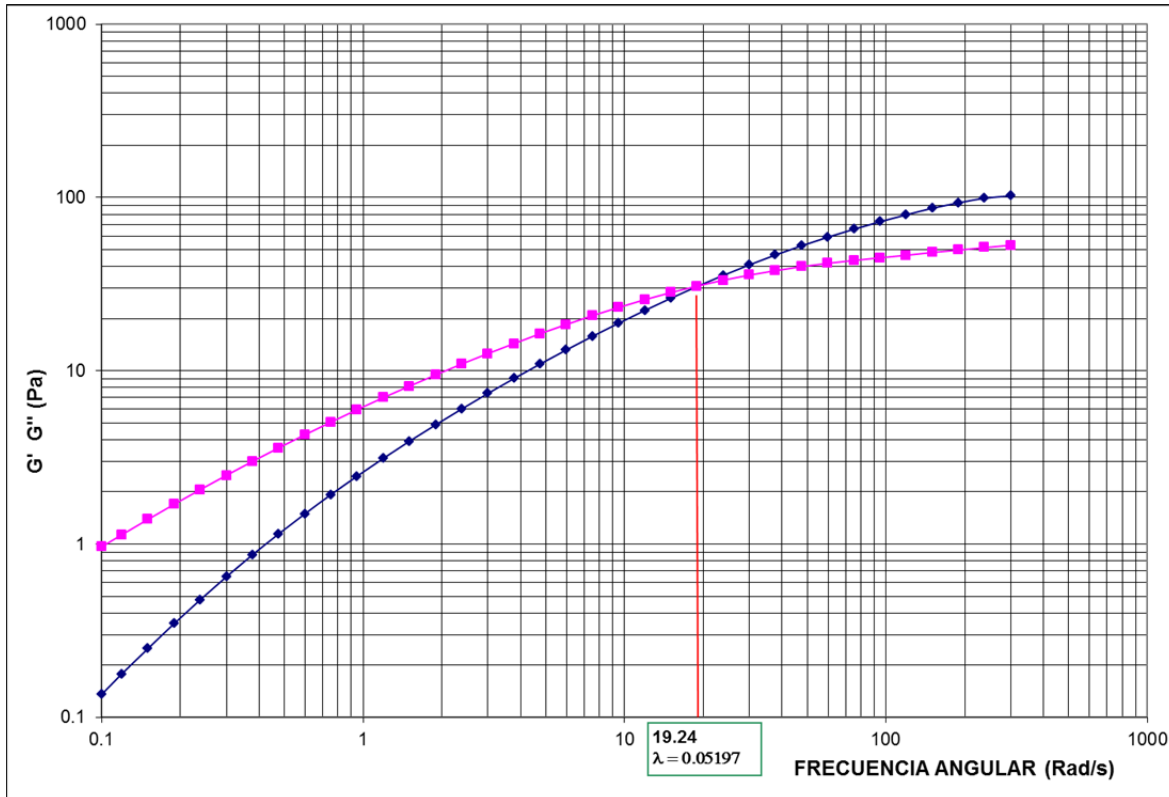


Fig. 2.4.1-2. Módulos de almacenamiento y de pérdida para una solución de Hase al 2.5% en peso

Encontrándose un tiempo de relajamiento de 0.05197 s.

### Reología extensional

La predicción teórica de la reología extensional teórica se llevó a cabo a partir de las ecuaciones 1.2.6-7 y 1.2.6-8 propuestas por Boek et al (4), los resultados se muestran en la Fig.2.4.1-3.

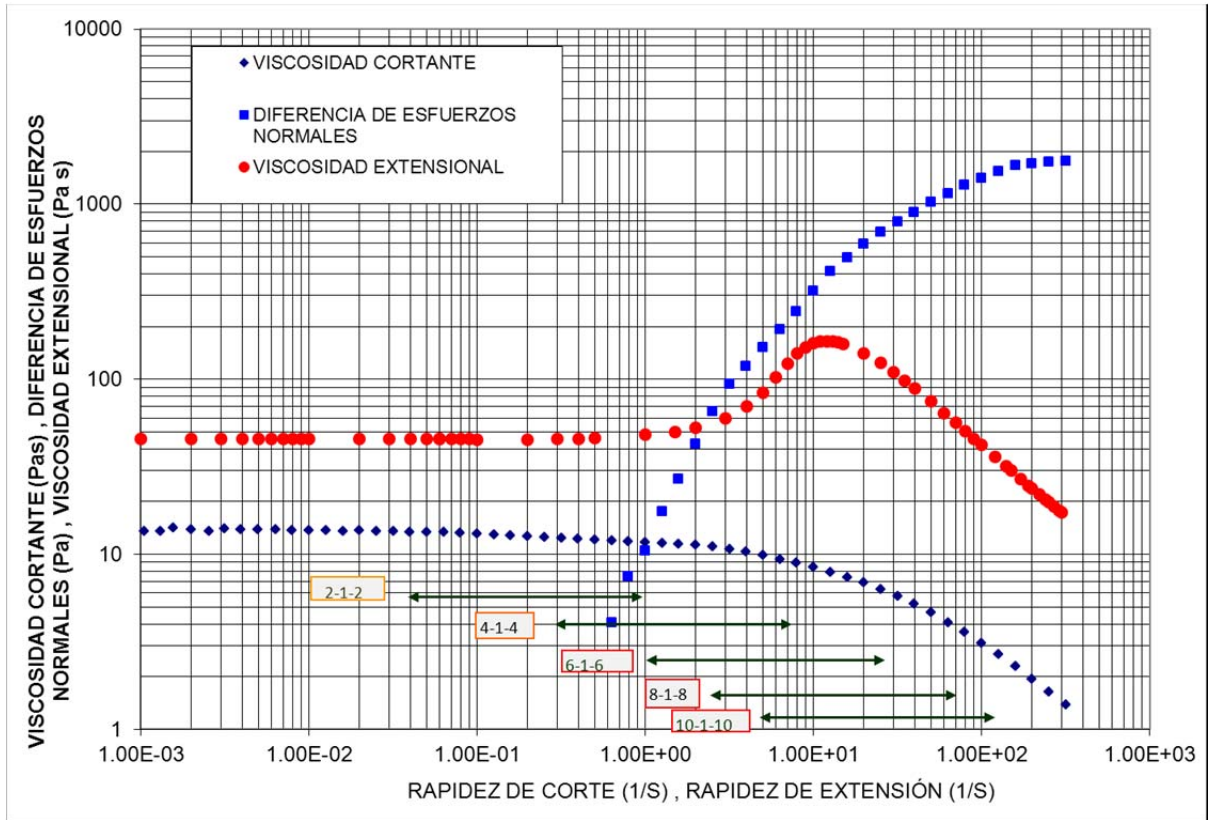


Fig.2.4.1-3 Comparación de la Reología cortante y extensional para el Hase 2.5%

### 2.4.2 Solución de Boger

A diferencia de la solución de Hase la solución de Boger presenta viscosidad cortante constante por lo que no es necesario caracterizar el comportamiento de la viscosidad respecto a la rapidez de deformación. sin embargo, sí es necesario que presente una viscosidad cortante lo más cercana posible a la viscosidad aproximada a 13.5 Pa.s que corresponde al Hase,

Para eso se usó el modelo de Oldroyd dado por la Ec.1.2.6-13, empleando un valor de  $\beta=0.85$ , y una viscosidad de  $\eta = 13.5$  Pa.s, en el intervalo de valores de rapidez de corte alcanzada en cada una de las 5 diferentes relaciones de contracción estudiadas. Moviendo

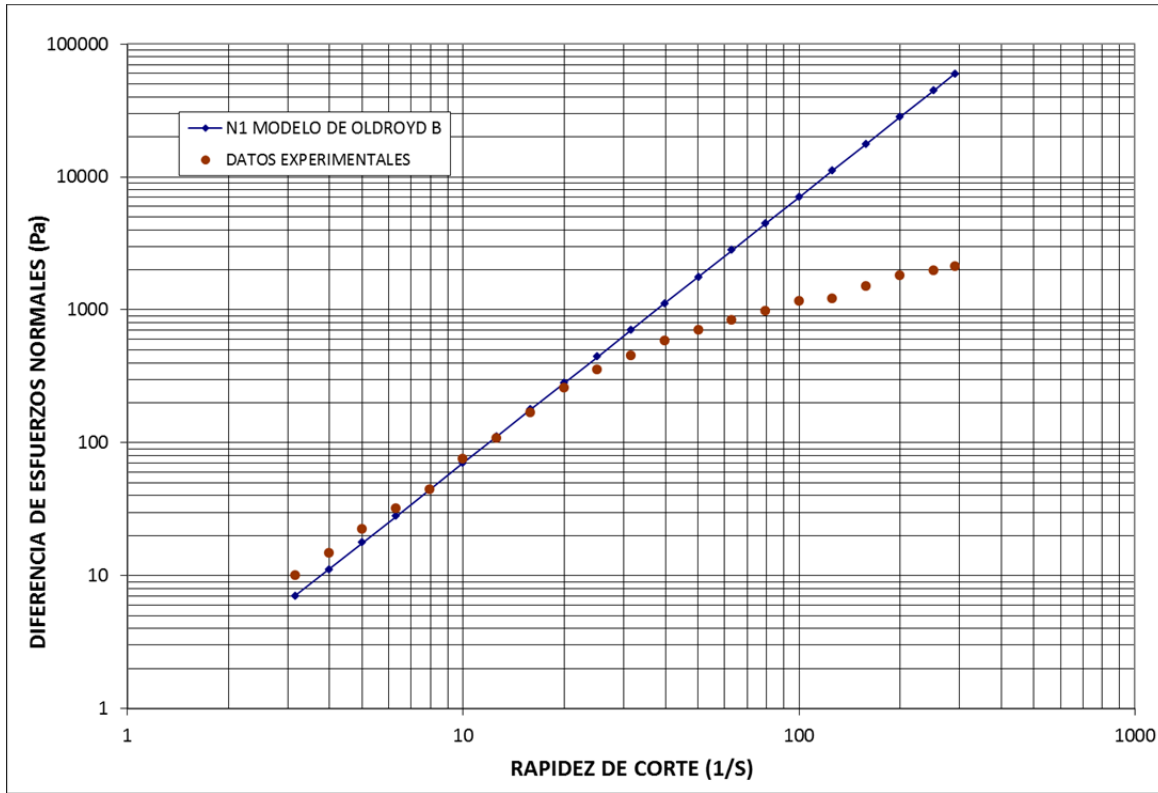


Fig.2.4.2-1. Primera diferencia de esfuerzos normales dada por la Ec.1.2.6-13 respecto a los datos experimentales

el valor del tiempo de relajamiento  $\lambda=0.174 \text{ s}$ , se ajustó la pendiente tal que cubriera la zona cuadrática de la gráfica experimental, tal y como se muestra en la Fig. 2.4.2-1. Como puede observarse esta solución muestra valores altos de  $N_1$  en un buen intervalo de rapidez de corte, que corresponde a la zona cuadrática de la ec. 1.2.6-13. Sin embargo, su predicción es pobre a valores de rapidez de corte de  $30 \text{ s}^{-1}$ , por lo que se decidió emplear el modelo de FENE-CR dado por las Ec. 1.2.6-20 para estimar el tiempo de relajamiento y 1.2.6-25 para explorar los valores de viscosidad extensional, variando la extensibilidad de la mancuerna hasta un valor de  $L'=10$  como se muestra en la Fig. 2.4.2-2, llegando a coincidir el valor del tiempo de relajamiento de  $\lambda=0.174 \text{ s}$ .

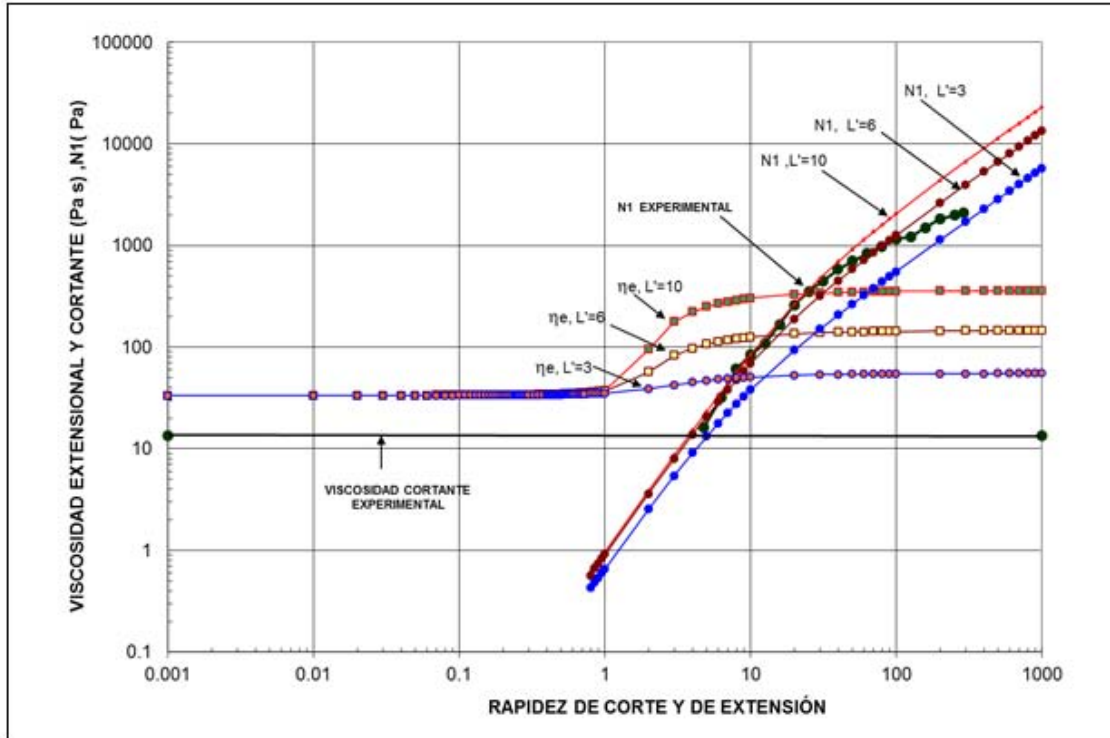


Fig.2.4.2-2. Primera diferencia de esfuerzos normales y viscosidad extensional uniaxial empleando el modelo de la mancuerna

## 2.5. EVALUACIÓN EXPERIMENTAL DE LA CAÍDA DE PRESIÓN

### 2.5.1. Calibración de los sensores

Se construyó un dispositivo para calibrar los sensores de presión como se muestra en la Fig. 2.5-1, consistente de un tubo de vidrio de 1cm de diámetro y 40 cm de longitud, en su parte lateral se ha colocado una regla milimétrica, mientras que en la parte inferior se encuentra un soporte de naylamid en el que puede enroscarse los dos sensores de presión.

La calibración se lleva a cabo agregando con una jeringa pequeñas cantidades de mercurio hasta una altura milimétricamente medible en la regleta, el mercurio ejercerá una presión hidrostática dada por la siguiente relación

$$P = \rho gh \tag{2.5.1-1}$$

que será directamente proporcional al voltaje producido por cada uno de los dos sensores, la pendiente de la línea voltaje contra presión aplicada dará la calibración del sensor, el valor de esta pendiente se corroboró cada vez que se cambió la placa de contracción en el equipo.



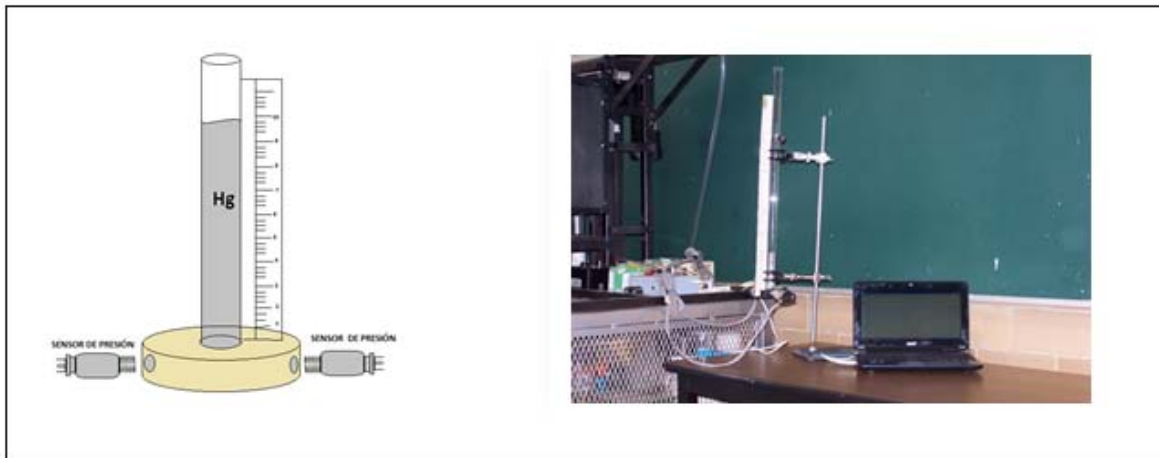


Fig.2.5.1-1. Montaje experimental para la calibración de los sensores de presión

Altura (h) [cm]	P hidrostática [lb/in <sup>2</sup> ]	P hidrostática [lb/ft <sup>2</sup> ]	P hidrostática [Pa]	E1 [v]	E2[v]
13.0	2.511	361.725	17319.018	1.5127	1.4368
12.5	2.415	347.812	16652.902	1.4443	1.3716
11.9	2.299	331.117	15853.562	1.3877	1.3157
11.4	2.202	317.205	15187.446	1.3232	1.2537
11.0	2.125	306.075	14654.553	1.2793	1.2107
10.4	2.009	289.380	13855.214	1.2036	1.1399
9.8	1.893	272.685	13055.875	1.1418	1.0781
9.4	1.816	261.555	12522.982	1.0891	1.0266
8.9	1.719	247.642	11856.866	1.0359	0.9766
8.5	1.642	236.512	11323.973	0.9832	0.9258
7.9	1.526	219.817	10524.634	0.9155	0.8611
7.4	1.429	205.905	9858.518	0.8584	0.8052
7.0	1.352	194.775	9325.625	0.8047	0.7524
6.3	1.217	175.297	8393.062	0.7361	0.6877
5.9	1.140	164.167	7860.169	0.6838	0.6377
5.5	1.062	153.037	7327.276	0.6453	0.5991
3.8	0.734	105.735	5062.482	0.4507	0.4113
3.4	0.656	94.605	4529.58	0.4019	0.3645
2.9	0.560	80.692	3863.473	0.3396	0.3044
2.3	0.444	63.997	3064.134	0.2668	0.2361

Tabla 2.5.1-1. Datos experimentales para la calibración de los sensores de presión

En la Tabla 2.5.1-1 se muestran los resultados experimentales obtenidos y se confirmó que prácticamente permanecieron constantes a lo largo de toda la experimentación con las siguientes ecuaciones de ajuste.

$$\text{Sensor 1 } P_1 = 11,770 E_1 = \text{Pa} \quad 2.5.1-2$$

$$\text{Sensor 2 } P_2 = 11,615 E_2 = \text{Pa} \quad 2.5.1-3$$

$E_1$  y  $E_2$  = volt

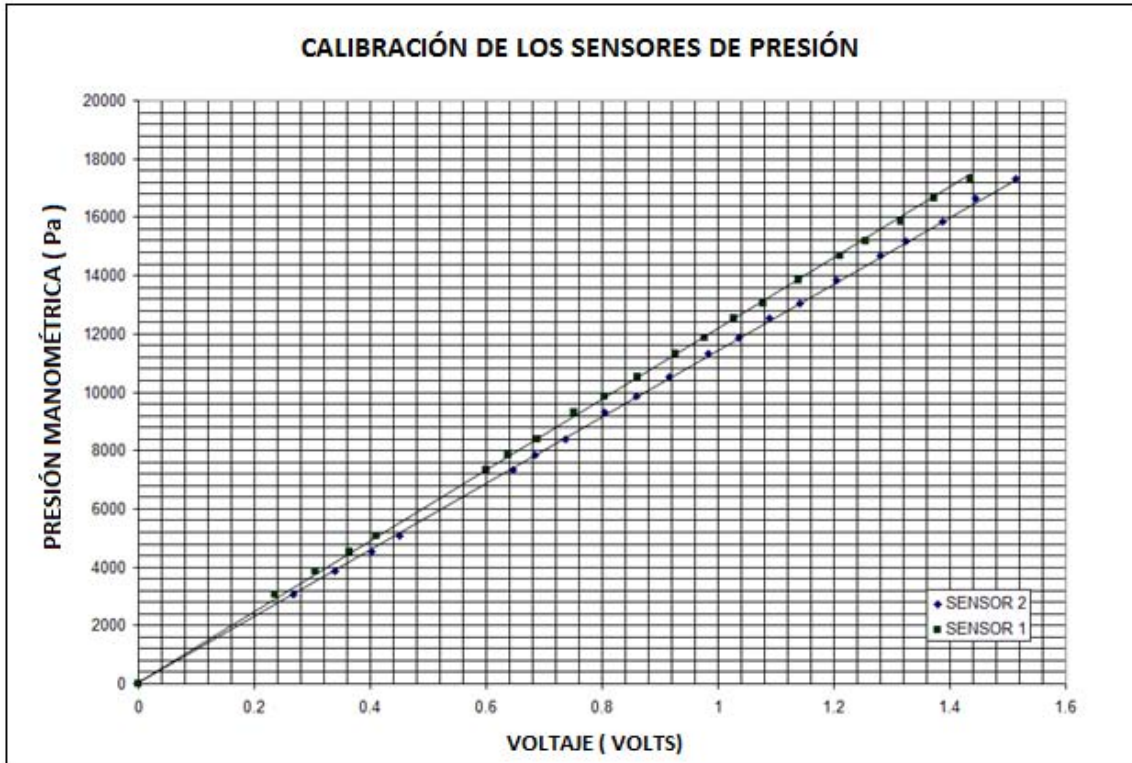


Fig. 2.5.1-2. Curvas de calibración de los sensores de presión

## 2.6. CAÍDAS DE PRESIÓN

En este trabajo se estudiaron 3 tipos de caídas de presión, la caída de presión total, la caída de presión en exceso (por efectos de entrada) y la caída de presión en exceso normalizada. Estas caídas de presión junto a los 3 fluidos seleccionados y las 5 relaciones de contracción/expansión se cubrirán los objetivos principales planteados al inicio de este trabajo de investigación.

En la Fig.2.6-1 se muestra el montaje de los dos sensores y las caídas de presión individuales involucradas.

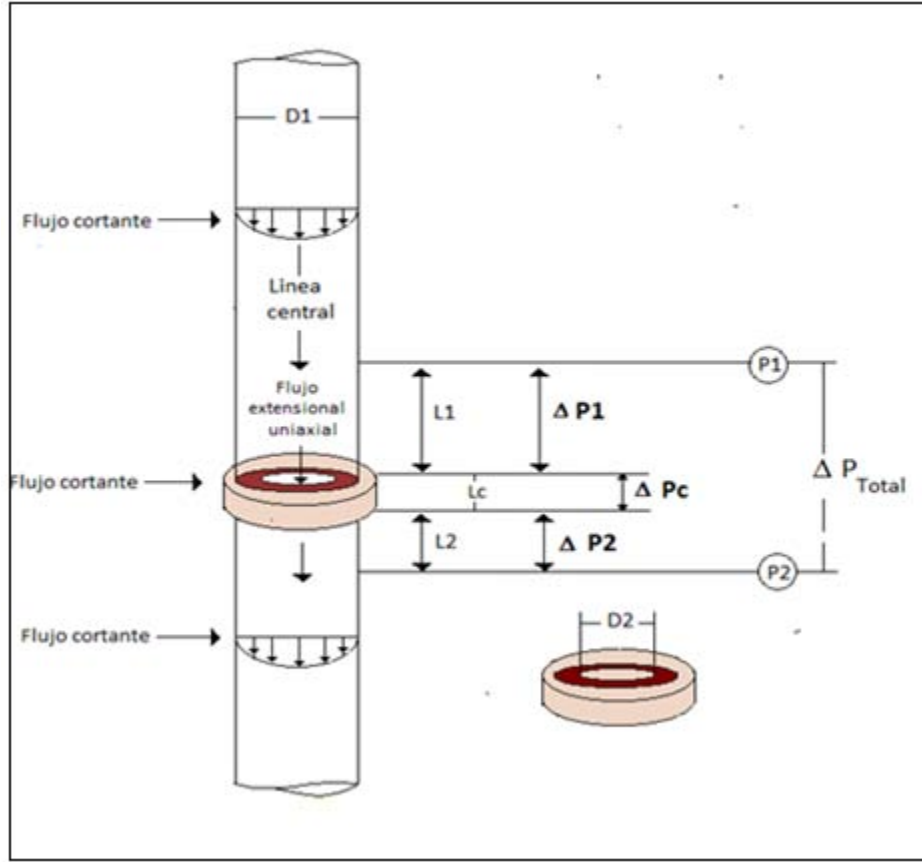


Fig. .2.6-1. Ilustración de las caídas de presión individuales que conforman a la caída de presión total.

### Caída de presión total

Esta caída de presión se mide experimentalmente, como se muestra en el sistema de flujo mostrado en la Fig.2.6-1 está compuesto por cuatro caídas de presión individuales

$$\Delta P_{\text{Total}} = \Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_c + \Delta P_{\text{Exceso}} \quad 2.6-1$$

$\Delta P_1$  = Caída de presión en el ducto superior

$\Delta P_2$  = Caída de presión en el ducto inferior

$\Delta P_c$  = Caída de presión en la contracción

$\Delta P_{\text{Exceso}}$  = Caída de presión extra o en exceso

Las tres primeras caídas de presión son de naturaleza viscosa y su magnitud es producto de la interacción del fluido con las paredes de los tubos o de la contracción. La cuarta caída de presión en exceso no es de naturaleza viscosa y es producto de la dificultad que presenta al fluido para entrar al orificio. Su evaluación debe ser experimental excepto

para un fluido newtoniano que puede predecirse teóricamente haciendo uso de la ecuación de Sampson como fue explicada en la sección 1.2.7.

Para un fluido newtoniano no elástico la viscosidad cortante  $\mu$  es constante y la estimación de la caída de presión total es directa y está dada por la Ec.1.2.7-6.

El cálculo de la caída de presión total para un fluido no newtoniano como el Hase o el fluido de Boger no es directa, su estimación debe hacerse experimentalmente ya que por un lado, la función viscosidad  $\eta$  es función de la rapidez de corte aparente que se imponga y por otro la caída de presión en exceso es desconocida.

## 2.7. OPERACIÓN DEL EQUIPO

### Calibración de los sensores en el equipo

Antes de iniciar el llenado del pistón se deben colocar los sensores de presión en el equipo conectados directamente al equipo de adquisición de datos identificado por la letra (O) en la Fig. 2.2-3 y este a su vez a la computadora con el programa DATAQ operando. El primer paso que se debe realizar es la calibración de los sensores haciendo que su señal marque exactamente cero, para esto será necesario generalmente, emplear los botones (R) y (S) del compensador de voltaje (P). Esta condición indicará que ambos sensores marcan una presión manométrica de cero.

El proceso de llenado del pistón no podrá iniciarse si esta condición operativa no es satisfecha debidamente.

### Llenado del equipo

En referencia a la Fig.2.2-1, el llenado del pistón identificado por la letra (A), debe iniciarse por la parte superior del tubo (I), el cual está conectado con el tubo de contracción principal (C-F), de tal manera que el fluido de experimentación entra por la parte inferior de la contracción ( F) y toca por primera vez al sensor inferior, que empezará a enviar registros de presión a medida que se suministre más fluido por la parte superior del tubo (I).

El fluido seguirá llenando al tubo principal (C-F), pasando por la contracción, el sensor superior que iniciará su registro de presión y el cambiador de calor (D). El fluido al llegar a la tee identificada por la letra (C), empezará a suministrar fluido al Pistón (A) pasando por la Te (B).

El sistema se considerará que se encuentra completamente lleno cuando por inspección visual se observa su nivel en las Te (C) y ( B).

Antes de iniciar se deben realizar dos movimientos importantes. Colocar los tapones del tubo (I) y de las Te (C) y (B) en su lugar para evitar su derrame durante la operación y con los botones (R) y (S) del compensador regresar nuevamente las lecturas de los dos sensores a cero. Esta condición permitirá que en los registros de presión quede ausente el efecto de la gravedad.

## 2.8. CORRIDAS EXPERIMENTALES

Esta actividad consiste en hacer evaluaciones experimentales de caída de presión total y flujo volumétrico aplicado al sistema. La caída de presión se obtendrá a partir del registro de las presiones individuales de cada sensor que serán capturadas en la computadora a partir de programa DATAQ. Las lecturas de presión quedarán grabadas en la memoria de la computadora cada décima de segundo hasta que visualmente se observe que el sistema haya adquirido el régimen permanente.

El flujo volumétrico aplicado al sistema se evaluará considerando el diámetro del pistón, la longitud de desplazamiento y el tiempo de recorrido, que debe evaluarse con ayuda de un cronómetro.

### 2.8-1 Caída de presión extra o en exceso

En este experimento se estudió preferentemente la caída de presión en exceso la cual para un fluido no newtoniano s requiere del conocimiento de la caída de presión total. Para un fluido newtoniano esta caída de presión ha sido estimada por Sampson ( ) la cual está dada por:

$$\Delta P_{\text{Exceso}} = \frac{3 Q \mu}{R_c^3} \quad 2.8-1$$

Para un fluido no newtoniano viscoelástico como el fluido de Boger

$$\Delta P_{\text{Exceso}} = \Delta P_{\text{Tot}} - \left[ \frac{8 Q \mu (L_1 + L_2)}{\pi R_1^4} + \frac{8 \mu Q L_c}{\pi R_c^4} \right] \quad 2.8-2$$

Para un fluido no newtoniano viscoelástico (Hase)

$$\Delta P_{\text{Exceso}} = \Delta P_{\text{Tot}} - \left[ \frac{8 Q \eta (L_1 + L_2)}{\pi R_1^4} + \frac{8 \eta_c Q L_c}{\pi R_c^4} \right] \quad 2.8-3$$

La caída de presión en exceso normalizada se obtiene a partir del cociente entre las ecuaciones 2.8-2 o la 2.8-3 con la ecuación 2.8-1

$$\Delta P_{\text{Exceso-Boger Normalizada}} = \frac{\Delta P_{\text{Tot}} - \left[ \frac{8 Q \mu (L_1 + L_2)}{\pi R_1^4} + \frac{8 \mu Q L_c}{\pi R_c^4} \right]}{\frac{3 Q \mu}{R_c^3}} \quad 2.8-4$$

$$\Delta P_{\text{Exceso Hase Normalizada}} = \frac{\Delta P_{\text{Tot}} - \left[ \frac{8 Q \eta (L_1 + L_2)}{\pi R_1^4} + \frac{8 \eta_c Q L_c}{\pi R_c^4} \right]}{\frac{3 Q \mu}{R_c^3}} \quad 2.8-5$$

## 2.9. VISUALIZACIÓN DE VÓRTICES

Para llevar a cabo el estudio del crecimiento de los vórtices tanto de la solución de Hase como la de Boger, se montó una cámara oscura 45cm x 45 cm x 40 cm alrededor de la zona de contracción/expansión tal y como lo muestra la Fig. 2.9-1.

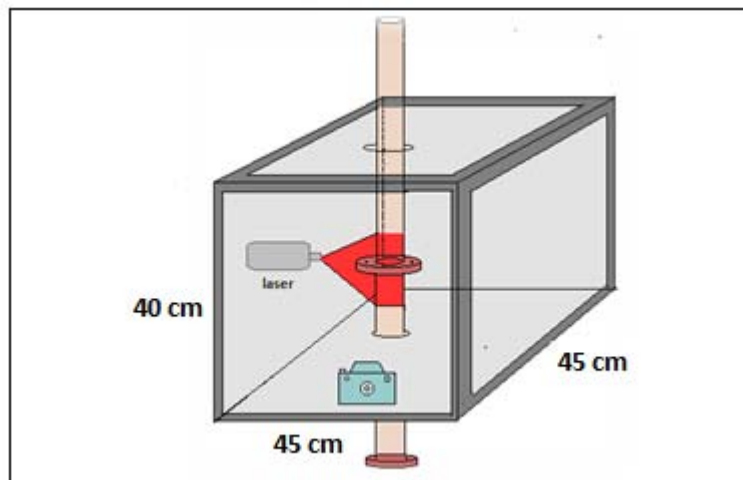


Fig. 2.9-1 Dimensiones de la cámara oscura para la visualización de vórtices.



Fig. 2.9-2 Montaje de una cámara oscura para la visualización de vórtices.



Fig. 2.9-3 Montaje de una cámara oscura para la visualización de vórtices.

Las imágenes fotográficas se tomaron con una cámara fotográfica tipo reflex marca Nikon modelo D5300, la cual se fijó para que en todo momento estuviera en la misma posición durante toda la experimentación, el tiempo de obturación fue de 35 segundos obteniéndolo de un promedio entre el tiempo que se requería para obtener una adecuada fotografía a gastos pequeños y altos, las dimensiones de los vórtices se midieron empleando el programa imageJ de libre uso proporcionado por Java applications. Este programa proporciona las dimensiones medidas en pixeles por lo que fue necesario calibrar las fotografías tomadas, para esto se usó el diámetro interno de 4.5 cm del tubo de mayor diámetro del sistema de flujo y se obtuvo la relación de 0.00195cm/pixel que se usó para hacer todas las mediciones relacionadas con los vórtices de cada una de las cinco relaciones de contracción.

## **CAPÍTULO 3 ANALISIS DE RESULTADOS EXPERIMENTALES**

### **3.1. ANÁLISIS DE LA DINÁMICA DE FLUJO**

El seguimiento de la hipótesis propuesta inicialmente por Binding (2) en el sentido de que el fluido debe minimizar su contenido energético en las cercanías de entrada a la contracción, debe verse reflejada en variables medibles directamente en el sistema de flujo. Si se trata de un fluido newtoniano, la caída de presión a través de la contracción es el único medio que presenta el sistema para minimizar el contenido energético a la entrada de la contracción, si se trata de un fluido viscoelástico el sistema dispone de dos mecanismos para minimizar su contenido energético, la caída de presión y la formación y crecimiento de vórtices. Si bien ambos mecanismos se presentan simultáneamente, uno de ellos se desarrollará preferentemente sobre el otro dependiendo de la relación de contracción y de las características reológicas del fluido, imponiendo con esto una dinámica de flujo diferente en cada caso.

En la Tabla 3.1 se ha recopilado información que permitirá hacer un análisis detallado de la dinámica de flujo de los tres fluidos estudiados en las 5 relaciones de contracción.

Para esto se ha seleccionado un primer parámetro identificado como rapidez de corte crítica  $\gamma_c$ , que corresponde a aquel valor en donde cada una de las trayectorias de la caída de presión total vs rapidez de corte de cada uno de los dos fluidos viscoelásticos, deja de seguir una trayectoria idéntica a la de su correspondiente fluido newtoniano. Las condiciones de aparición de este parámetro, han sido consideradas como aquellas en las cuales el flujo cortante ha dejado de ser el flujo dominante, para dar paso a un dominio del flujo extensional.



(I)	FLUIDO DE BOGER					HASE 2.5% PESO				
	(II)	(III)	(IV)	(V)	(VI)	(VII)	(VIII)	(IX)	(X)	(XI)
RELACIÓN DE CONTRACCIÓN	$\gamma_c$ (1/s)	% Cortante	$\Delta P_{Max}$ (F.Newtoniano) (Pa)	$\Delta P_{Max}$ (F.Boger) (Pa)	% Extensional	$\gamma_c$ (1/s)	% Cortante	$\Delta P_{Max}$ (F.Newtoniano) (Pa)	$\Delta P_{Max}$ (Hase) (Pa)	% Extensional
2:1:2	0.037	----	66	137.27	107.98 %	0.037	----	66	90	36.36 %
4:1:4	4.3	11,520 %	488.49	604.29	24 %	0.7	1792%	488.49	306.287	-37.3 %
6:1:6	8.67	100 %	1940	4,334.4	123 %	2.79	299%	1940	1227	-36.75 %
8:1:8	11.07	28 %	5339.54	15,970.5	200 %	9.58	243%	5339.54	3079.33	-42.32 %
10:1:10	21	89.70 %	12016.74	33463.6	178.40 %	15.8	64.92	12016.74	5748.57	-52.16 %

Tabla 3.1. Parámetros experimentales para analizar la dinámica de flujo de los tres fluidos a cada relación de contracción.

En las columnas (III) y (VIII) de la tabla 3.1, se encuentran reportados los porcentajes de incremento en el valor de  $\gamma_c$  que han alcanzado cada uno de los dos fluidos viscoelásticos al cambiar a la siguiente relación de contracción, se encuentran identificados como (% Cortante), cada columna indica el porcentaje de incremento o decremento del dominio del flujo cortante que ha experimentado cada uno de los fluidos por efecto de este cambio en la contracción.

El siguiente parámetro elegido en este análisis es el  $\Delta P_{Max}$  que cada uno de los tres fluidos alcanza al término de cada experimentación. Si se parte del hecho de que toda la trayectoria de caída de presión que presenta el fluido newtoniano es de naturaleza cortante, basada en el hecho de que este tipo de fluidos no presentan ni diferencias de esfuerzos cortantes ni esfuerzos extensionales, el porcentaje de la caída de presión máxima de cada uno de los dos fluidos viscoelásticos en relación a la que presenta el fluido newtoniano, indicará que tanto habrá aumentado o disminuido la presencia del flujo extensional en relación al flujo cortante, para cada una de las relaciones de contracción estudiadas.

Este porcentaje se encuentra identificado como (%Extensional) y es reportado en las columnas VI y XI de la tabla 3.1.

### 3.1.1. Contracción/expansión 2:1:2

Como se mencionó en la sección 1.2.4, cuando se hace fluir un fluido a través de una contracción /expansión, la formación de un flujo mixto es inminente, este flujo si bien es altamente no homogéneo, si presenta de una manera muy definida los dos flujos puros que lo forman, el flujo cortante en las paredes de la contracción y el flujo extensional uniaxial en la línea central justo en el centro de la contracción. Ante ciertas condiciones de

operación, uno u otro flujo se verá favorecido tal que sus características particulares predominarán a fin de imponer las condiciones de flujo final que gobernará en la contracción.

Un análisis directo de los resultados obtenidos para los tres fluidos estudiados en esta relación de contracción y mostrados en la Fig.3.1-1-a, muestra que ante una rapidez de corte fija, el fluido de Boger siempre presenta una trayectoria de la caída de presión total más alta que el Hase y este a su vez que el fluido newtoniano. La trayectoria newtoniana en esta gráfica, ha sido obtenida teóricamente siguiendo la ecuación de Hagen-Poiseuille dada por la Ec. 1.2.7-6 de naturaleza completamente cortante, la simple comparación con las trayectorias del Hase y del fluido de Boger no muestran alguna porción coincidente entre las tres trayectorias, esta grafica es determinante, ya que de ella puede concluirse que en esta relación de contracción y en el intervalo de flujo estudiado, los dos fluidos viscoelásticos desarrollan preponderantemente un flujo extensional uniaxial prácticamente desde el inicio del experimento, las dimensiones del diámetro de la placa de contracción así como los flujos estudiados generan valores de rapidez de corte tan bajos que comparativamente con los desarrollados por el flujo extensional en el centro de la contracción resultan ser tan bajos que no intervienen en los registros de caída de presión total.

Esta condición coincide con la dinámica de flujo propuesta por Phillips y Williams ( ) en el sentido de que al inicio a valores muy bajos de rapidez de corte, el flujo en la contracción es de naturaleza extensional. Ante esto, al incrementar el gasto en el sistema se provoca que las líneas de corriente sean desplazadas hacia las paredes de la contracción provocando que el tamaño de los vórtices si los hay sean inhibidos y en muchos casos desaparezcan, esta condición pudo verificarse experimentalmente como se muestra en las trayectorias del crecimiento de los dos fluidos estudiados  $L_v(H)$  y  $L_v(H)$  de la Fig 3.1-1-C y en la serie de fotografías presentadas en la Fig. 3.1-2

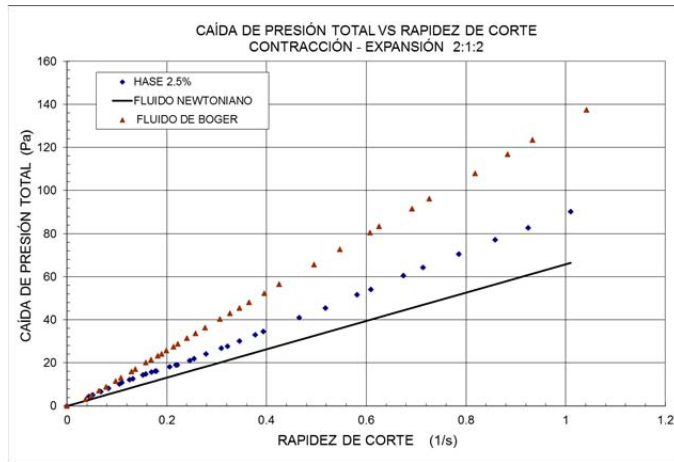
En relación a la dinámica de flujo como se mencionó anteriormente, resulta importante observar que para una misma rapidez de corte aplicada, el fluido de Boger presenta una Caída de presión asociada a la disipación energética más alta que el Hase, mientras que por el contrario, el Hase bajo las mismas condiciones presenta una trayectoria de crecimiento del vórtice  $L_v(H)$  mayor que la trayectoria  $L_v(B)$  del fluido de Boger.

La disipación viscosa o viscoelástica en este caso así como la formación y crecimiento de vórtices, son mecanismos de liberación de energía que presentan los fluidos viscoelásticos, la razón por la cual la trayectoria  $L_v(H)$  del Hase está por encima de su correspondiente  $L_v(B)$  del fluido de Boger radica en que para el Hase a los valores de rapidez de corte experimentados, ya existe la presencia de la primera diferencia de esfuerzos normales como lo muestra la Fig. 2.3.2-1, mientras que para el fluido de Boger, aún su comportamiento es puramente viscoso, de aquí que la presencia de elasticidad en corte permite que el Hase libere energía simultáneamente por disipación viscoelástica y por formación de vórtices mientras que el fluido de Boger solo lo hace mediante el primer mecanismo, razón por la cual la trayectoria de crecimiento de la caída de presión del Hase siempre está por debajo de su correspondiente fluido de Boger.

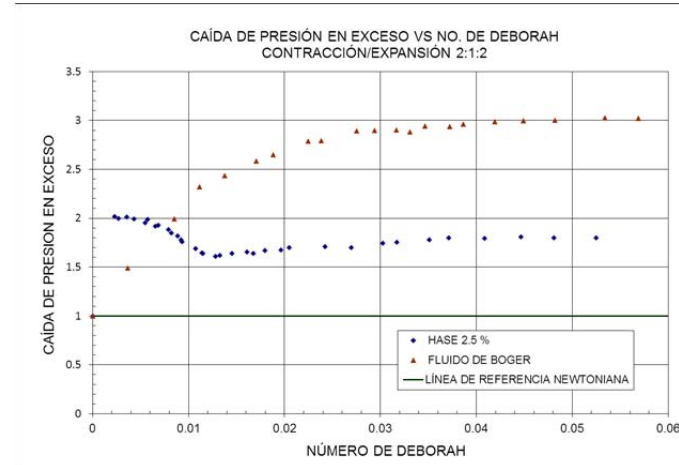
Uno de los resultados más importantes que se muestra en la Fig.3.1-1 y que viene a corroborar los resultados antes expuestos, es la trayectoria de la  $epd$  vs  $De$  para el fluido

de Boger, en ella se puede observar un comportamiento asintótico que alcanza valores máximos de 3 a  $De > 0.4$ , lo que comprueba indirectamente la relación de Trouton para este fluido ante esta relación de contracción, esto indica que ante estas condiciones de flujo se desarrolla prácticamente un flujo extensional uniaxial puro. Sin embargo, a pesar de que a estas condiciones de operación, el Hase que presenta una viscosidad cortante idéntica al fluido de Boger, el comportamiento de su  $epd$  dista mucho de los valores alcanzados por el fluido de Boger, la razón de esto es atribuible a que en estas condiciones de flujo como lo muestra la Fig. 2.3.2-1, ya existe la presencia de la primera diferencia de esfuerzos normales que favorecen la formación de vórtices incipientes que contribuyen a que la disipación energética se lleve a cabo por dos mecanismos, provocando valores más bajos que aquellos mostrados por el fluido de Boger.

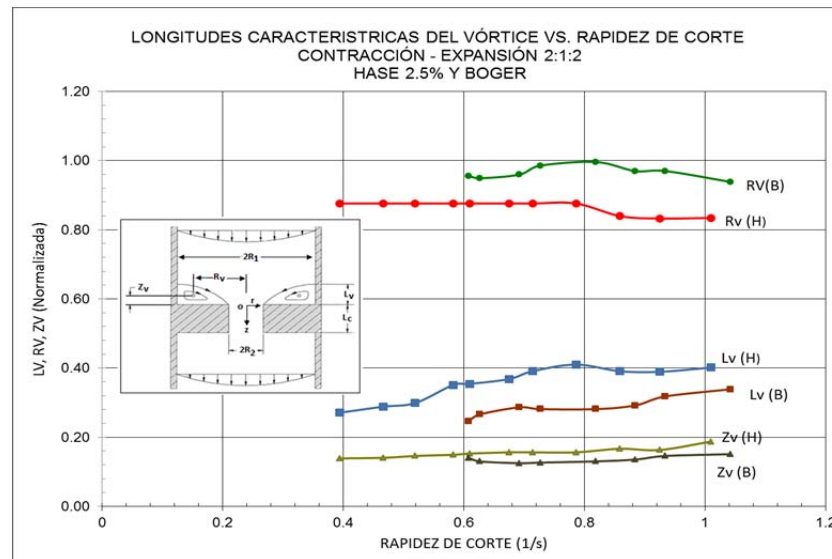
# ESTUDIO EXPERIMENTAL DE FLUIDOS COMPLEJOS EN FLUJO CONTRACCIÓN/EXPANSIÓN



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.1-1 Trayectorias de caídas de presión total , Caída de presión en exceso Y las diferentes longitudes de crecimiento del vórtice en una contracción axisimétrica 2:1:2

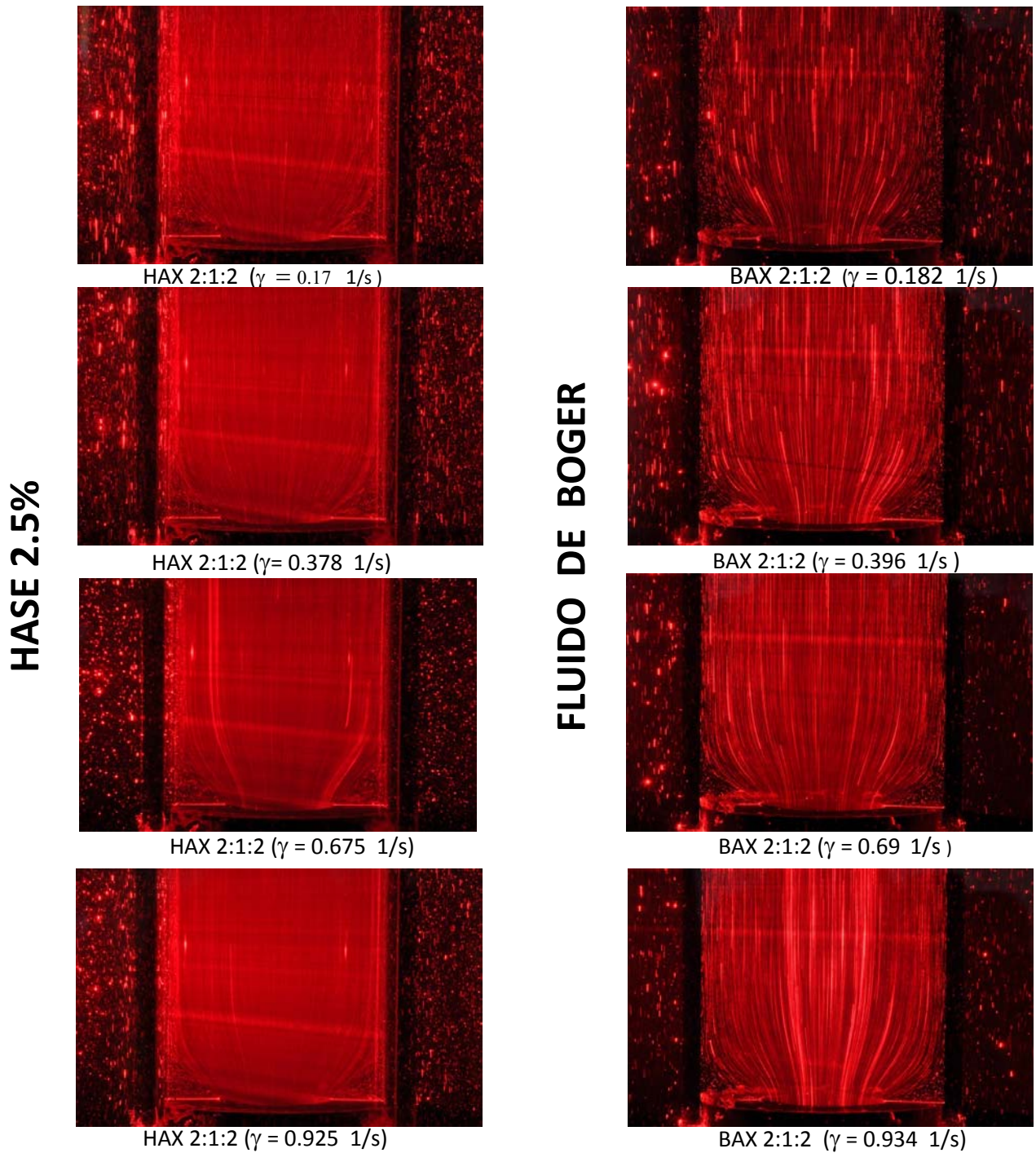


Fig. 3.1-2. Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger y Hase como una función de la rapidez de corte aplicada al sistema en una contracción/expansión 2:1:2

### 3.1.2. Contracción/expansión 4:1:4

Un punto importante en la dinámica de flujo de los tres fluidos estudiados, consiste en identificar el intervalo de rapidez de corte en donde se presenta la transición de un flujo dominante a otro así como reconocer el papel que juega la elasticidad en esta transición. Al respecto, en la Fig. 3.1-3-(a) se muestra las trayectorias de la caída de presión total como una función de la rapidez de corte aplicado al sistema para los tres diferentes fluidos estudiados, en ella se puede observar a diferencia de la relación de contracción anterior, la existencia de una pequeña zona de coincidencia en los valores de caída de presión total entre el fluido de Boger y el fluido newtoniano comprendida entre  $0 \text{ s}^{-1} < \gamma < 4.3 \text{ s}^{-1}$ . Por razones ya expuestas en el punto anterior, puede concluirse que esta zona corresponde al dominio del flujo cortante en el sistema. A valores de rapidez de corte superiores a  $\gamma_x = 4.3 \text{ s}^{-1}$  la naturaleza elástica del fluido se manifiesta incrementando exponencialmente la caída de presión como una consecuencia de una mayor presencia del flujo extensional. Resulta evidente que ante esta relación de contracción la existencia del flujo cortante tiene una mayor importancia principalmente a gastos pequeños, el cual tiende a ceder el dominio paulatinamente por la creciente manifestación elástica ocasionada por el desarrollo del flujo extensional en el sistema.

En relación al Hase al 2.5% W, este fluido, tiene un comportamiento completamente diferente a como se presentó en la contracción 2:1:2, ahora la caída de presión total coincide solo en un pequeño intervalo de rapidez de corte comprendido entre  $0 \text{ s}^{-1} < \gamma_c = 0.7 \text{ s}^{-1}$  que bien puede asumirse como la zona de dominio del flujo cortante. A valores mayores de este intervalo, el fluido muestra una trayectoria ascendente pero por debajo de la trayectoria newtoniana. La interpretación de este comportamiento diferente en relación al fluido de Boger, puede explicarse en primera instancia en términos de la naturaleza adelgazante característica de este fluido como lo muestra la Fig. 2.3.2-1. Sin embargo, un análisis de los valores de la viscosidad en el intervalo de la rapidez de corte experimentada, muestra aún un comportamiento newtoniano con valores muy semejantes a los fluido de Boger y newtoniano, por lo que la explicación debe hacerse en términos de otro efecto reológico.

Resulta claro que el descenso de la caída de presión por debajo del fluido newtoniano, debe explicarse en términos de una menor disipación energética que debe experimentar el Hase por este medio en relación al del fluido newtoniano.

El análisis de las trayectorias de crecimiento de los vórtices  $L_v$  (H) y  $L_v$  (B) mostrados en la Fig. 3.1-3-c, resulta determinante para explicar este comportamiento, mientras que la evolución  $L_v$  (H) correspondiente al Hase, alcanza valores de hasta 1.6, el fluido de Boger tiene un crecimiento incipiente con valores de  $L_v$  (B)= 0.7, y fluido newtoniano por ser inelástico se asume que toma valores de cero.

Esta condición da la idea de la fuerte influencia que tiene la elasticidad en corte de este fluido en la caída de presión que se registra. Como lo muestra la Fig. 2.3.2-1, se observa una fuerte presencia de la primera diferencia de esfuerzos normales en el intervalo de rapidez de corte experimentado, la actividad elástica de esta solución en el sistema y en particular en la contracción es muy intensa tal que favorece el crecimiento de los vórtices como lo muestra la serie de fotografías de la Fig.3.1-4, por lo que la liberación energética

del sistema por este medio estará fuertemente favorecida en comparación a como lo hace la disipación energética asociada a la caída de presión. Efectivamente, el Hase en esta relación de contracción está eliminando energía principalmente por efectos elásticos asignada a la formación de vórtices más que por efectos viscosos, lo que ocasiona registros tan bajos de caída de presión aún por debajo del fluido newtoniano.

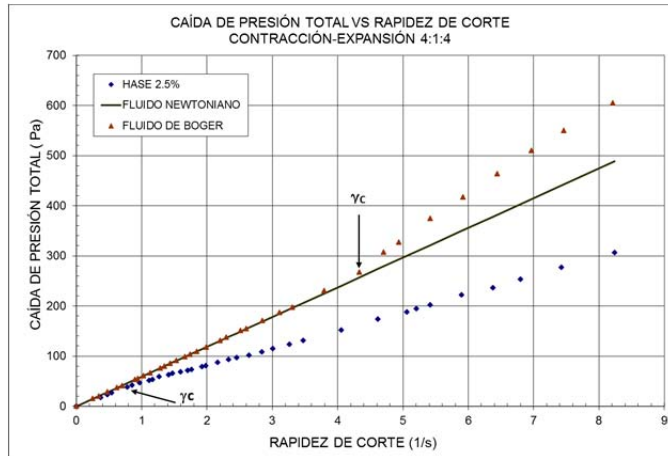
La notable disminución de la caída total para el Hase mostrada en la Fig. 3.1-3-a. aún tiene un efecto importante por discutir.

En la Fig.3.1-3-b se presenta la trayectoria de la caída de presión extra en función del No. de Deborah para los dos fluidos viscoelásticos estudiados. Este parámetro permite interpretar de una manera indirecta el crecimiento de la viscosidad extensional del fluido a su paso por la contracción. A diferencia del fluido de Boger, el Hase a valores de  $De < 0.15$ , muestra un fuerte descenso de la caída de presión en exceso por debajo de su correspondiente fluido newtoniano, este comportamiento como se explicó en detalle en la sección 1.2.4 es atribuible a una competencia en el que la primera diferencia de esfuerzos normales en corte supera a los esfuerzos extensionales que se desarrollan principalmente sobre la línea central en la contracción. Sin embargo, el flujo extensional dada su característica de ser un flujo fuerte, al incrementar el no. de Deborah en el sistema a valores de  $De > 0.15$ , la parte elástica empieza a tomar el control de las características del flujo en la contracción, los esfuerzos extensionales superan a los esfuerzos cortantes provocando un incremento de la caída de presión en exceso en el sistema, aunque aún por debajo de su correspondiente fluido newtoniano. Esta caída de presión en exceso mínima ( $epd_{min}$ ) en principio puede considerarse como el inicio del dominio del flujo extensional en la contracción, que a diferencia del fluido de Boger la manifestación de la  $\gamma_c$  define con mucha claridad el inicio del dominio del flujo extensional.

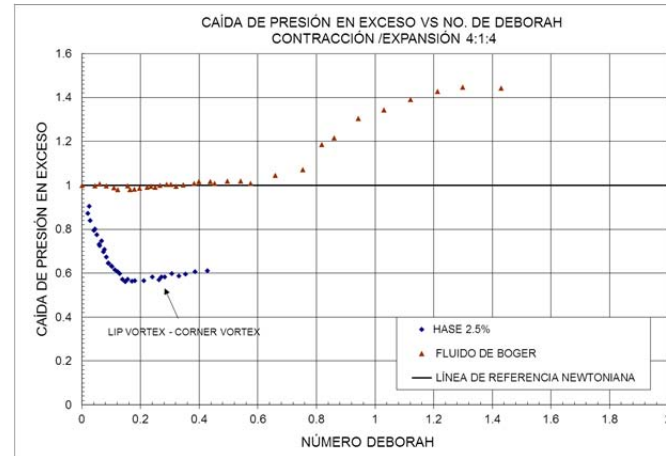
Resulta ahora importante discutir la información que proporcionan las condiciones de operación en donde por efecto del incremento del no. de Deborah se propicia un cambio del tipo de vórtice en el sistema. Rothstein y McKinley (18) han sugerido que en sistemas en donde se presenta este cambio puede relacionarse con el cambio al tipo de flujo que domina en la contracción. Los vórtices de tipo lip vortex se presentan a valores bajos de rapidez de corte se relacionan con un dominio del flujo cortante y tienden a cambiar su forma y dimensiones al incrementar el no. de Deborah, para dar lugar a los vórtices tipo corner vortex, que están relacionados con la presencia de un flujo extensional dominante en el sistema, desde luego estos cambios dependen del tipo de contracción al a que se vea expuesto el fluido. Esta información viene a complementar a la información que la caída de presión en exceso mínima ( $epd_{min}$ ) ya que también se le ha asociado al inicio del crecimiento del flujo extensional.

En la Fig. 3.1-1-b se ha identificado con una flecha la condición en donde por primera vez se ha observado en fotografías esta transición.

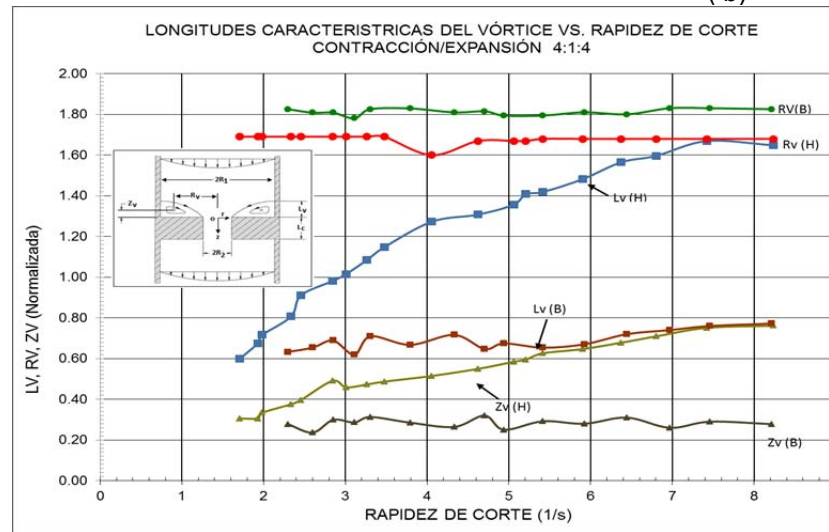
# ESTUDIO EXPERIMENTAL DE FLUIDOS COMPLEJOS EN FLUJO CONTRACCIÓN/EXPANSIÓN



(a)



(b)

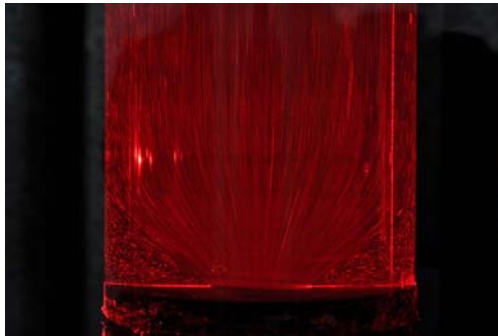


(c)

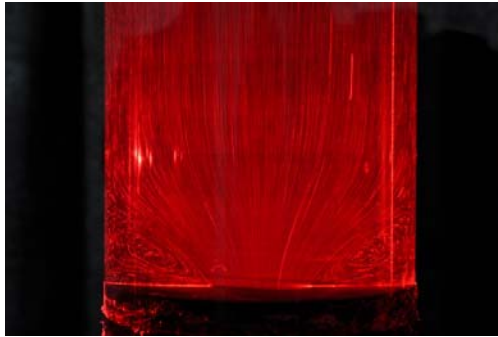
Fig. 3.1-3 Trayectorias de caídas de presión total , Caída de presión en exceso Y las diferentes longitudes de crecimiento del vórtice en una contracción axisimétrica 4:1:4



HASE 2.5%



HAX 4:1:4 ( $\gamma = 2.335$  1/s)



HAX 4:1:4 ( $\gamma = 3.26$  1/s)

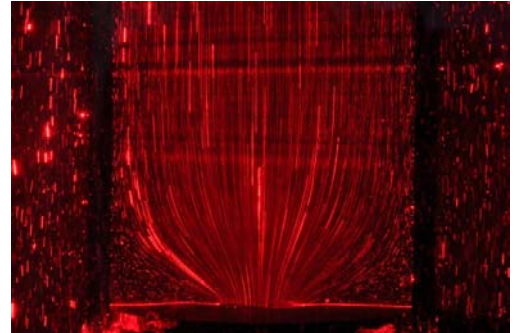


HAX 4:1:4 ( $\gamma = 5.416$  1/s)

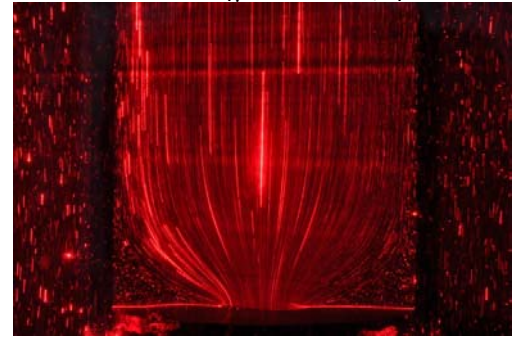


HAX 4:1:4 ( $\gamma = 7.426$  1/s)

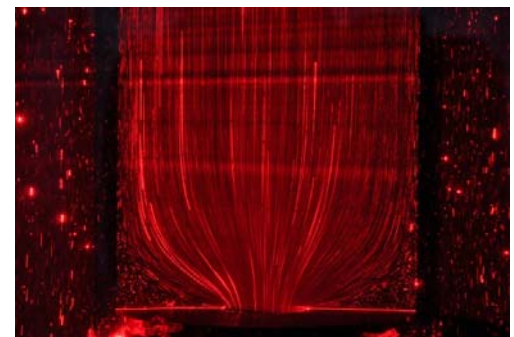
FLUIDO DE BOGER



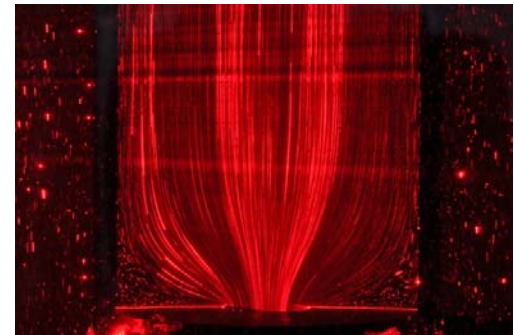
BAX 4:1:4 ( $\gamma = 2.202$  1/s)



BAX 4:1:4 ( $\gamma = 3.109$  1/s)



BAX 4:1:4 ( $\gamma = 5.417$  1/s)



BAX 4:1:4 ( $\gamma = 7.461$  1/s)

Fig. 3.1-4. Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger y Hase como una función de la rapidez de corte aplicada al sistema en una contracción/expansión 4:1:4

En particular para el fluido de Boger no se observó en ningún momento esta transición ya que como lo muestra la Fig.3.1-3-c los lip vortex formados tuvieron un crecimiento apenas perceptible. Sin embargo, para el Hase se observa un espectacular decremento de la caída de presión en exceso alcanzando una  $epd_{min}$  a un  $De = 0.2$ . Puede decirse que si aquí inicia una mayor presencia del flujo extensional no necesariamente es aquella condición en donde este flujo domina sobre el cortante. Resulta interesante observar lo cercano que se presenta el cambio del tipo de vórtice a un  $De = 0.26$  el cual puede considerarse más determinante.

### 3.1.3. Contracción/expansión 6:1:6

Al igual que en las relaciones de contracción anteriores, la 6:1:6 muestra una dinámica de flujo diferente para cada uno de los fluidos estudiados, en particular porque se incorpora un efecto más, ahora el comportamiento adelgazante y el incremento de la elasticidad del Hase vienen a jugar un papel importante en el desempeño de la dinámica de flujo.

Si se identifica a la rapidez de corte crítica como aquella condición en donde el fluido en estudio empieza adquirir valores diferentes de caída de presión de aquellos que presenta un fluido newtoniano, resulta éste un parámetro de gran utilidad ya que permite identificar el intervalo en donde el flujo cortante domina a lo largo de la experimentación, y a su vez define la condición en donde el flujo extensional empieza a imponer sus características en el desarrollo del flujo y que finalmente se verán reflejadas en las caídas de presión registradas experimentalmente.

En la Fig.3.1-5-a, se muestra comparativamente las trayectorias de la caída de presión total tanto del fluido de Boger como del Hase en relación a la que presenta un fluido newtoniano. Si se compara la rapidez de corte crítica  $\gamma_c = 4.3 \text{ s}^{-1}$  para el fluido de Boger en una contracción 4:1:4, con la correspondiente  $\gamma_c = 8.67 \text{ s}^{-1}$  en una contracción 6:1:6, se observa que se ha incrementado el intervalo de dominio del flujo cortante en un poco más del 100%. Mientras que por otro lado el incremento en la caída de presión total máxima que presenta el fluido de Boger en relación a como lo hace el fluido newtoniano, en una contracción 4:1:4 es del 23.7 %, mientras que en una contracción 6:1:6 ahora resulta del 123%, es decir el flujo extensional el cual puede ser asociado a este crecimiento, se ha incrementado en una proporción de aproximadamente del 100%. Son interesantes estas comparaciones ya que éstas indican que un cambio de relación de contracción de 4:1:4 a 6:1:6 se ven favorecidos ambos flujos en aproximadamente la misma proporción.

En cuanto al análisis de la dinámica de flujo resulta ahora importante considerar en esta relación de contracción, el papel que desempeña la liberación energética seguida a partir del producto ( $\Delta P \times Q$ ), y su relación con la aparición, crecimiento y tipo de vórtice que se alcanzan a desarrollar durante la experimentación.

En la Fig. 3.1-5-a, la caída de presión total para el fluido de Boger muestra una trayectoria similar a la del fluido newtoniano solo a valores inferiores de  $\gamma_c = 8.67 \text{ s}^{-1}$ , por lo cual puede concluirse que hasta antes de alcanzar este valor de rapidez de corte, la eliminación de energía por parte del sistema ( $\Delta P \times Q$ ), se lleva a cabo preferentemente a partir de interacciones viscoelásticas entre el fluido y las paredes de los tubos superior e inferior y

de la contracción misma. La trayectoria de la caída de presión total en esta misma figura, no muestra indicios de la presencia elástica a pesar de que a este valor de rapidez de corte, como se muestra la Fig. 2.3.2-1 el fluido de Boger ya manifiesta la presencia de la primera diferencia de esfuerzos normales  $N_1$ , la cual de continuar con los mismos criterios seguidos en la relación de contracción anterior debería inducir la formación de vórtices y provocar caídas de presión inferiores a la del fluido newtoniano.

Para explicar este comportamiento, se parte de un análisis de las trayectorias de crecimiento de vortices  $L_v(B)$  correspondientes a este fluido presentados en la en la Fig. 3.1-5-c. Aquí se observa un comportamiento completamente contrario a lo que cabría esperar, ahora en lugar de crecer  $L_v(B)$ , muestra un descenso en su trayectoria a medida que se incrementa la rapidez de corte, es como si por alguna razón el crecimiento de los vórtices fueran inhibidos por algún evento aún no observado o desconocido.

La respuesta a esta nueva dinámica de flujo está en los tipos de vórtices formados. En un principio los vórtices provenientes del contorno de la contracción (lip vortex) son formados a expensas de la aparición de la primera diferencia de esfuerzos normales en corte, los cuales se mantienen de tamaño aproximadamente constante hasta antes de alcanzar la  $\gamma_c = 8.67 \text{ s}^{-1}$  como lo muestra la Fig. 3.1-5-c. A partir de este valor empieza a desarrollarse fuertemente el flujo extensional por encima del flujo cortante como lo comprueba el fuerte incremento de la caída de presión total observado en la Fig.3.1-5-a. Ante esto, el tamaño de los lip vortex empiezan a disminuir hasta alcanzar una  $\gamma = 16 \text{ s}^{-1}$  como se muestra en la Fig.3.1-5-c, simultáneamente en el contorno de la contracción empieza a desarrollarse otro vórtice identificado en la literatura como vórtice secundario el cual es indicativo de un fuerte desarrollo del flujo extensional en la contracción. La razón de este descenso del tamaño de los lip vortex durante este intervalo, está en que en la formación de este vórtice secundario se consume la mayor parte de la energía que el sistema libera inhibiendo el crecimiento de los vórtices primarios los cuales irremediamente serán incorporados al crecimiento del vórtice secundario al incrementar la rapidez de corte en la contracción.

La razón por la cual es formado este vórtice secundario aún es desconocida o es poco discutida en la literatura, sin embargo, una explicación podría estar fundamentada en la naturaleza reológica del fluido de Boger. El sistema de flujo libera en su mayor parte la energía por las paredes de la contracción o bien por formación de vórtices, al tener el fluido una viscosidad constante, limita la posibilidad de liberar energía que bajo ciertas condiciones de flujo, es incapaz de liberar esa energía tanto por disipación viscosa como por formación de vórtices (lip vortex), por lo que el sistema debe generar otro mecanismo que permita disipar toda esa energía no liberada por los dos mecanismos anteriores.

Sin embargo, este segundo vórtice secundario requiere altos consumos de energía para su formación y posterior crecimiento, tanto que debe consumir toda aquella energía que sería asignada al crecimiento del vórtice primario, lo que ocasiona que éste deje de crecer hasta que finalmente desaparece por completo para ser finalmente incorporado al crecimiento del vórtice secundario.

En relación al Hase, éste muestra una dinámica de flujo completamente diferente a como lo hace el fluido de Boger, la primera observación de importancia es en relación al intervalo donde se manifiesta el flujo cortante, resulta que para una relación de contracción 4:1:4, este intervalo se manifiesta hasta una  $\gamma_c = 0.7 \text{ s}^{-1}$ , mientras que para una 6:1:6 se extiende hasta una  $\gamma_c = 2.79 \text{ s}^{-1}$ , lo que resulta en un incremento sustancial del 299% del dominio del flujo cortante.

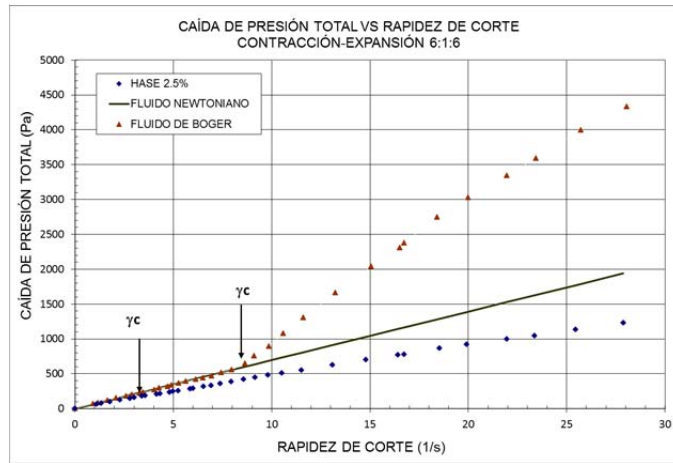
Por otro lado, la trayectoria de la caída de presión total de este fluido en comparación a la que presenta el fluido newtoniano, resulta que el Hase en una contracción 4:1:4 tiene un decremento máximo del -37.3% mientras que en una 6:1:6 muestra un decremento similar del -36.75%, prácticamente la relación entre el crecimiento del flujo extensional del Hase al desarrollo del flujo cortante por parte del fluido newtoniano por efecto de cambio de relación de contracción, se mantiene constante, por lo que debe haber una razón que explique porque el flujo extensional no crece a como lo hace el fluido de Boger. Sin lugar a dudas esta explicación, proviene de la naturaleza reológica del Hase, de la facilidad que tiene este fluido de eliminar energía asociada al tamaño y tipo de vórtices que es capaz de formar.

Como se muestra en la Fig. 2.3.2-1, los valores de viscosidad cortante en el intervalo de rapidez de corte alcanzados en esta experimentación, el Hase experimenta un descenso de la viscosidad de 13.5 Pa.s hasta 5.5 Pa.s, lo cual explica el porqué de los valores de caída de presión no crecen por encima del fluido newtoniano a como lo hace el fluido de Boger. Por otro lado la rapidez de corte crítica de este fluido es de  $\gamma_c = 2.79 \text{ s}^{-1}$ , mientras que para el fluido de Boger se tiene una  $\gamma_c = 8.67 \text{ s}^{-1}$ , es decir, debido a la rápida manifestación de la elasticidad del Hase, el desarrollo del flujo extensional es mucho antes, lo que permite la evolución y crecimiento de vórtices mucho antes que el fluido de Boger y por lo tanto una inmediata eliminación de energía por este medio más que por interacciones viscosas, desde luego aunque hay un rápido desarrollo del flujo extensional en esta relación de contracción, el incipiente crecimiento de la trayectoria de la caída de presión total es indicativo de un pobre desarrollo de este tipo de flujo.

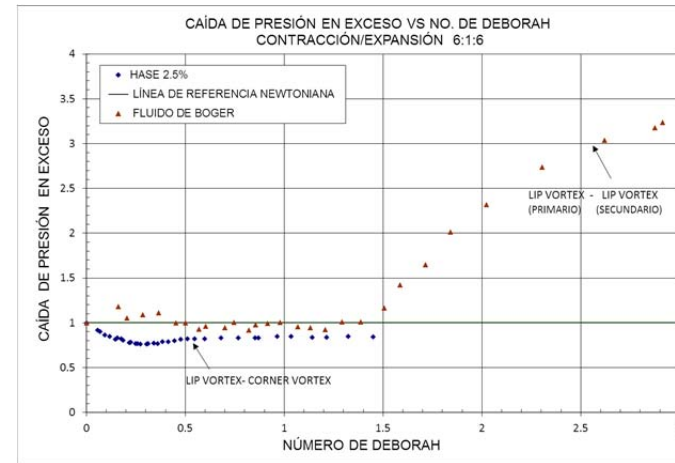
Resulta importante concluir dentro de la dinámica de este flujo, el papel que juega el descenso de la viscosidad cortante del Hase en el crecimiento y tipo de vórtices que se forman. Como se observa en la serie de fotografías mostradas en la Fig. 3.1-6, el Hase muestra en todo momento un crecimiento de los vórtices formados.

A diferencia del fluido de Boger que debe eliminar energía por las paredes de la contracción con el requisito de mantener su viscosidad cortante constante, este fluido ante ciertas condiciones de flujo no logra eliminar la suficiente cantidad de energía a fin de alcanzar el régimen estacionario, por lo que dentro de la dinámica de flujo, este fluido debe crear otra alternativa de disipación energética alterna a la caída de presión o formación de vórtices, como lo es la formación de un segundo vórtice que consume en su formación suficiente cantidad de energía tal que permite alcanzar al sistema de flujo el régimen permanente, mientras que el Hase en su calidad de ser adelgazante al corte, este fluido disminuye su viscosidad en la medida que el sistema de flujo se lo pida a fin de eliminar toda esa cantidad de energía que permita alcanzar el régimen permanente, por lo

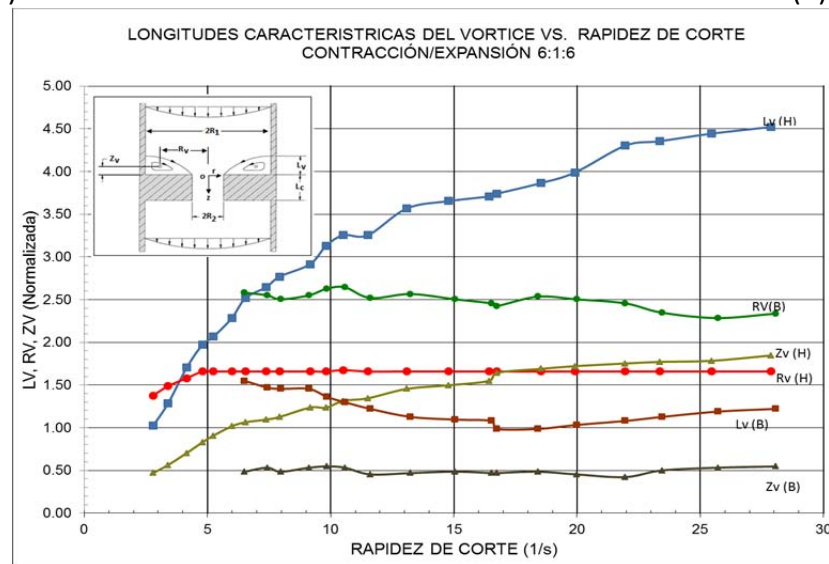
# ESTUDIO EXPERIMENTAL DE FLUIDOS COMPLEJOS EN FLUJO CONTRACCIÓN/EXPANSIÓN



(a)



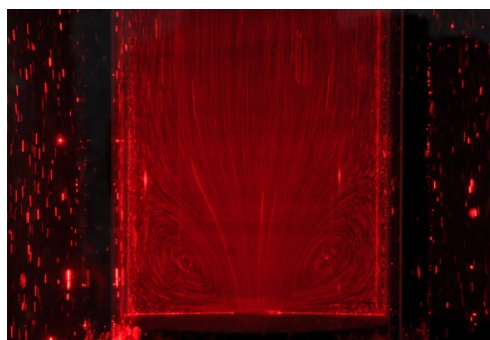
(b)



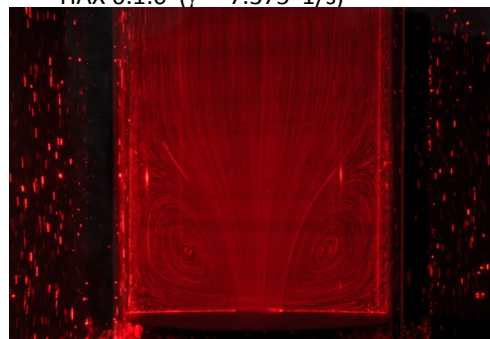
(c)

Fig. 3.1-5 Trayectorias de caídas de presión total, caída de presión en exceso y las diferentes longitudes de crecimiento del vórtice en una contracción axisimétrica 6:1:6

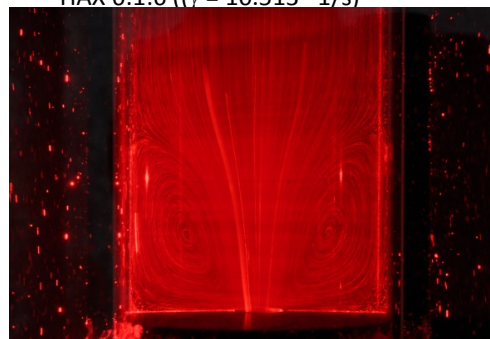
HASE 2.5%



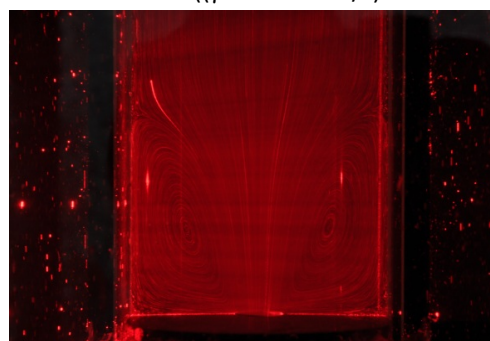
HAX 6:1:6 ( $\dot{\gamma} = 7.375 \text{ 1/s}$ )



HAX 6:1:6 ( $\dot{\gamma} = 10.513 \text{ 1/s}$ )

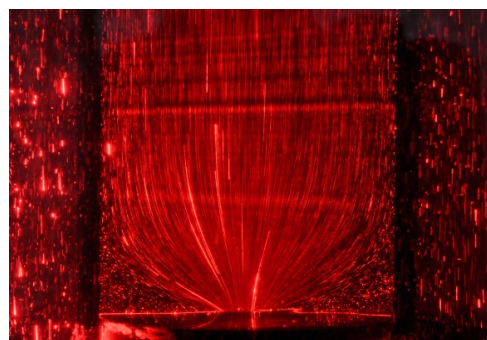


HAX 6:1:6 ( $\dot{\gamma} = 18.535 \text{ 1/s}$ )

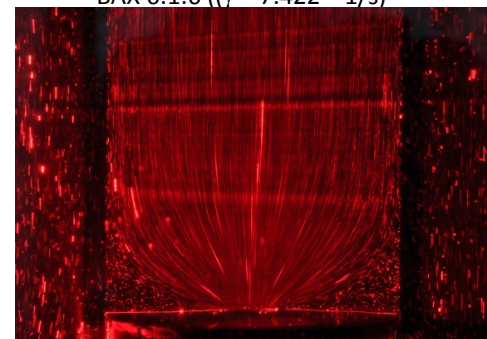


HAX 6:1:6 ( $\dot{\gamma} = 25.458 \text{ 1/s}$ )

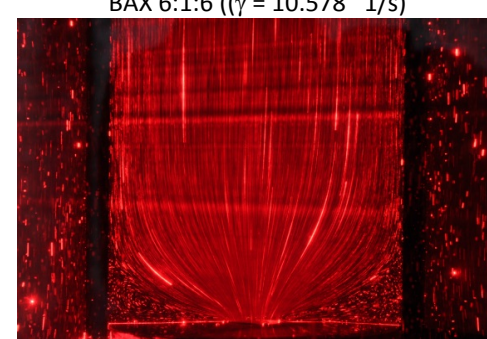
FLUIDO DE BOGER



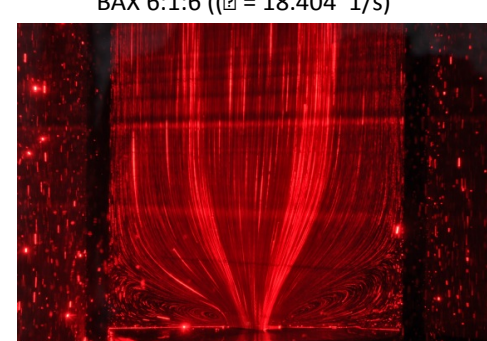
BAX 6:1:6 ( $\dot{\gamma} = 7.422 \text{ 1/s}$ )



BAX 6:1:6 ( $\dot{\gamma} = 10.578 \text{ 1/s}$ )



BAX 6:1:6 ( $\dot{\gamma} = 18.404 \text{ 1/s}$ )



BAX 6:1:6 ( $\dot{\gamma} = 25.71 \text{ 1/s}$ )

Fig. 3.1-6. Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger y Hase como una función de la rapidez de corte aplicada al sistema en una contracción/expansión 6:1:6

que no se verá en la necesidad de formar un segundo vórtice a menos de que la energía por disipar supere a la posibilidad de este fluido de reducir su viscosidad.

La dinámica de flujo que proporciona las trayectorias de la  $epd$  vs  $De$  para ambos fluidos, se muestra en la Fig. 3.1-5-b. En particular para el fluido de Boger se presentan valores perceptibles de  $epd$  apenas por debajo de la trayectoria newtoniana, por lo que el muy buscado comportamiento de un primer descenso de la  $epd$  seguido por una recuperación a valores por encima de la trayectoria newtoniana conocido como efecto Binding apenas es perceptible. la razón de esto radica en que aunque ahora en esta relación de contracción se manifiesta una mayor presencia elástica en corte con valores de  $N1$  comprendidos entre  $3.7 < N1 < 450$  como se muestra en la Fig.2.3.2-1, los esfuerzos normales en extensión también se ven fuertemente favorecidos a magnitudes muy comparables entre ellos dando como resultado una incipiente trayectoria de descenso-ascenso de la  $epd$  a como lo muestra el Hase en esta misma relación de contracción.

Esto demuestra que para observar trayectorias que exhiban de una manera clara el efecto Binding, por un lado el sistema de flujo debe operar en condiciones tales que a un determinado No. de Deborah, la relación de contracción sea capaz de generar esfuerzos extensionales lo suficientemente bajos que no inhiban la presencia de la primera diferencia de esfuerzos normales en corte, y por el otro, el fluido viscoelástico, debe tener la posibilidad de presentar valores de  $N1$  lo suficientemente grandes a valores de rapidez de corte bajas tales que compitan con éxito con los esfuerzos extensionales que simultáneamente se forman a ese No. de Deborah, esto generará las anheladas caídas de presión por debajo de la trayectoria newtoniana. Desde luego al aumentar el no. de Deborah en el sistema los esfuerzos extensionales irremediablemente superarán a la  $N1$  en corte propiciando un incremento en la trayectoria de la  $epd$  por encima de la trayectoria newtoniana.

Otro comentario en relación al comportamiento de la  $epd$  vs  $De$  para el fluido de Boger mostrada en la Fig 3.1-5-b, se observa una trayectoria en el intervalo  $0.56 < De < 1.3$ , que aunque no es descendente a como lo predice el efecto Binding, si se encuentra por debajo de la trayectoria newtoniana, este pequeño intervalo puede interpretarse como la condición en donde la  $N1$  en corte aún supera ligeramente a los esfuerzos extensionales generados en la línea central de la contracción, no obstante a valores de  $De > 1.5$  la  $epd$  empieza a mostrar una trayectoria por encima a la del fluido newtoniano indicando el inicio del dominio de los esfuerzos extensionales sobre los cortantes, resulta interesante observar como en esta relación de contracción, la  $epd$  alcanza valores muy cercanos a 3 antes de iniciar un comportamiento asintótico.

Si bien en este estudio el criterio de la rapidez de corte crítica o en su caso el No. de Deborah critico representan la manifestación de mayor peso para identificar el cambio de tipo de flujo controlante, resulta importante comparar esta predicción con aquella que se obtiene al registrar fotográficamente el cambio del tipo de vórtice que presenta el sistema. En la relación de contracción anterior 4:1:4 se observa con claridad el cambio de lip vortex a corner vortex solo para el Hase y puede considerarse como un buen indicio del cambio del tipo de flujo reinante en la contracción como lo sugiere McKinley ( 19 ) en esta relación de contracción 6:1:6 más que observar un cambio en las característica de los

vórtices formados, se observa la aparición de un vórtice secundario, el cual más que mostrar un cambio del tipo de flujo controlante a extensional, representa un cambio en la forma de liberar de energía por parte del sistema manteniendo el mismo tipo de vórtice.

La observación del efecto Binding con el Hase al 2.5% es mucho más notoria y se desarrolla siempre por debajo de la trayectoria newtoniana.

Como se muestra en la Fig. 3.1-5-b, en el intervalo  $0 < De < 0.25$  la trayectoria de la epd muestra un descenso muy claro atribuido a los altos valores de  $N1$  que tiene esta solución como puede corroborarse en el intervalo marcado en la Fig. 2.3.2-1. Claramente en esta zona, la primera diferencia de esfuerzos normales domina a la manifestación de los esfuerzos extensionales. A valores de  $De > 0.25$ , la trayectoria de epd empieza a mostrar un ligero pero notorio incremento llegando a alcanzar valores máximos de  $epd = 0.82$  a valores de  $De = 0.55$  atribuible a la mayor presencia de los esfuerzos extensionales. Resulta importante observar el pequeño intervalo de crecimiento del flujo extensional, ya que a partir de un  $De = 0.82$ , ( $\gamma = 15.7 \text{ s}^{-1}$ ), la epd muestra un comportamiento asíntótico que indica el máximo desarrollo de este flujo en esta relación de contracción, aunque se aumente la rapidez de extensión, la epd permanece constante. Esta condición de flujo merece dos comentarios de importancia en cuanto a la dinámica de flujo que se presenta, por un lado el fuerte descenso de la viscosidad cortante disminuye, lo que ocasiona una disminución de poder disipar energía por parte del sistema por interacción viscosa del fluido con las paredes de la contracción, favoreciendo el desarrollo del flujo extensional, quedando entonces casi como único medio de disipación la formación de vórtices, esta es la razón del fuerte incremento de la trayectoria  $Lv(H)$  mostrada en la Fig. 3.1-5-b. Sin embargo, por alguna razón el flujo extensional deja de desarrollarse alcanzado valores de epd constantes como se mencionó anteriormente, indicando un fuerte desarrollo del flujo cortante pero con disminución de la viscosidad a medida que se incrementa el no. de Deborah y un del flujo extensional incipiente que en ningún momento llega a desarrollarse, generando siempre valores de epd constantes por debajo de la trayectoria newtoniana. En conclusión aunque el efecto adelgazante del fluido favorece un mayor desarrollo del flujo extensional, por alguna razón éste no se desarrolla propiciando un alto crecimiento de las trayectorias  $Lv(H)$  como único medio de disipar energía. En efecto este sistema de flujo prefiere asignar energía a la evolución de otro evento antes que desarrollar un flujo extensional en comparación a como lo hace el fluido de Boger.

La razón de esto, en definitivo no es cuestión reológica, tiene que ver con la estructura química del fluido. En la Fig. 2.4.2 se muestra la predicción teórica del desarrollo de la viscosidad extensional para el Hase empleado en este experimento, basta ubicar el valor de la rapidez de corte de  $\gamma = 15.7 \text{ s}^{-1}$  que correspondiente al valor del  $De = 0.82$  en donde se presenta el comportamiento asíntótico, y se podrá observar que el modelo teórico también predice crecimientos del flujo extensional pequeños y precisamente, este valor de rapidez de corte coincide con el valor máximo de la viscosidad extensional. puede ahora decirse que el pobre desarrollo del flujo extensional se debe a variaciones estructurales por efecto del flujo ya mencionadas en el capítulo 1.2.6.



Sin embargo puede observarse en la Fig. 3.1-5-b que este fluido si presenta un cambio del tipo de vortice de lip vortex a corner vortex, coincidente con el inicio de la zona asintótica donde la epd permanece constante.

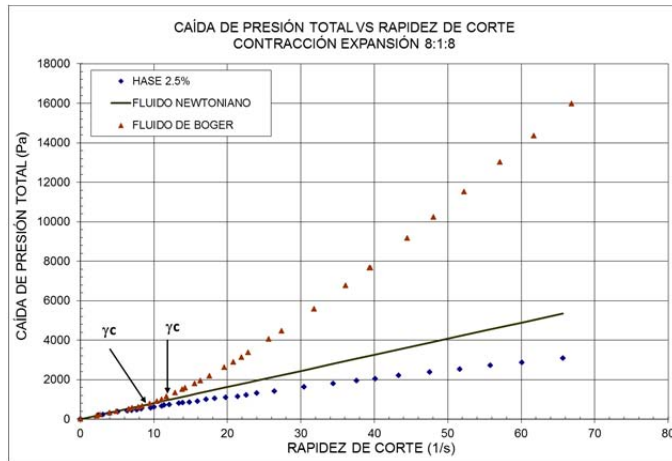
#### 3.1.4. Contracción/expansión 8:1:8

En la Fig.3.1-7-a se muestran las trayectorias de la caída de presión total de los 3 fluidos. En particular para el fluido de Boger puede observarse en esta relación de contracción la zona de dominio del flujo cortante se incrementa un 28% en relación a la contracción 6:1:6 al pasar de  $\gamma_c = 8.67 \text{ s}^{-1}$  a una de  $\gamma_c = 11.07 \text{ s}^{-1}$ , mientras que el desarrollo del flujo extensional para esta misma relación de contracción se incrementa hasta un 200% en relación al fluido newtoniano, en contraste para el Hase se tiene una  $\gamma_c = 2.79 \text{ s}^{-1}$  en una relación de contracción 6:1:6 que pasa a una  $\gamma_c = 9.58 \text{ s}^{-1}$  en una relación 8:1:8, mostrando un incremento de la presencia del flujo cortante en un 243% , mientras que el crecimiento del de la caída de presión total fue de 73 % en relación a la trayectoria newtoniana. Ante esto resulta muy importante observar las diferentes dinámicas de flujo que presenta un fluido en relación al otro, mientras que el fluido de Boger favorece sustancialmente la evolución del flujo extensional hasta en un 200%, el Hase, ante las mismas condiciones de flujo favorece el desarrollo del flujo cortante permitiendo solo un pequeño incremento del flujo extensional a solo un 42.3%.

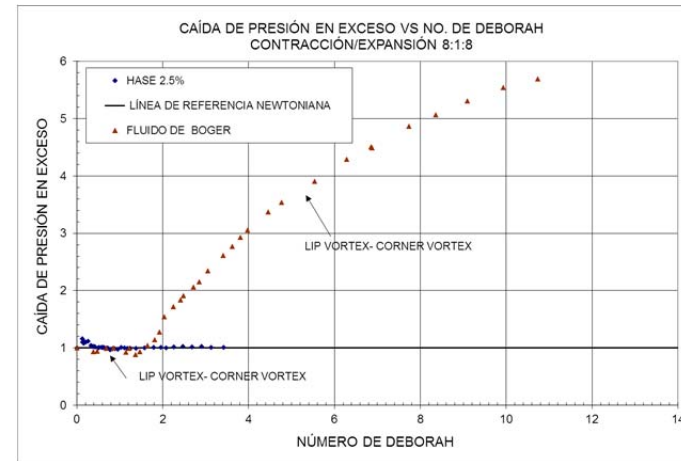
Para poder interpretar esta nueva dinámica de flujo generada en esta relación de contracción es necesario hacer uso de las trayectorias de las epd vs De mostradas en la Fig.3.1-7-b.

Resulta que el efecto Binding en esta relación de contracción para el fluido de Boger desaparece, o al menos en los resultados mostrados en la Fig. 3.1-7-b, son muy difusos que prácticamente puede considerarse inexistente este efecto, el desarrollo de los esfuerzos extensionales en esta relación de contracción supera tanto a la primera diferencia de esfuerzos normales en corte que prácticamente no hay una notoria competencia entre ellos, aunque si bien, se desarrolla con claridad la zona del dominio del flujo cortante hasta antes de alcanzar un  $De = 1.045$  , la alta presencia elástica que se desarrolla en esta contracción permite un alto desarrollo del flujo extensional tal que alcanza ahora valores máximos de  $epd = 5.6$  , muy por encima de los valores de 3 que se habían alcanzado en las relaciones de contracción anteriores. Es notorio también la magnitud del crecimiento de los vórtices formados , las  $Lv(B)$  para este fluido ahora alcanzan valores cercanos a las trayectorias del  $Lv(H)$ , como puede observarse en la Fig. 3.1-7-c aunque aún siguen en valores inferiores. Esta condición indica que ahora la liberación energética del sistema tiene una participación de la parte elástica más activa, la formación de vórtices tiende a tomar un mayor control como mecanismo de liberación energética por encima de la disipación viscosa seguida a partir de la evaluación de la caída de presión, por lo que ahora el régimen permanente que alcanza el sistema depende del tipo y tamaño de los vórtices formados.

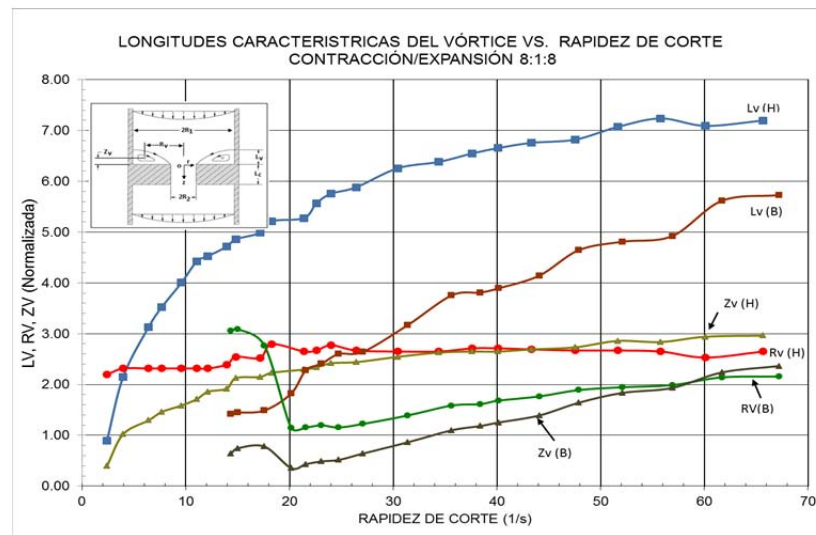
# ESTUDIO EXPERIMENTAL DE FLUIDOS COMPLEJOS EN FLUJO CONTRACCIÓN/EXPANSIÓN



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.1-7 Trayectorias de caídas de presión total , caída de presión en exceso y las diferentes longitudes de crecimiento del vórtice en una contracción axisimétrica 8:1:8

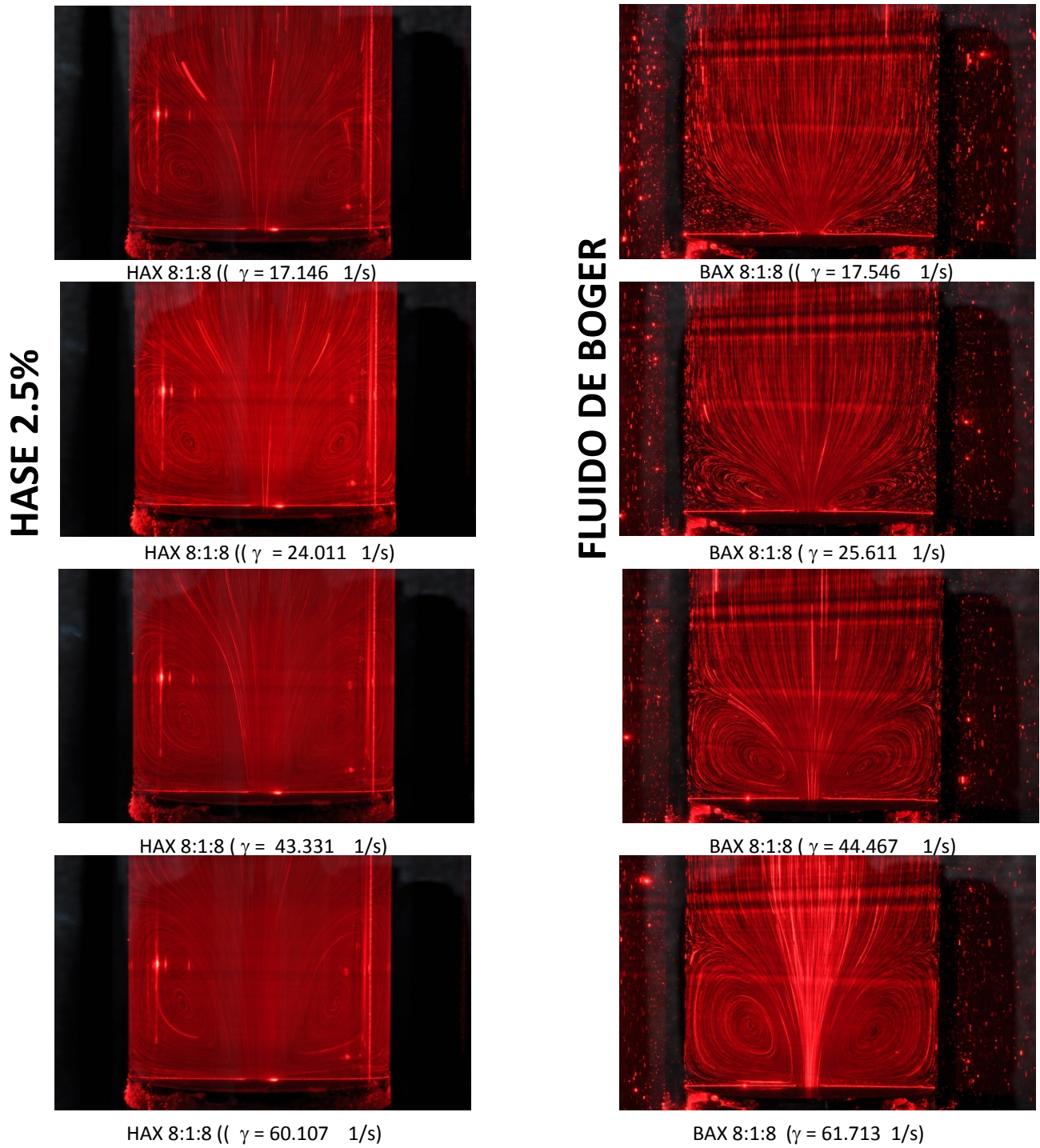


Fig. 3.1-8. Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger y Hase como una función de la rapidez de corte aplicada al sistema en una contracción/expansión 8:1:8

La dinámica de flujo de mayor interés que presenta el Hase ahora está en las trayectorias de la epd mostrada en la Fig. 3.1-7-b.

La trayectoria de la epd vs De ahora cae exactamente sobre la trayectoria newtoniana. Esto quiere decir que dentro de la contracción durante el desarrollo del flujo, preferentemente extensional, existen condiciones tales que igualan a la trayectoria newtoniana de origen cortante.

Como se sabe a lo largo de los estudios las diferentes relaciones de contracción, si bien el Hase desarrolla flujos extensionales, el valor de su viscosidad extensional y cortante a excepción de la relación de contracción 2:1:2 siempre es inferior a la del fluido newtoniano.

Para interpretar la trayectoria que ofrece el Hase en esta relación de contracción, debe aceptarse la posible presencia de dos efectos opuestos que dan como resultado la interesante trayectoria de epd vs De que se observa. El primero de ellos lo es el desarrollo del flujo extensional cuyos esfuerzos de naturaleza elástica tienden a incrementar los valores de epd a medida que se incrementan los valores del no. Deborah en el sistema, el segundo efecto son los valores de la viscosidad cortante y extensional que se alcanzan en esta contracción, como puede observarse en la Fig. 2.3.2-1, en esta relación de contracción el valor de la viscosidad cortante presenta un adelgazamiento que oscila entre 13.5 Pa.s y 4.0 Pa.s, de aquí que este descenso de la viscosidad tiende a contrarrestar el crecimiento de los valores de las epd inducidos por el crecimiento de los esfuerzos extensionales y más aún, los valores del no de Deborah alcanzados en esta relación de contracción oscilan entre  $0.33 < De < 3.41$  o  $(6.34 < \varepsilon < 65.61)$  los cuales según la Fig.2.4.2, demuestran que el Hase a esta rapidez de extensión se comporta como un fluido adelgazante en extensión, lo cual provoca que también las epd que se registran tiendan a obtener registros a la baja. De esta manera entonces, la trayectoria de la epd vs De para el Hase mostrada en la Fig. 3.1-7-b muestra el resultado del equilibrio dinámico entre los esfuerzos extensionales de origen elástico que provocan un incremento de la caída de presión en exceso y el comportamiento adelgazante que por efectos del flujo cortante y extensional que provocan un efecto contrario.

### 3.1.5. Contracción/expansión 10:1:10

Este arreglo en su condición de ser la relación de contracción con el diámetro de orificio más pequeño, 10 veces más pequeño que el diámetro de los tubos antes y después de la contracción, proporciona las condiciones de operación más extremas por lo que ambos flujos el cortante y el extensional se verán muy favorecidos a tal grado que las características reológicas de los fluidos serán determinantes en la dinámica de flujo.

En las trayectorias de la caída de presión total vs gradiente de deformación mostrados en la Fig.3.1-9-a, se observa para el fluido de Boger que la zona de dominio del flujo cortante ahora con una  $\gamma_c = 21 \text{ s}^{-1}$  ha incrementado su dominio hasta un 89.7 % más en relación a aquel alcanzado en la relación de contracción 8:1:8, mientras que para el Hase ahora con una  $\gamma_c = 15.8 \text{ s}^{-1}$  menor a la del fluido de Boger, incrementa la zona de dominio del flujo cortante solo hasta un 64.92 % por encima de aquella zona alcanzada en la relación de

contracción anterior. Si se observa en la Tabla 3.1, los porcentajes de crecimiento de este flujo a partir de la contracción 8:1:8, se verá que para el Hase, este flujo tiende a dejar de desarrollarse al paso de una contracción 8:1:8 a la 10:1:10 al pasar del 243% a tan solo del 65%, resulta evidente que en esta relación de contracción el flujo extensional uniaxial ha relegado al flujo cortante a un segundo término.

Esta condición puede verse reflejada en la Fig. 3.1-9-b en la trayectoria de la  $epd$  vs  $De$ , la cual por segunda ocasión se encuentra ligeramente por encima de la trayectoria newtoniana, esto propiciado según la Ec. 2.8-3, por un menor registro de la caída de presión total originado por la fuerte presencia elástica junto al comportamiento adelgazante en extensión que presenta este fluido.

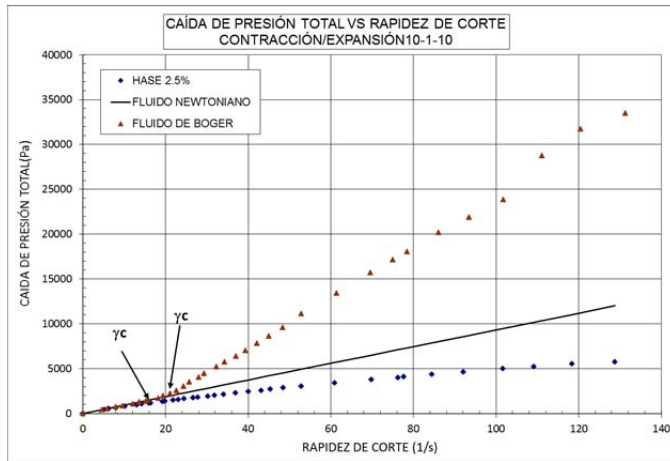
Si se comparan los valores de  $\Delta P_{Max}$  para estos dos fluidos en la Tabla 3.1, se observará que la caída de presión máxima desarrollada en flujo cortante por el fluido newtoniano, es mayor 2 veces a aquella desarrollada en flujo extensional por parte del Hase, el porcentaje del flujo extensional de -52% realmente indica que tanto se aleja el flujo cortante desarrollado por el fluido newtoniano del flujo extensional desarrollado por el Hase ya que éste más que crecer tiende a disminuir por efecto del incremento de la rapidez de corte.

En esta trayectoria el Hase muestra una gran concordancia con el modelo teórico propuesto por Boek (4) y representado en la Fig. 2.4.2. Este modelo propone la existencia de tres etapas, en la primera de ellas, a valores de rapidez de corte inferiores a uno, la viscosidad extensional permanece constante, esta zona no se observa debido a los valores altos de la rapidez de corte que se alcanzan a los valores de flujo aplicados en el sistema. La segunda zona corresponde al inicio del crecimiento de la viscosidad extensional hasta alcanzar el valor de viscosidad extensional máximo, el cual le corresponde según la Fig. 2.4.2 un intervalo comprendido entre  $3 \text{ s}^{-1} < \dot{\gamma} < 12 \text{ s}^{-1}$  o  $0.15 < De < 0.62$ , el cual puede corroborarse directamente sobre la Figura 3.1-9-b que existe una gran concordancia, por lo que puede asumirse que la viscosidad extensional máxima en este intervalo del No. de Deborah se encuentra entre 70 y 163 Pa.s.

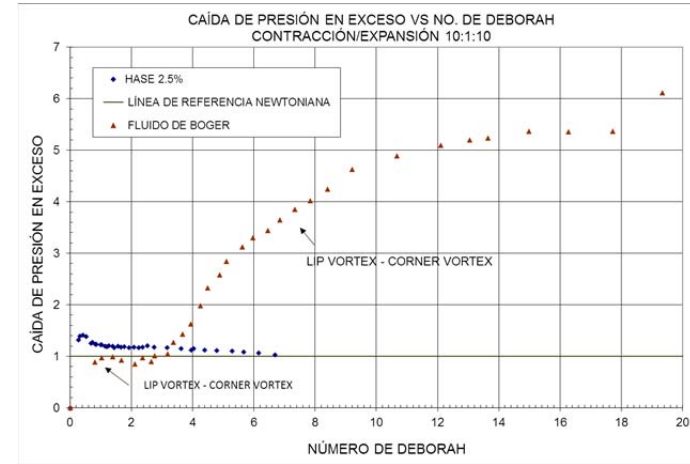
La tercera zona que corresponde a la condición en donde el Hase presenta adelgazamiento a la extensión, según la Fig.2.4.2, está comprendida entre  $12 \text{ s}^{-1} < \dot{\gamma} < 300 \text{ s}^{-1}$ , corresponde muy satisfactoriamente al abatimiento de la caída de presión en exceso mostrada en la Fig. 3.1-9-b en su correspondiente intervalo del No. de Deborah de  $0.62 < De < 16$ , lo cual según la Fig.2.4.2, el valor de la viscosidad extensional desciende a valores cercanos a 18 Pa.s.

Esta condición explica con claridad la trayectoria descendente de la  $epd$  vs No.De del Hase mostrada en la Fig.3.1-9-b, la cual concuerda con el descenso de la viscosidad extensional propuesto por Boek et al (4).

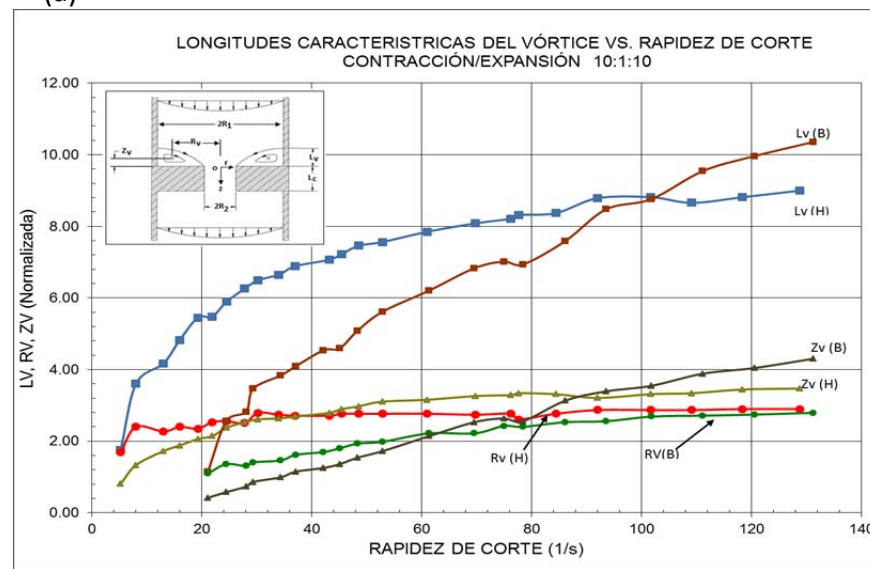
# ESTUDIO EXPERIMENTAL DE FLUIDOS COMPLEJOS EN FLUJO CONTRACCIÓN/EXPANSIÓN



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.1-9 Trayectorias de caídas de presión total , caída de presión en exceso y las diferentes longitudes de crecimiento del vórtice en una contracción axisimétrica 10:1:10

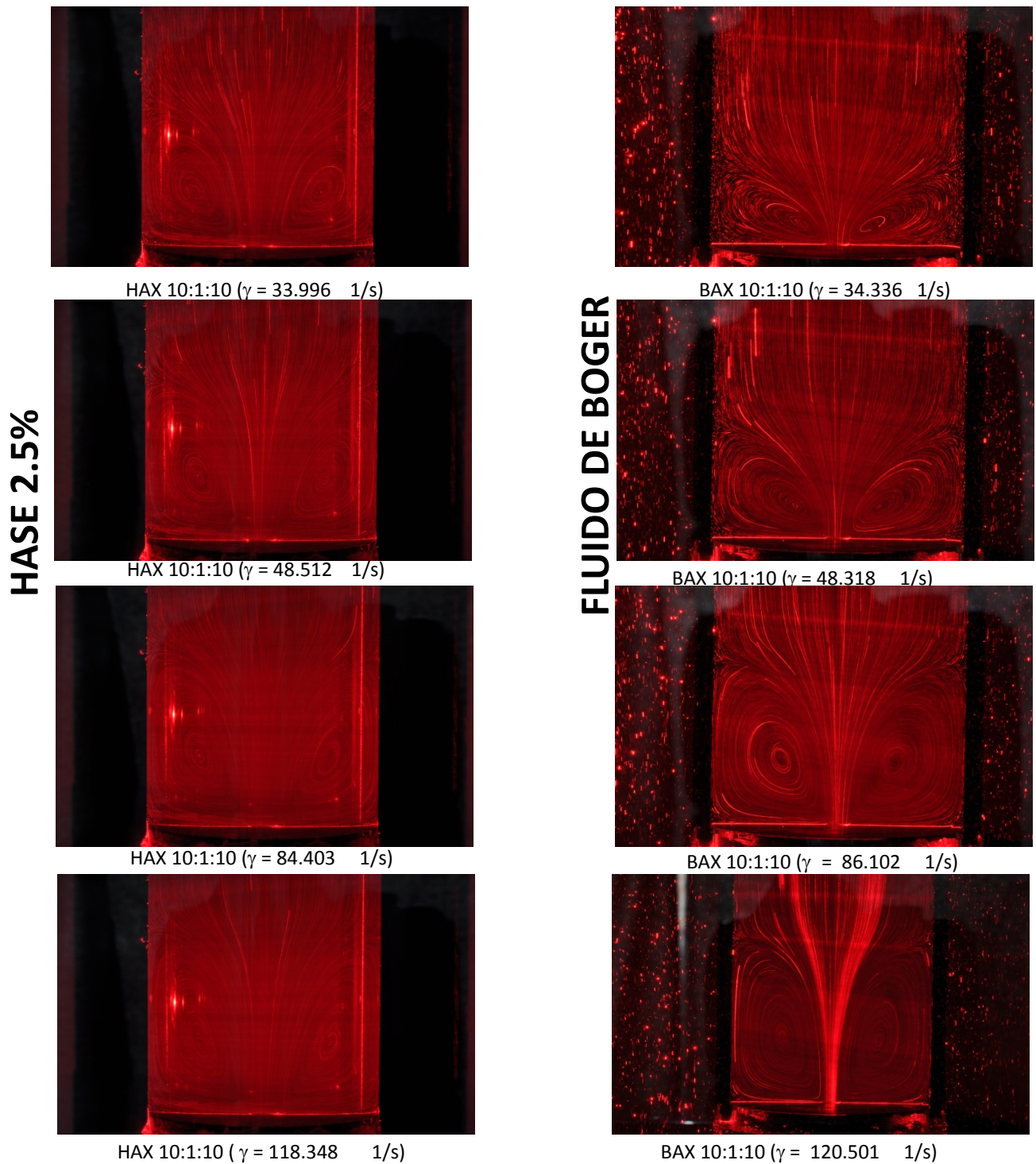


Fig. 3.1-10. Fotografías que muestran el desarrollo de los vórtices del fluido de Boger y Hase como una función de la rapidez de corte aplicada al sistema en una contracción/expansión 10:1:10

## CAPÍTULO 4 ANÁLISIS DE LA DINÁMICA DE FLUJO EMPLEANDO LA EXTENSIÓN DE HENCKY Y DE LA RELACIÓN DE ESFUERZOS NORMALES EN CORTE / EXTENSIÓN.

El efecto del corte producido por el flujo del fluido en el tubo superior a la contracción está caracterizado por un flujo cortante en la pared del tubo evaluado por la ecuación

$\dot{\gamma}_{1w} = \frac{\dot{\gamma}_{2w}}{\beta^3}$ . ante esto queda poco claro acerca del parámetro que se debe emplear para

caracterizar debidamente el flujo en la contracción ya que Rothstein y McKinley (19) ha reportado que en las cercanías de la contracción, dos fluidos viscoelásticos de diferente índole pueden desarrollar la misma rapidez de deformación  $\dot{\epsilon}$  siempre y cuando presenten el mismo No. de Deborah, de aquí que el mismo autor sugiere el uso de la extensión de Hencky  $\epsilon$  que resulta ser un parámetro que describe la trayectoria de extensión que experimenta el fluido de una manera particular a cada relación de contracción en estudio.

$$\epsilon = \int_{t=0}^{t=t1} \dot{\epsilon} dt = \int_{V_z(z=-\infty)}^{V_z(z=0.5Lc)} \frac{dV_z}{V_z} = 2 \ln \beta \quad 4.1$$

Donde  $\beta$  = Relación de Contracción

Esta expresión describe la extensión acumulada a la que se ve expuesto un elemento de fluido, a lo largo de la línea central desde  $z = -\infty$  hasta la mitad de la contracción en  $Z = -0.5 Lc$ . Ante esto la rapidez de corte que experimenta el fluido en el tubo superior antes de la contracción y la extensión total que sufre la corriente de flujo sobre la línea central antes de la contracción y en la contracción misma, son dos efectos muy diferentes que se presentan con diferente intensidad en una misma relación de contracción.

En la Fig. 4.1 se representa el No. de Deborah critico vs la extensión de Hencky para el fluido de Boger. El primero de ellos es un parámetro representativo del inicio del periodo de extensión donde empieza a desarrollarse en mayor proporción la viscosidad extensional, de tal manera que en esta grafica se analiza de una manera indirecta el crecimiento de la viscosidad extensional a lo largo de la extensión acumulada en cada una de las cinco relaciones de contracción.

Resulta interesante observar como esta curva es cualitativamente similar al crecimiento de la viscosidad extensional predicho en simulaciones computacionales de epd empleando el modelo FENE-CR (9).



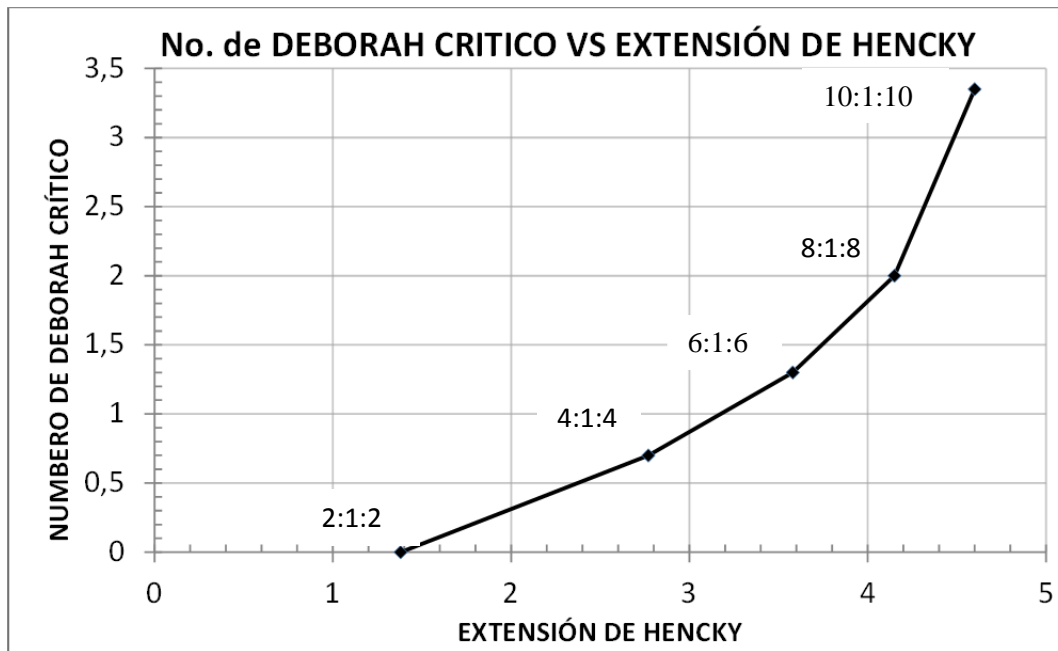


Fig. 4.1 No. De Deborah crítico vs Extensión de Hencky acumulada para las 5 relaciones de contracción estudiadas.

Si bien a lo largo de este estudio se ha propuesto que el  $De_c$  o la  $\gamma_c$  son parámetros que detectan con mayor precisión el cambio del tipo de flujo de cortante a extensional, en este análisis de la dinámica de flujo se hace una comparación de este criterio con el propuesto por McKinley (19) y explicado en detalle en la sección 1.1.3 en el sentido de que el cambio del tipo de vórtice de lip vortex asociado al flujo cortante representa un buen indicio para considerar que el sistema ha cambiado de un flujo dominante a otro.

En las Figuras 3.1-3-b, 3.1-5-b, 3.1-7-b, 3.1-9-b se han indicado con una flecha la aparición del cambio de vórtice de lip a corner vortex para ambos fluidos y puede compararse en algunos casos la cercanía de ambas precisiones, sin embargo el criterio del cambio del tipo de vórtice no siempre es efectivo ya que algunos fluidos como el fluido de Boger, presentó esta transición a partir de la relación de contracción 6:1:6.

Una ecuación que permite llevar a cabo estudios experimentales sobre la relación de crecimiento de ambos flujos en la contracción, ha sido propuesta por McKinley (19) conocida como relación de esfuerzos extensionales/cortantes dada por la Ec. 1.1.3

$$\Xi = \frac{N1}{(\tau_{zz} - \tau_{rr})} \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\epsilon}}$$

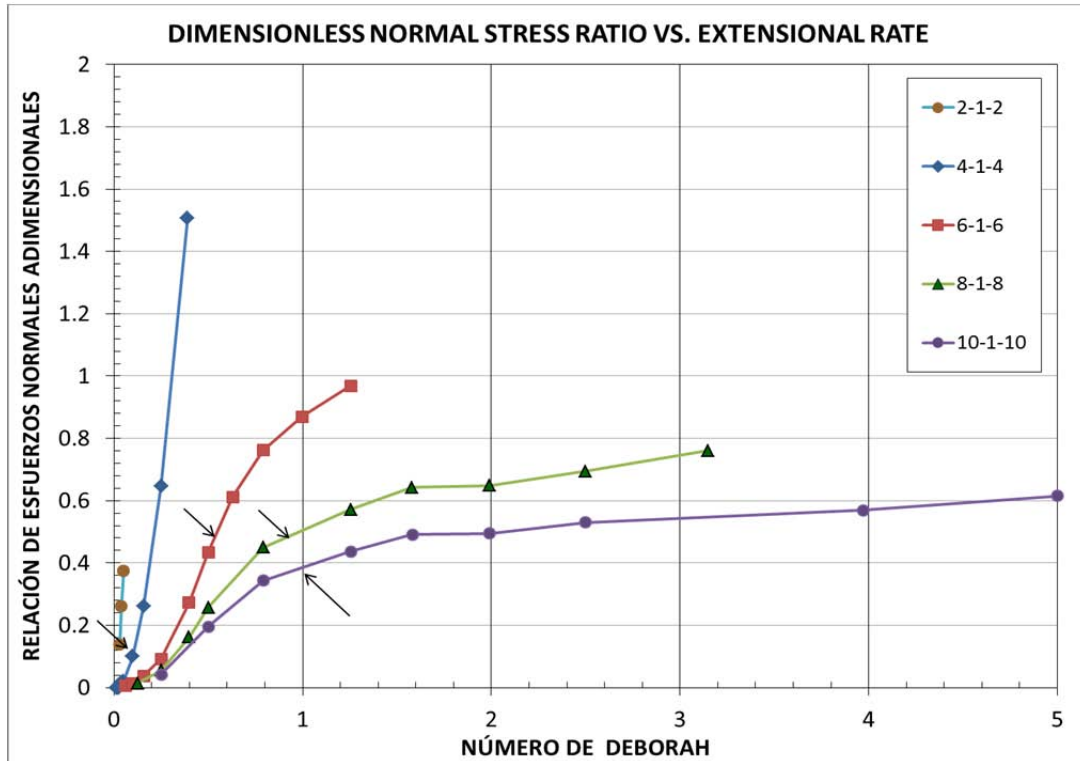


Fig.4.2 Relación de esfuerzos adimensional Vs No. de Deborah para el Hase en las 5 relaciones de contracción

La cual ha sido aplicada para el Hase ya que este fluido presentó en todas las relaciones de contracción formación de vórtices. En la Fig. 4.2 se ha representado la trayectoria de crecimiento de la relación de esfuerzos en donde se ha indicado con una flecha el cambio de vórtice de lip a corner vortex.

En esta Figura el valor de  $\Xi = 1$  corresponde a la transición del flujo dominado por el corte ( $>1$ ) al flujo dominado por la extensión ( $<1$ ), vale la pena observar que para este fluido que en todas las relaciones de contracción, la transición del tipo de vórtice ocurre alrededor de  $0.2 < De < 1.0$  y que valores de  $\Xi > 1$  solo se alcanzan en la contracción 4:1:4, de acuerdo con los altos valores de  $epd$  ( $epd \ll 1$ ) alcanzados en esta relación de contracción como lo muestra la Fig. 3.1-3-b.

## CAPÍTULO 5 CONCLUSIONES.

### 5.1. DINÁMICA DE FLUJO UN PUNTO DE VISTA DE LA CAÍDA DE PRESIÓN TOTAL

En este estudio de la dinámica de flujo en diferentes contracciones axisimétricas, se emplearon 3 fluidos, un fluido newtoniano que se ocupó como referencia y 2 fluidos viscoelásticos. El primero, elástico con viscosidad cortante constante conocido como fluido de Boger y el segundo, viscoelástico con adelgazamiento al corte.

Se hizo un análisis de la dinámica de flujo en 5 relaciones de contracción axisimétricas con diferentes dimensiones, tomando en cuenta las caídas de presión total y en exceso apoyadas por la manifestación de la reología cortante y extensional de los fluidos, así como la como la formación y tamaño y tipo de los vórtices .

A continuación se presentan las conclusiones más importantes obtenidas para cada una de las relaciones de contracción estudiadas.

#### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 2:1:2

1.- En esta relación de contracción ambos fluidos manifestaron una trayectoria de la  $\Delta P$  vs  $\dot{\gamma}$  siempre por encima de la trayectoria newtoniana prácticamente desde el inicio de la experimentación, por lo que se consideró que ambos fluidos desarrollaron un flujo extensional uniaxial puro y que la presencia del flujo cortante fue pequeña debido a los valores tan bajos de rapidez de corte que se generaron en esta relación de contracción.

2.-La reología cortante proveniente de estudios con el reómetro demostró que a pequeños valores de rapidez de corte ambos fluidos comparten el mismo valor de viscosidad, pero no la misma diferencia de esfuerzos normales. El Hase mostró actividad elástica mediante la formación de vórtices en el intervalo de rapidez de corte empleada en la experimentación, por lo que la posición relativa de Hase en las dos trayectorias  $\Delta P$  vs  $\dot{\gamma}$  por debajo fue atribuida al efecto de liberación de energía alterno a la disipación viscosa que ejerce la presencia de estos vórtices.

#### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 4:1:4

1.- En esta relación de contracción se registró con precisión mediante lecturas de caída de presión total la coexistencia y competencia entre los dos tipos de flujo que se presentan en la contracción, el cortante y el extensional uniaxial, ante esto se propuso a la rapidez de corte crítica como parámetro para poder determinar las condiciones del flujo que permiten detectar el cambio del dominio de flujo cortante a extensional, y al crecimiento de la  $\Delta P_{Max}$  relativo a la trayectoria newtoniana como medida del desarrollo del flujo extensional. Ambos criterios permitieron realizar un análisis completo de la dinámica de flujo que presentaron los dos fluidos en cada relación de contracción.

2.- En esta relación de contracción se encontró en particular para el fluido de Boger que el cambio de la contracción 2:1:2 a la contracción 4:1:4, el fluido desarrolla con mayor intensidad el flujo cortante que el flujo extensional ya que la segunda contracción, alcanza un crecimiento muy sustancial del 11,520% en relación a la contracción 2:1:2, mientras que el flujo extensional solo se desarrolló hasta un 24% en relación a la trayectoria newtoniana, esto debido a la baja elasticidad del fluido desarrollada en esta relación de contracción.

En relación al Hase, se observó una dinámica mucho más compleja debido a la fuerte presencia elástica que desarrolla este fluido en esta contracción y en particular la formación de vórtices, ya que demostraron tener una fuerte influencia en los registros de la caída presión ya que su efecto ubicó por primera vez a la trayectoria  $\Delta P$  vs  $\dot{\gamma}$  por debajo de su correspondiente trayectoria newtoniana.

Este fluido alcanzó una  $\dot{\gamma}_c = 0.7 \text{ s}^{-1}$  por lo que alcanzó un desarrollo del flujo extensional de 1792% en relación a la contracción anterior 2:1:2, a partir de ese punto el fluido inició un crecimiento del flujo extensional solo que por debajo de la trayectoria newtoniana, alcanzando una  $\Delta P_{\text{max}} = 306.28 \text{ Pa}$  lo que ocasionó un crecimiento del flujo extensional del -37.3% en relación a la trayectoria newtoniana, prácticamente el mismo porcentaje que se había alcanzado en la contracción 2:1:2.

#### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 6:1:6

1.- En esta relación de contracción el fluido de Boger presentó una  $\dot{\gamma}_c = 8.67 \text{ s}^{-1}$  por lo que se incrementó la presencia del flujo cortante en un 100% en relación a la contracción anterior mientras que el flujo extensional se amplió sustancialmente hasta un 123% en relación a la trayectoria newtoniana. Sin embargo, dentro de este comportamiento se presentó una dinámica de flujo muy diferente a las relaciones de contracción anteriores, ya que para este fluido se esperaba una trayectoria de  $\Delta P$  vs  $\dot{\gamma}$  por debajo de la trayectoria newtoniana debido al desarrollo de vórtices que se deberían manifestar como una consecuencia de la alta presencia elástica que este fluido ya podía alcanzar en esta relación de contracción. Sin embargo sucedió todo lo contrario, ni la trayectoria de  $\Delta P$  vs  $\dot{\gamma}$  se desarrolló por debajo de la trayectoria newtoniana ni hubo un crecimiento de vórtices.

Esta nueva dinámica de flujo fue atribuida a la aparición y crecimiento de un vórtice secundario, el cual fue creado por el sistema como una consecuencia de la imposibilidad de eliminar energía de origen elástica mediante la formación del vórtice primario, ocasionando el descenso de la magnitud  $L_v(B)$  a medida que se incrementó la rapidez de corte en el sistema hasta su inevitable asimilación por parte del vórtice secundario.

Los resultados experimentales demostraron que esta nueva dinámica de flujo no afectó a la trayectoria de  $\Delta P$  vs  $\dot{\gamma}$  ya que esta creció por encima de la trayectoria newtoniana después de la aparición de la  $\dot{\gamma}_c = 8.67 \text{ s}^{-1}$ .

Para el caso del Hase, el desarrollo del flujo cortante fue marcadamente superior en relación al que se consiguió con el fluido de Boger, alcanzando un 300% de incremento en relación a la contracción 4:1:4, mientras que el crecimiento del flujo extensional mostró un comportamiento intrigante ya que solo creció un 36.75 % en relación al desarrollo del fluido newtoniano, que resultó prácticamente igual a aquel alcanzado por este mismo fluido en la contracción 4:1:4, es decir el desarrollo del flujo extensional permaneció prácticamente inalterado ante esta relación de contracción.

La interpretación de este comportamiento se fundamentó en la reología extensional de este fluido, la cual muestra la existencia de una viscosidad extensional crítica antes de iniciar un adelgazamiento en extensión al incrementar la rapidez de extensión en el sistema.

De aquí que el fuerte crecimiento del flujo cortante (299% en relación a la contracción anterior) fundamentalmente se debió al crecimiento limitado del flujo extensional que alcanzó este fluido en esta relación de contracción.

### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 8:1:8

1.- En esta relación de contracción el fluido de Boger presentó una  $\dot{\gamma}_c = 11.07 \text{ s}^{-1}$  por lo que siguió presentando una tendencia creciente en relación a las contracciones anteriores, alcanzando un incremento del flujo cortante del 28% en relación a la contracción 4:1:4, mientras que el flujo extensional creció un 200% en relación al fluido newtoniano.

Resulta importante mencionar que a pesar de que este fluido mostró un crecimiento de  $L_v(B)$ , el efecto de los vórtices formados no ubicaron en ningún momento la trayectoria de  $\Delta P$  vs  $\dot{\gamma}$  por debajo de su correspondiente Newtoniana. La razón de esto fue atribuida a los altos valores de caída de presión asociados al alto desarrollo del flujo extensional tal que el abatimiento de la caída de presión no se vio afectada por la presencia de los vórtices cuyo efecto fue notablemente menor comparándolo con efecto viscoso generado durante el desarrollo del flujo.

2.- El flujo cortante que manifestó el Hase en esta relación de contracción fue notoriamente más alto que el flujo extensional, alcanzando un incremento de 243% en relación a la contracción 6:1:6, mientras que el desarrollo del flujo extensional alcanzó un crecimiento del -42.3 % , ante este resultado se confirmó la tendencia que presenta este fluido de favorecer el desarrollo del flujo cortante sobre el flujo extensional prácticamente desde la relación de contracción 4:1:4 , a diferencia del fluido de Boger que favorece en una mayor proporción el desarrollo del flujo extensional.

Esta dinámica de flujo desarrollada por el Hase, fue atribuida a dos efectos reológicos que fueron compartidos por la relación de contracción anterior 6:1:6 y en esta 8:1:8.

En el primero de ellos, existe una competencia entre el flujo cortante que desarrolla el Hase bajo condiciones de adelgazamiento, el cual compite con el flujo extensional que desarrolla valores altos de viscosidad pero en presencia de una primera diferencia de esfuerzos

normales en corte muy altos, que propiciaron la formación de vórtices interfiriendo en el desarrollo del flujo extensional, teniendo como resultado un desarrollo del flujo cortante hasta un 243% .

El segundo efecto se manifestó en esta relación de contracción en donde el fluido alcanzó un desarrollo de viscosidad extensional máxima antes de iniciar un adelgazamiento a la extensión, a diferencia del fluido de Boger que presentó en todo momento un crecimiento de su viscosidad extensional. Esta condición hizo que se alcanzara un crecimiento de la viscosidad extensional muy bajo apenas del -42.3% en relación a la trayectoria newtonina, favoreciendo consecuentemente el desarrollo del flujo cortante como lo mostraron los resultados experimentales.

### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 10:1:10

En esta relación de contracción el fluido de Boger mostró una dinámica de flujo muy similar a su correspondiente 8:1:8, aunque si bien se incrementó la presencia del flujo cortante a un 89% , el desarrollo del flujo extensional alcanzó casi el 180% en relación a la trayectoria newtoniana confirmando que este fluido desarrolla preferentemente el flujo extensional. En cuanto al Hase se presentó una dinámica de flujo muy distinta ya que ahora por primera vez se presentó una notable reducción de la evolución del flujo cortante, alcanzando solo un desarrollo de 65% , mientras que el flujo extensional alcanzó su máximo desarrollo de -52% en relación al fluido newtoniano.

La explicación del poco desarrollo del flujo cortante mostrado por el Hase se atribuyó fundamentalmente al enorme descenso de la viscosidad cortante que manifestó este fluido en esta relación de contracción, lo que ocasionó que se desarrollaran muy poco los esfuerzos cortantes y favorecieran el desarrollo del flujo extensional, a pesar de que en las condiciones de experimentación este fluido también mostró un abatimiento de su viscosidad extensional.

## 5.2. DINÁMICA DE FLUJO UN PUNTO DE VISTA DE LA CAÍDA DE PRESIÓN EN EXCESO

### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 2:1:2

En esta relación de contracción la rapidez de corte impuesta a ambos fluidos fue pequeña, mostrando en todo momento un comportamiento de viscosidad constante, el fluido de Boger fluyó en la contracción en ausencia de N1, no así para el Hase que mostró una diferencia de esfuerzos normales en corte lo suficientemente alta para ubicar la trayectoria de  $epd$  vs  $De$  por debajo del fluido de Boger.

La trayectoria de  $epd$  vs  $De$  que mostró el fluido de Boger reveló que el flujo que se desarrolla en la contracción es de características extensionales puras , se observó un crecimiento asintótico de la  $epd$  con un valor máximo de 3 en relación a la trayectoria newtoniana semejante al valor predicho por la relación de Trouton.

Para el Hase también mostró también una trayectoria ascendente pero con un valor máximo de  $epd$  de 1.8, la cual reveló por primera vez el efecto que tiene de la primera diferencia de esfuerzos normales en corte sobre el desarrollo del flujo extensional.

### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 4:1:4

El efecto de la primera diferencia de esfuerzos normales en corte sobre el desarrollo del flujo extensional uniaxial, seguido a partir de la trayectoria de la  $epd$  vs  $De$ , en un fluido de Boger, pudo observarse a partir de la contracción 4:1:4. Si bien a valores bajos de rapidez de corte se registró un ligero descenso de la  $epd$  en relación a la trayectoria newtoniana, su observación apenas fue perceptible, lo cual concordó con los resultados obtenidos por vía de simulación numérica reportados en la literatura, alcanzando un valor mínimo de la  $epd$  aproximadamente del 1% , en relación a la trayectoria newtoniana. En particular este fluido en todas las relaciones de contracción estudiadas siempre mostró una recuperación de la  $epd$  de origen elástico posterior al registro de la  $epd$  mínima la cual en la mayoría de los casos superó a la línea de referencia newtoniana.

Sin embargo para el Hase la manifestación del efecto Binding fue espectacular aunque por debajo de la trayectoria newtoniana. En un primer periodo de rapidez de corte, se manifestó un fuerte descenso de los valores de la  $epd$  en aproximadamente el 40% por debajo de la línea de referencia unitaria. En un segundo periodo de rapidez de corte se observó una recuperación en los valores de la  $epd$  que en ningún momento llegaron a igualar a la trayectoria de referencia newtoniana.

De los resultados importantes que se pudieron obtener de la experimentación en esta relación de contracción 4:1:4 fueron:

1.- En la manifestación de efecto Binding en ningún momento interviene la naturaleza adelgazante del Hase.

2.- Para que se presente el efecto Binding en un sistema de flujo, el fluido debe presentar valores altos de la primera diferencia de esfuerzos normales en corte a valores de rapidez bajos, de manera que puedan competir favorablemente con los esfuerzos extensionales generados durante la generación y evolución del flujo extensional sobre la línea central de la contracción. Esto permitirá abatir el crecimiento de la caída de presión extra que durará en la medida que los esfuerzos extensionales superen inevitablemente a la presencia de la primera diferencia de esfuerzos cortantes.

Esta condición fue cumplida satisfactoriamente por el Hase en la zona newtoniana pero no por el fluido de Boger debido a su bajo valor de  $N1$ .

### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 6:1:6

Dentro de la dinámica de flujo desarrollada por el fluido de Boger en esta relación de contracción, se pudo observar al igual que en la relación de contracción anterior solo una ligera desviación de las trayectorias de las epd medidas por debajo de la trayectoria de referencia newtoniana, a pesar de que reológicamente el fluido presentó una alta presencia elástica con valores de  $N1$  en corte muy altos.

La razón de la poca manifestación del efecto Binding fue atribuida a los altos valores que los esfuerzos extensionales alcanzaron a desarrollar en esta relación de contracción, los cuales compitieron favorablemente con los valores de  $N1$  en corte que aunque ahora más grandes no lograron generar trayectorias más claras de epd por debajo de la trayectoria newtoniana.

En relación al Hase, se presentó una dinámica de flujo más compleja, ya que ahora en esta relación de contracción se alcanzaron valores de  $N1$  en corte mucho más altos, dio inicio el comportamiento adelgazante al corte de este fluido así como la consecución de la viscosidad extensional más alta posible que puede alcanzar este fluido.

En cuanto a la dinámica de flujo en esta relación de contracción, vale la pena mencionar tres aspectos relevantes.

El primero de ellos es la clara manifestación del efecto Binding a pesar de que en esta contracción se alcanzaron los valores de esfuerzos extensionales más altos, los cuales necesariamente fueron superados por los valores de  $N1$  en corte.

El segundo de ellos es el efecto combinado de la presencia de vórtices así como del comportamiento adelgazante al corte de este fluido, ambos efectos ocasionaron valores de epd más apegados a la trayectoria de referencia newtoniana, comparativamente a la trayectoria que se desarrolló en la contracción anterior.

El tercer aspecto es en relación a los valores más altos de epd que se pudieron alcanzar en esta relación de contracción, los resultados experimentales mostraron una trayectoria asintótica era como si los valores de epd no pudieran crecer por efecto del incremento del No. De Deborah en el sistema, esta condición confirmó experimentalmente un desarrollo limitado del flujo extensional por parte del Hase en el cual este fluido había alcanzado su viscosidad máxima.

### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 8:1:8

En base a los resultados experimentales obtenidos para el fluido de Boger en esta relación de contracción, se pudo demostrar que este fluido desarrolla preferente el flujo extensional sobre el flujo cortante, esta condición generó lecturas de epd lo suficientemente altas para inhibir la presencia del efecto Binding a pesar de que este fluido presentó valores muy altos de  $N1$ .

El Hase en esta relación de contracción presentó una condición reológica muy diferente en relación a la a la contracción anterior 6:1:6. En el intervalo en donde se aplicaron los diferentes valores del No. De Deborah al sistema, el Hase experimentó valores de  $N1$  muy altos por arriba de 1000 Pa que ocasionaron formación de vórtices con valores de  $Lv(H)$



muy grandes cuya repercusión en los valores de epd fue muy significativa, junto a este efecto se sumó el efecto adelgazante al corte y a la extensión que presenta este fluido generando lecturas de epd aún más bajas. Ante esto las trayectorias de epd resultantes mostraron una trayectoria coincidente con la trayectoria de referencia newtoniana, resultó muy interesante observar el papel que desempeña la elasticidad en la trayectoria de la epd obtenida si se tiene en cuenta que en estas condiciones de operación el Hase redujo su valor de viscosidad cortante de 13.5 Pa.s a 1.3 Pa.s y su viscosidad extensional máxima de 163 Pa.s a 74 Pa.s.

### CONTRACCIÓN-EXPANSIÓN 10:1:10

La relación de contracción 10:1:10 mostró las condiciones de operación más drásticas que se experimentaron en este trabajo, en cuanto al fluido de Boger siguió manifestando valores de epd muy por encima de la trayectoria de referencia newtoniana, indicativo de un alto desarrollo del flujo extensional, cuya condición necesariamente ocasionó la inhibición del efecto Binding a pesar de que en las condiciones de operación alcanzadas en esta relación de contracción el Boger alcanzó los valores de N1 más altos registrados en el reómetro y que fueron muy semejantes a aquellos alcanzados por el Hase.

La trayectoria de la epd para el Hase en esta relación de contracción mostró tres efectos de interés, el primero, consistente en la inhibición del efecto Binding debido al alto desarrollo del flujo extensional, el segundo, el efecto que ejerce sobre la trayectoria de la epd el fuerte adelgazamiento al corte que experimentó este fluido junto a los altos valores de N1, ocasionaron que la trayectoria epd vs No. De se ubicara por encima de la línea de referencia Newtoniana, reforzando con esto la fuerte influencia que tanto la elasticidad como la viscoelasticidad en corte y en extensión tienen sobre la dinámica de flujo en la contracción. El tercer efecto consistió en la fuerte influencia que tiene el adelgazamiento a la extensión de este fluido en esta relación de contracción, tanto que los valores de epd mostraron una trayectoria también descendente, alcanzando nuevamente valores muy semejantes a los desarrollados por la línea de referencia newtoniana a altos valores del No. De Deborah.

**REFERENCIAS**

- [1] Bautista F. de Santos J.M, Puig J.E., Manero O. Understanding thixotropic and antithixotropic behavior of viscoelastic micellar solutions and liquid crystalline dispersions, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 80 (1999) 93-113.
- [2] Binding D.M., Further considerations of axisymmetric contraction flows, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 41 (1991) 27-42.
- [3] Binding D.M, Phillips P.M, Phillips T.N., Contraction/expansion flows: the pressure drop and related issues, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 137 (2006) 31-38.
- [4] Boek E.S., Paffing J.T., Anderson V.J.,Tardy P.M.J,J, Crawshaw P., Pearson J.R.A., Constitutive equations for extensional flow of wormlike micelles: Stability analysis of Bautista-Manero Model, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 126 (2005) 39-46.
- [5] Boger D.V. Viscoelastic Flows Through contractions *Ann. Rev. Fluid Mech.* (1987). 19: 157-182
- [6] Cable P.J. and Boger D.V. ,A Comprehensive Experimental Investigation ofTubular Entry Flow of Viscoelastic Fluids, Part I. Vortex Characteristic in Stable Flow, *AIChE Journal.* 24 (1978)869
- [7] Cable P.J. and Boger D.V., A Comprehensive Experimental Investigation ofTubular Entry Flow of Viscoelastic Fluids, Part II. Vortex Characteristic in Stable Flow, *AIChE Journal.* 24 (1978)992
- [8] Cartalos U. and J.M. Piau J.M., Creeping flow regimes of low concentration polymer solutions in thick solvents through an orifice die, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mech.* 45 (1992) 231-285.
- [9] Chilcott M.D., Rallison J.M, Creeping flow of dilute polymer solutions past cylinders and spheres, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 29 (1988) 381-432.
- [10] Cogswell F.N., Converging flow and streetching flow: a compilation, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 4 (1978) 23-38.
- [11] Debbaut B. and Crochet M.J. Estensional effects in complex flow. *J. Non-Newtonian fluid Mechanics*, 30 (1988), 169-184
- [12] Fredricson A.G , A model for the tixotrophy of suspensions, *AIChE Journal* 16(1970) 436
- [13] Keiller R.A., Entry-flow calculations for the Oldroyd-B and FENE equations, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 46 (1993) 143-178.
- [14] Macosko C.W., *Rheology Principles,Measurements and Applications* Ed. Wiley.UCH 1994
- [15] Nguyen G.H. and Boger D.V.,The Kinematics and Stability of die entry flows, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 5 (1979) 353-368.
- [16] Owens R.G., Phillips T.N. , *Computational Rheology* , Imperial College Press 2002
- [17] Phillips T.N. and Williams A.J., Comparison of creeping and inertial flow of an Oldroyd B fluid through planar and axisimetric contractions, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 108(2002) 25-47

- [18] Rothstein J.P., McKinley G.H., Extensional flow of a polystyrene Boger fluid through a 4:1:4 axisymmetric contraction/expansion, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 86 (1999) 61-88.
- [19] Rothstein J.P., McKinley G.H., The axisymmetric contraction-expansion: the role of extensional rheology on vortex growth dynamics and the enhanced pressure drop, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 98 (2001) 33-63.
- [20] Sampson R.A; on Stokes's current function, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*; Vol 182 (1891) 449-518
- [21] Seng W.P., Tam K.C., Jenkins R.D., Rheological properties of model alkali-soluble associative (HASE) polymer in ionic and non-ionic surfactant solutions, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Eng. Aspects* 154 (1999) 365-382.
- [22] Szabo. P , Rallison J.M. Hinch E.J., Start-up of flow of FENE-fluid through a 4:1:4 constriction in a tube, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 72 (1997) 73-86.
- [23] Tan H., Tam K.C., Tirtaatmadja V., Jenkins R.D., Bassett R.D., Extensional properties of model hydrophobically modified alkali-soluble associative (HASE) polymer solutions, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 92 (2000) 167-185.
- [24] *Tamaddon-Jahromi H.R., Webster M.F., Walters K., Predicting numerically the large increases in extra pressure drop when Boger fluids flow through axisymmetric contractions*, *J. Nat. Sci.* 2 (2010) 1-11.
- [25] Tamaddon-Jahromi H.R., Webster M.F., Williams P.R., Excess pressure drop and drag calculations for strain-hardening fluids with mild shear-thinning: contraction and falling sphere problems, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 166 (2011) 939-950.
- [26] Walters K., Tamaddon-Jahromi H.R, Webster M.F., Tomé M.F., S McKee, The competing roles of extensional viscosity and normal stress differences in complex flows of elastic liquids, *Korea-Australia Rheology Journal* 21 (4) (2009) 225-233.
- [27] Walters K., M.F. Webster M.F, Tamaddon-Jahromi H.R., Experimental and Computational aspects of some contraction flows of highly elastic liquids and their impact on the relevance of the Couette correction in extensional Rheology, *Proc. 2nd Southern African Conference on Rheology (SASOR 2)*, 2008, pp. 1-6.
- [28] Walters K, Webster M.F., Tamaddon-Jahromi M.F, The numerical simulation of some contraction flows of highly elastic liquids and their impact on the relevance of the Couette correction in extensional rheology, *Chemical Engineering Science* 64 (2009) 4632-4639.
- [29] White J.L. and Kondo A., Flow Patterns in Polyethelene and Polystyrene Melts During Extrusion Through a die Entry Region: Measurements and Interpretation *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 3 (1977) 41-64.