

ANÁLISIS MAGNETOHIDRODINÁMICO DE UN AMORTIGUADOR MAGNETOREOLÓGICO:
CARACTERIZACIÓN EXPERIMENTAL Y MODELO FÍSICO

MIKEL ZUBIETA ANDUEZA

Directores de Tesis:

Dr. M. Mounir Bou-Ali Saidi

Dra. María Jesús Elejabarrieta Olabari



Tesis dirigida a la obtención del título de
Doctor por Mondragon Unibertsitatea

Departamento de Mecánica y Producción Industrial
Mondragon Unibertsitatea
Septiembre 2009

DECLARACIÓN DE ORIGINALIDAD

Declaro a través de este documento que esta tesis, y el trabajo presentado en ella con sus resultados fueron hechos totalmente por mí, en el Departamento de Mecánica y Producción Industrial de la Escuela Politécnica Superior de Mondragon Unibertsitatea.

AGRADECIMIENTOS

Hace ya cuatro años que se inicio esta tesis sin que nadie tuviera muy claro que esperar de ella, se trataba de un tema nuevo en el que se partía con más ganas e ilusión que conocimientos previos. Ésta ha sido una tesis sin un planteamiento preestablecido, en el que ha sido el propio trabajo realizado y las ambiciones formadas las que la han encaminado. Éste ha resultado ser un enfoque bastante frustrante al principio, pero sin duda alguna muy gratificante al final cuando uno se da cuenta del merito del trabajo realizado. Para llegar hasta aquí ha sido imprescindible la labor continua de dirección y asesoramiento por parte de mis directores de tesis, con mil y una reuniones para analizar los resultados, resolver los problemas y plantear el camino a seguir. He de reconocer que si no hubiera sido por ellos, hace ya tiempo que hubiera desistido con la tesis, por ello quiero agradecerles especialmente a Mounir y Mariaje por su gran implicación en esta tesis, la cual es tan suya como mía. Además quisiera agradecerles también que me hayan enseñado a perder los miedos y a creer en mi mismo, ahora sé que con ganas, constancia y confianza en uno mismo se pueden lograr grandes cosas. Del trabajo en equipo, he aprendido la importancia de no apresurarse, que cualquier trabajo necesita su tiempo de maduración para adquirir la máxima brillantez, y lo determinante que son en este proceso la honradez y la elegancia.

La verdadera razón de que haya llegado hasta aquí se halla en el buen ambiente de trabajo que me he encontrado. Me he sentido muy integrado en la universidad y la relación con todos los compañeros ha sido excelente, y en especial en la sala 1013 donde he vivido mí día a día. El buen humor nunca ha faltado en esta sala, incluso puede que muchas veces el ambiente fuera excesivamente relajado y resultará imposible trabajar con eficacia, pero he de reconocer que si no fuera por estos momentos, no hubiera podido aguantar todo este tiempo. En mi opinión una tesis es un trabajo muy largo con demasiados altibajos como para tomárselo demasiado en serio, es más bien un reto de resistencia que se debe tomar día a día, y que mejor que tomárselo con alegría. Por su parte, a los compañeros del taller de fabricación, además de la buena relación personal, también les quisiera agradecer todos los favores que me han realizado, han sabido aguantarme y me han fabricado todos los prototipos urgentes que les pedía sin queja alguna. Y si el apoyo y la comprensión en el trabajo son importantes, que decir en la vida personal. En mi caso no puedo más que agradecer a toda mi familia y a mis amigos haber estado siempre a mi lado, siempre he sabido que puedo contar con ellos.

Por último quiero agradecer al departamento de educación, universidades e investigación del GOBIERNO VASCO la concesión de la beca de formación de investigadores BFI06.111. También debo agradecer la financiación concedida a los proyectos ACTIMAT (ETORTEK), AMORFLU

(INTEK), AMRLAV (PROFIT), LAVSI (UE) y DAFLUIN (IBA), cuyos desarrollos han ido siempre ligados a esta tesis doctoral, y por supuesto, también expresar mi agradecimiento a FAGOR y HOMETEK por colaborar en estos proyectos y en esta tesis.

RESUMEN

El trabajo de esta tesis doctoral se centra en el análisis y en el desarrollo de un prototipo de amortiguador magnetoreológico (MR), y por ello su objetivo consiste en determinar un modelo físico del amortiguador MR en el que se relacionan las propiedades magnetoreológicas del fluido MR con la respuesta magnetohidrodinámica del amortiguador MR. La tesis está dividida en cuatro capítulos: Introducción, caracterización y modelo del fluido MR, modelo y caracterización del amortiguador MR, y conclusiones.

En el capítulo correspondiente a la caracterización y el modelo del fluido MR se recogen las aportaciones que abarcan tanto a la metodología experimental como al modelo del fluido. Así, se ha establecido el procedimiento experimental y se ha desarrollado un nuevo método de conversión para los resultados obtenidos con el sistema de medida de platos paralelos. Tras el análisis detallado de los resultados de la caracterización del fluido MR, se presenta un modelo magnetoreológico de dicho fluido que comprende el comportamiento del pre-umbral, del post-umbral, y la variación de ambos en función de la densidad del flujo magnético aplicado.

En el capítulo de modelo y caracterización del amortiguador MR se describe el diseño de un amortiguador MR específico para magnificar el efecto del fluido MR. Se incluye la caracterización magnética del circuito del amortiguador que junto con el diseño geométrico del mismo, y con el modelo magnetoreológico del fluido MR permite el desarrollo de un modelo físico del amortiguador MR. Para caracterizar el amortiguador MR y validar el modelo físico propuesto se ha desarrollado un nuevo método de caracterización en lazo abierto. Con este método se ha caracterizado el comportamiento estático de fricción, el dinámico y el transitorio entre ambos del amortiguador MR en un único ensayo, y en base a estos resultados se ha desarrollado un modelo de fricción de dos grados de libertad que contempla estos regímenes de funcionamiento en un amplio rango de frecuencias. Además, los resultados experimentales muestran la existencia de factores específicos de los amortiguadores MR no presentes en los amortiguadores convencionales como son la compresibilidad del fluido MR, y el deslizamiento del fluido en las paredes en presencia de un campo magnético. En respuesta a estos efectos que condicionan el comportamiento del amortiguador MR se han propuesto unas pautas de diseño, entre las que se incluye una solución para evitar el deslizamiento entre el fluido y las paredes, que pueden ser extensible a otras aplicaciones de los fluidos MR.

Hasta el momento, los resultados obtenidos en esta tesis doctoral han sido publicados en seis artículos de revistas indexadas y en otros siete congresos de ámbito nacional e internacional. Además el trabajo realizado ha dado lugar a la solicitud de una patente.

ÍNDICE DE CONTENIDOS

<i>Declaración de originalidad</i>	<i>iii</i>
<i>Agradecimientos</i>	<i>v</i>
<i>Resumen</i>	<i>vii</i>
<i>Índice de contenidos</i>	<i>ix</i>
<i>Lista de figuras</i>	<i>xi</i>
<i>Lista de tablas</i>	<i>xv</i>
<i>Glosario</i>	<i>xvii</i>
Capítulo 1: Introducción	1
1.1. Estado del arte	3
1.2. Objetivo de la tesis	9
Capítulo 2: Caracterización y modelo del fluido MR	11
2.1. Introducción	13
2.2 Caracterización del fluido MR	16
2.2.1. Procedimiento experimental	16
2.2.1.1. Método de llenado de la muestra	17
2.2.1.2. Aplicación del campo magnético	17
2.2.1.3. Método de conversión	19
2.2.2. Resultados experimentales	22
2.3. Modelo magnetoreológico del fluido MR	25
2.4. Discusión de los resultados	30
Capítulo 3: Modelo y caracterización del amortiguador MR	31
3.1. Introducción	33
3.2. Diseño del amortiguador MR	37
3.2.1. Circuito magnético: Diseño y caracterización	37

3.2.2.	Circuito hidráulico _____	43
3.3.	Modelo físico del amortiguador MR _____	45
3.3.1.	Estudio hidrodinámico del flujo entre dos placas paralelas infinitas _____	45
3.3.2.	Comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR _____	53
3.3.3.	Análisis del modelo físico propuesto _____	56
3.4.	Caracterización del amortiguador MR _____	59
3.4.1.	Procedimiento experimental _____	59
3.4.1.1.	Proceso de llenado del amortiguador _____	59
3.4.1.2.	Método de ensayo en lazo abierto _____	60
3.4.2.	Resultados de la caracterización del amortiguador MR _____	62
3.4.3.	Análisis de otros efectos mecánicos en el amortiguador MR _____	66
3.4.3.1.	Fricción _____	66
3.4.3.2.	Comportamiento viscoso _____	69
3.4.3.3.	Comportamiento elástico _____	70
3.4.3.4.	Fugas en el circuito _____	72
3.4.3.5.	Deslizamiento en las paredes _____	73
3.5.	Discusión de los resultados _____	75
Capítulo 4: Resultados y conclusiones _____		77
4.1.	Conclusiones _____	79
4.2.	Publicaciones _____	81
Referencias bibliográficas _____		85

Anexo 1: Numerical method for the determination of the shear stress of magnetorheological fluids with the parallel plate measuring system

Anexo 2: Model of the behaviour of magnetorheological fluids to analyse the preyield

Anexo 3: Magnetorheological fluids: characterization and modelling of magnetization

Anexo 4: Two yield stresses model for characterization of magnetorheological fluids

Anexo 5: Physical model for a MR damper

Anexo 6: Open loop controlled damper test method for static and dynamic characterization

Anexo 7: Pared de contacto para fluidos magnetoreológicos

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura 1: Esquema de un amortiguador.</i>	3
<i>Figura 2: Flujo por las válvulas de baja velocidad (a) y alta velocidad (b) [1].</i>	4
<i>Figura 3: Componentes de un amortiguador MR [10].</i>	5
<i>Figura 4: Alineación de las partículas magnéticas de un fluido MR ante la aplicación de de una densidad del flujo magnético B.</i>	6
<i>Figura 5: Amortiguador Delphi Magneride [8].</i>	7
<i>Figura 6: Relación de los objetivos parciales con el objetivo principal de la tesis.</i>	9
<i>Figura 7: Reograma de diferentes modelos de post-umbral.</i>	14
<i>Figura 8: Modelo sólido de Kelvin-Voight (a) y modelo de fluido de tres parámetros (b).</i>	15
<i>Figura 9: Modelos magnéticos.</i>	15
<i>Figura 10: Reómetro rotacional Anton Paar Physica MCR-501.</i>	16
<i>Figura 11: Proceso de llenado de la muestra para un fluido Newtoniano.</i>	17
<i>Figura 12: Densidad del flujo magnético generado por el reómetro Anton Paar MCR501 en función del radio del plato para diferentes intensidades [45].</i>	18
<i>Figura 13: Permeabilidad relativa en función de la densidad del flujo magnético (a) y densidad del flujo magnético respecto a la corriente (b) del fluido Lord MRF 122-2ED confinado en un gap de 0.75mm.</i>	18
<i>Figura 14: Discretización del comportamiento reológico de un fluido genérico.</i>	20
<i>Figura 15: Comparación de los métodos de conversión para un fluido biviscoso.</i>	22
<i>Figura 16: Reograma del fluido Lord MRF-122-2ED excitado bajo densidades de flujo magnético de entre 0 y 809 mT a 25°C.</i>	23
<i>Figura 17: Comportamiento del fluido MR ante distintos intervalos de tiempo de muestra: Tensión de cizalladura respecto a la velocidad de deformación (a) y tensión de cizalladura respecto a la deformación (b).</i>	24
<i>Figura 18: Ensayo cíclico del fluido MR en la zona del pre-umbral.</i>	24
<i>Figura 19: Modelo de fluido MR propuesto: Diagrama (a), y reograma en escala logarítmica (b).</i>	25
<i>Figura 20: Modelo de magnetización propuesto para ferrofluidos y fluidos MR.</i>	26
<i>Figura 21: Comportamiento reológico $\tau(\dot{\gamma})$ del fluido Lord MRF-122-2ED excitado a densidades de flujo magnéticos comprendidos entre 0 mT y 97 mT (\bullet), y su ajuste mediante el modelo propuesto (—) en escala lineal (a) y logarítmica (b) a 25 °C.</i>	28

Figura 22: Comportamiento reológico $\tau(\dot{\gamma})$ del fluido Lord MRF-122-2ED excitado a densidades de flujo magnéticos comprendidos entre 135 mT y 809 mT (•), y su ajuste mediante el modelo propuesto (—) en escala lineal (a) y logarítmica (b) a 25 °C.	29
Figura 23: Perfiles de tensión de cizalladura (a) y de velocidad (b) para un fluido de Bingham en un orificio anular de gap h_c [57].	33
Figura 24: Modos de trabajo del fluido: Válvula (a), cizalladura (b) y mixto (c).	34
Figura 25: Predicción del modelo de Hong et al. (—) respecto a los resultados experimentales (---): Fuerza respecto a la velocidad (a) y fuerza respecto al desplazamiento (b) [66].	34
Figura 26: Predicción del modelo de Chooi et al. (—) respecto a los resultados experimentales (---): Fuerza respecto a la velocidad (a) y fuerza respecto al desplazamiento (b) [64].	35
Figura 27: Densidad del flujo magnético en el orificio [61].	35
Figura 28: Dimensiones principales del conducto.	37
Figura 29: Distribución del flujo magnético a lo largo del conducto.	38
Figura 30: Densidad del flujo magnético sin fluido MR en el conducto: Uno (a), dos (b) y tres imanes (c).	38
Figura 31: Diagrama que relaciona la fuerza magnetomotriz y el flujo magnético.	40
Figura 32: Diagrama que relaciona la fuerza magnetomotriz y el flujo magnético para dos y cuatro espaciadores sin fluido MR.	40
Figura 33: Diagrama que relaciona la fuerza magnetomotriz y el flujo magnético para diferentes configuraciones con un fluido Lord MRF-122-2ED.	41
Figura 34: Densidad del flujo magnético con un fluido Lord MRF-122-2ED en el conducto: En sentido longitudinal (a), transversal (b), y la representación de ambos sobre el conducto (c).	42
Figura 35: Sección longitudinal del prototipo del amortiguador MR.	44
Figura 36: Prototipo del amortiguador MR.	44
Figura 37: Fuerzas en un diferencial de volumen del conducto.	45
Figura 38: Perfil de la tensión de cizalladura para un flujo estacionario entre dos placas paralelas infinitas.	46
Figura 39: Modelo biplástico del fluido MR.	46
Figura 40: Perfiles de tensión de cizalladura (a) y velocidad (b) entre dos placas paralelas infinitas para el modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED a 355 mT.	51
Figura 41: Caudal por unidad de anchura respecto a la diferencia de presión por unidad de longitud para dos placas paralelas infinitas en base al modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED a 355 mT.	52
Figura 42: Representación de la fuerza, velocidad, diferencia de presión y caudal en el amortiguador.	53
Figura 43: Discretización de la densidad del flujo magnético en el conducto: En sentido longitudinal (a) y transversal (b).	54
Figura 44: Perfil del caudal en la anchura en el centro del conducto (a) y perfil de diferencias de presión en la longitud (b) para el modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED con 355mT en el centro del conducto.	54

<i>Figura 45: Comportamiento fuerza-velocidad del modelo físico del amortiguador MR para diferentes densidades del flujo magnético en el centro del conducto, considerando el modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED</i>	55
<i>Figura 46: Influencia de la altura del conducto en el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR para una densidad del flujo magnético de 355 mT en el centro del conducto.</i>	56
<i>Figura 47: Variación del comportamiento del amortiguador MR con una densidad del flujo magnético constante de 239 mT.</i>	57
<i>Figura 48: Variación del comportamiento del amortiguador MR al duplicar el umbral de cizalladura del fluido MR para una densidad del flujo magnético de 355 mT en el centro del conducto.</i>	58
<i>Figura 49: Proceso de llenado: Llenado inicial (a), llenado del conducto (b), purgado del primer extremo (c) y purgado del segundo extremo (d).</i>	59
<i>Figura 50: Esquema del montaje de ensayo: Cilindro hidráulico (a), soporte del cilindro (b), excitador electrodinámico (c), amplificador (d), captador de fuerzas (e), vibrómetro láser (f), acondicionador (g), analizador OROS (h) y ordenador (i).</i>	61
<i>Figura 51: Identificación del régimen estático (en azul) y dinámico (en rojo) mediante el método de análisis propuesto en el trabajo [72].</i>	62
<i>Figura 52: Caracterización del amortiguador MR.</i>	62
<i>Figura 53: Caracterización del amortiguador respecto al modelo físico para densidades del flujo magnético en el centro del conducto de: 0 mT (a), 106 mT (b), 122 mT (c), 144 mT (d), 175 mT (e), 220 mT (f), 277 mT (g) y 355 mT (h).</i>	63
<i>Figura 54: Densidad del flujo magnético respecto al radio en la célula MR180 (\diamond), y en la célula MR180 modificada (\blacktriangle) [73].</i>	64
<i>Figura 55: Caracterización corregida del amortiguador respecto al modelo físico para densidades del flujo magnético en el centro del conducto de: 0 mT (a), 106 mT (b), 122 mT (c), 144 mT (d), 175 mT (e), 220 mT (f), 277 mT (g) y 355 mT (h).</i>	65
<i>Figura 56: Modelo de fricción propuesto.</i>	67
<i>Figura 57: Comportamiento dinámico (a) y estático (b) de la fricción.</i>	67
<i>Figura 58: Caracterización y modelado de la fricción a 3 Hz (a), 5 Hz (b), 7 Hz (c) y 9 Hz (d).</i>	69
<i>Figura 59: Modelado y caracterización del comportamiento viscoso a 2 Hz (a), 4 Hz (b), 6 Hz (c) y 8 Hz (d).</i>	70
<i>Figura 60: Comparación de forma entre las señales de fuerza, velocidad y desplazamiento con fluido Lord MRF 122-2ED.</i>	71
<i>Figura 61: Comparación de forma entre las señales de fuerza, velocidad y desplazamiento con aceite convencional Repsol Telex.</i>	71
<i>Figura 62: Comportamiento del amortiguador bloqueado con aceite convencional (Repsol Telex).</i>	72
<i>Figura 63: Caracterización corregida del amortiguador respecto al modelo físico considerando la fricción y el deslizamiento, para densidades del flujo magnético en el centro del conducto de: 0 mT (a), 106 mT (b), 122 mT (c), 144 mT (d), 175 mT (e), 220 mT (f), 277 mT (g) y 355 mT (h).</i>	74

LISTA DE TABLAS

<i>Tabla 1: Ajuste de los parámetros del modelo.</i>	27
<i>Tabla 2: Validación de los resultados del procedimiento experimental propuesto.</i>	40
<i>Tabla 3: Densidad de flujo magnético en el conducto con fluido Lord MRF-122-2ED.</i>	41

GLOSARIO

a :	Aceleración del amortiguador.	F_S :	Fuerza de fricción estática.
A :	Área del imán.	F_{S1} :	Fuerza de fricción estática en el primer sentido.
A_e :	Área del embolo del amortiguador.	F_{S10} :	Fuerza de fricción estática a un 1Hz en el primer sentido.
b :	Eje de anchura en el conducto.	F_{S2} :	Fuerza de fricción estática en el segundo sentido.
b_c :	Anchura del conducto.	F_{S20} :	Fuerza de fricción estática a un 1Hz en el segundo sentido.
B :	Densidad del flujo magnético.	F_r :	Fuerza en el diferencial de volumen debido a la tensión de cizalladura.
C :	Amortiguamiento viscoso de fricción.	FMM :	Fuerza magnetomotriz.
d :	Distancia entre imanes.	G :	Módulo de cizalladura.
d_0 :	Distancia entre imanes correspondiente al material no magnético.	G_0 :	Valor inicial del módulo de cizalladura.
f :	Frecuencia de excitación del amortiguador.	G_∞ :	Valor de saturación magnética del módulo de cizalladura.
F :	Fuerza del amortiguador.	h :	Altura del gap entre platos.
F_K :	Fuerza de fricción dinámica.	h_c :	Altura del conducto.
F_{K1} :	Fuerza de fricción dinámica en el primer sentido.	I :	Intensidad de la corriente eléctrica.
F_{K10} :	Fuerza de fricción dinámica a un 1Hz en el primer sentido.	k_i :	Constante de integración referente a la velocidad del flujo u_i .
F_{K2} :	Fuerza de fricción dinámica en el segundo sentido.	k_r :	Rigidez de la fricción.
F_{K20} :	Fuerza de fricción dinámica a un 1Hz en el segundo sentido.	l :	Eje de longitud en el conducto.
F_P :	Fuerza en el diferencial de volumen debido a la presión.	l_c :	Longitud del conducto.
F_r :	Fuerza de fricción.	M :	Par de rotación.
		n :	Número de intervalos.

p :	Diferencia de presión por unidad de longitud.	u_{31} :	Velocidad del flujo en el primer segmento de altura para un estado tensional alto.
p_1 :	Diferencia de presión por unidad de longitud correspondiente a un estado tensional bajo.	u_{32} :	Velocidad del flujo en el segundo segmento de altura para un estado tensional alto.
p_2 :	Diferencia de presión por unidad de longitud correspondiente a un estado tensional medio.	u_{33} :	Velocidad del flujo en el tercer segmento de altura para un estado tensional alto.
p_3 :	Diferencia de presión por unidad de longitud correspondiente a un estado tensional alto.	v :	Velocidad del amortiguador.
P :	Presión en el conducto.	v_a :	Velocidad de arrastre.
q :	Caudal por unidad de anchura.	x :	Desplazamiento del amortiguador.
q_1 :	Caudal por unidad de anchura para un estado tensional bajo.	x_k :	Desplazamiento correspondiente a la fricción dinámica.
q_2 :	Caudal por unidad de anchura para un estado tensional medio.	x_r :	Desplazamiento elástico de fricción del amortiguador.
q_3 :	Caudal por unidad de anchura para un estado tensional alto.	x_s :	Desplazamiento correspondiente a la fricción estática.
Q :	Caudal en el conducto.	y :	Eje de altura en el conducto.
r :	Posición radial.	y_{A2} :	Altura en el conducto donde se alcanza el primer umbral de cizalladura para un estado tensional medio.
r_s :	Radio de referencia del método de punto único.	y_{A2}^* :	Altura en el conducto simétrica a y_{A2} .
R :	Radio del plato del reómetro.	y_{A3} :	Altura en el conducto donde se alcanza el primer umbral de cizalladura para un estado tensional alto.
t :	Tiempo.	y_{A3}^* :	Altura en el conducto simétrica a y_{A3} .
t_0 :	Tiempo de inicio régimen dinámico.	y_{B3} :	Altura en el conducto donde se alcanza el segundo umbral de cizalladura para un estado tensional alto.
t_k :	Constante de tiempo.	y_{B3}^* :	Altura en el conducto simétrica a y_{B3} .
u :	Velocidad del flujo en el conducto.	Y :	Parámetro general del modelo reológico.
u_1 :	Velocidad del flujo para un estado tensional bajo.	Y_0 :	Valor inicial del parámetro general del modelo reológico.
u_{21} :	Velocidad del flujo en el primer segmento de altura para un estado tensional medio.		
u_{22} :	Velocidad del flujo en el segundo segmento de altura para un estado tensional medio.		

Y_{∞} : Valor de saturación magnética del parámetro general del modelo reológico.	$\gamma_{G\infty}$: Valor de saturación magnética de la deformación correspondiente al primer umbral.
z : Espaciado logarítmico entre $\dot{\gamma}_i$ sucesivos.	$\dot{\gamma}$: Velocidad de deformación.
α : Factor de reacción magnética inicial.	$\dot{\gamma}_B$: Velocidad de deformación correspondiente al segundo umbral en el comportamiento biplástico.
α_G : Factor de reacción magnética inicial del módulo de cizalladura.	$\dot{\gamma}_i$: Velocidad de deformación en el intervalo i .
α_{K1} : Coeficiente de dependencia de la frecuencia de la fricción dinámica en el primer sentido.	$\dot{\gamma}_{r_s}$: Velocidad de deformación en el radio de referencia r_s .
α_{K2} : Coeficiente de dependencia de la frecuencia de la fricción dinámica en el segundo sentido.	$\dot{\gamma}_R$: Velocidad de deformación en el extremo del plato del reómetro.
α_{S1} : Coeficiente de dependencia de la frecuencia de la fricción estática en el primer sentido.	$\dot{\gamma}_{\mu}$: Velocidad de deformación correspondiente al segundo umbral.
α_{S2} : Coeficiente de dependencia de la frecuencia de la fricción estática en el segundo sentido.	$\dot{\gamma}_{\mu_0}$: Valor inicial de de la velocidad de deformación correspondiente al segundo umbral.
α_{γ_G} : Factor de reacción magnética inicial de la deformación correspondiente al primer umbral.	$\dot{\gamma}_{\mu_{\infty}}$: Valor de saturación magnética de de la velocidad de deformación correspondiente al segundo umbral.
$\alpha_{\dot{\gamma}_{\mu}}$: Factor de reacción magnética inicial de la velocidad de deformación correspondiente al segundo umbral.	Δb : Diferencia de anchura.
$\alpha_{\mu_{r1}}$: Factor de reacción magnética inicial de la viscosidad dinámica del primer comportamiento viscoso.	Δl : Diferencia de longitud.
$\alpha_{\mu_{r2}}$: Factor de reacción magnética inicial de la viscosidad dinámica del primer comportamiento viscoso.	ΔP : Diferencia de presión.
γ : Deformación.	Δy : Diferencia de altura.
γ_G : Deformación correspondiente al primer umbral.	ε : Permeabilidad magnética.
γ_{G0} : Valor inicial de la deformación correspondiente al primer umbral.	ε_0 : Permeabilidad magnética del vacío.
	ε_{MR} : Permeabilidad magnética del fluido MR.
	ε_r : Permeabilidad magnética relativa.
	λ : Factor de saturación magnética.
	λ_G : Factor de saturación magnética del módulo de cizalladura.
	λ_{γ_G} : Factor de saturación magnética de la deformación correspondiente al primer umbral.

$\lambda_{\dot{\mu}}$:	Factor de saturación magnética de la velocidad de deformación correspondiente al segundo umbral.	μ_{V20} :	Valor inicial de la viscosidad del segundo comportamiento viscoso.
$\lambda_{\mu_{V1}}$:	Factor de saturación magnética de la viscosidad dinámica del primer comportamiento viscoso.	$\mu_{V2\infty}$:	Valor de saturación magnética de la viscosidad del segundo comportamiento viscoso.
$\lambda_{\mu_{V2}}$:	Factor de saturación magnética de la viscosidad dinámica del primer comportamiento viscoso.	τ :	Tensión de cizalladura.
μ :	Viscosidad dinámica.	τ_A :	Umbral de cizalladura inicial del comportamiento biplástico.
μ_a :	Primera viscosidad dinámica.	τ_B :	Umbral de cizalladura final del comportamiento biplástico.
μ_A :	Viscosidad dinámica inicial del comportamiento biplástico.	τ_E :	Comportamiento elástico referente a la tensión de cizalladura.
μ_b :	Segunda viscosidad dinámica.	τ_G :	Primer umbral de cizalladura en el modelo reológico propuesto.
μ_B :	Viscosidad dinámica final del comportamiento biplástico.	τ_R :	Tensión de cizalladura en el extremo del plato del reómetro.
μ_i :	Viscosidad dinámica en el intervalo i .	τ_{V1} :	Primer comportamiento viscoso referente a la tensión de cizalladura.
μ_i' :	Viscosidad dinámica corregida en el intervalo i .	τ_{V2} :	Segundo comportamiento viscoso referente a la tensión de cizalladura.
$\mu_{i\text{lim}}$:	Viscosidad dinámica limitada en el intervalo i .	τ_{r_S} :	Tensión de cizalladura en el radio de referencia r_S .
μ_{V1} :	Viscosidad dinámica del primer comportamiento viscoso.	τ_y :	Umbral de cizalladura general.
μ_{V10} :	Valor inicial de la viscosidad del primer comportamiento viscoso.	τ_μ :	Segundo umbral de cizalladura en el modelo reológico propuesto.
$\mu_{V1\infty}$:	Valor de saturación magnética de la viscosidad del primer comportamiento viscoso.	Φ :	Flujo magnético.
μ_{V2} :	Viscosidad dinámica del segundo comportamiento viscoso.	ω :	Velocidad de rotación.
		\Re :	Reluctancia del circuito magnético.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Estado del arte

Los amortiguadores controlan el movimiento de los sistemas mecánicos y disminuyen o evitan el efecto de las vibraciones indeseadas. Un diseño simple del amortiguador (Figura 1) se basa en un cuerpo principal lleno de aceite que está dividido en dos cámaras comunicadas por los orificios de un pistón que está unido al vástago del amortiguador. Ante un desplazamiento del amortiguador, el vástago y en consecuencia el pistón se desplazan dentro del cuerpo principal, lo que implica que el aceite de una cámara fluya a la otra a través de los orificios del pistón, dado que el aceite se considera un fluido incompresible. El amortiguador también dispone de una cámara de compensación con un gas compresible, que absorbe las variaciones en el volumen de aceite en el cuerpo principal, cuando el vástago se introduce en el mismo.

Debido al efecto de la viscosidad, el aceite requiere una cierta energía para fluir a través del orificio cuando el pistón está en movimiento. Así mediante el flujo del aceite se controla la energía disipada por el amortiguador en forma de calor. La absorción de energía será mayor cuanto menor sea el orificio, y mayor la viscosidad y la velocidad.

En muchas aplicaciones interesa que el amortiguador sea lo más regulable posible, para así adaptar su comportamiento a las condiciones de funcionamiento. De este modo se puede encontrar amortiguadores con una regulación diferenciada en compresión y extensión, y también en función de la velocidad de actuación [1]. La regulación a baja velocidad se suele realizar mediante una válvula de aguja (Figura 2 a), en donde la posición de la aguja cónica condiciona el paso del aceite, y por tanto la amortiguación. Pero ante excitaciones de alta velocidad la restricción de paso es muy elevada, limitando excesivamente el movimiento del amortiguador, por lo que en esta situación la

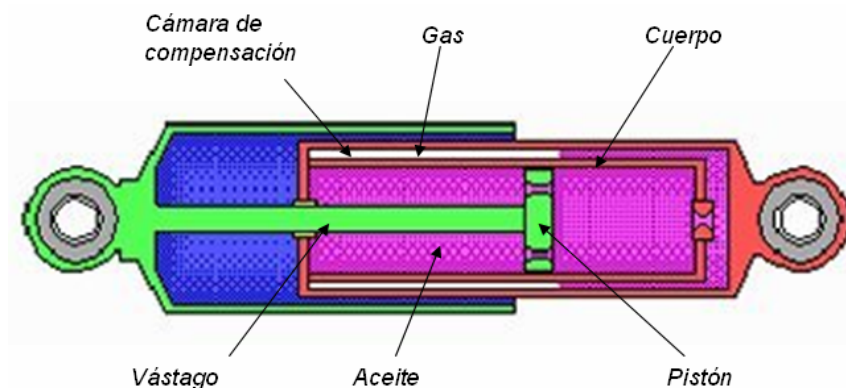


Figura 1: Esquema de un amortiguador.

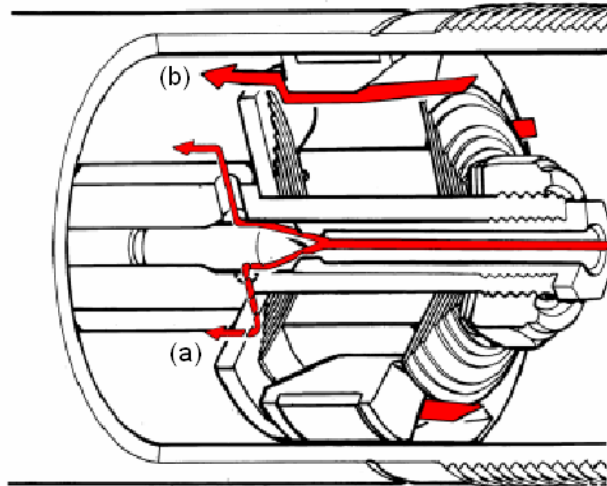


Figura 2: Flujo por las válvulas de baja velocidad (a) y alta velocidad (b) [1].

amortiguación se controla mediante unas válvulas adicionales de alta velocidad (Figura 2 b). Las válvulas de alta velocidad se componen de circuitos taponados por arandelas metálicas que no permiten el flujo de aceite a bajas velocidades. A velocidades más altas, la mayor diferencia de presión entre cámaras deforma las arandelas abriendo el paso, y posibilitando un funcionamiento suave y continuo del amortiguador. La apertura de estas arandelas es sólo posible en un sentido, por lo que se utilizan circuitos diferenciados en compresión y en extensión, pudiendo regular la elasticidad y precarga en ambos sentidos de forma independiente.

El principal campo de aplicación de los amortiguadores está en los sistemas de suspensión del sector de transporte. Los sistemas de suspensión enlazan dos partes de un conjunto donde el comportamiento diferenciado de ambas partes depende de las características del sistema de suspensión, siendo la de los amortiguadores la función más importante al ser los encargados de controlar el movimiento y la fuerza transmitida. En concreto, el desarrollo tecnológico de los amortiguadores está muy relacionado con el sector de la automoción, donde la suspensión es uno de los puntos que mayor repercusión tiene en la comodidad y en las cualidades dinámicas del vehículo, siendo estas características, dos de los principales indicadores de la calidad del producto. De este modo el desarrollo de las suspensiones representa un gran reto, donde la mejor configuración para la comodidad es contraria a la configuración óptima para la manejabilidad y estabilidad, por lo que se trabaja exhaustivamente en soluciones intermedias que ofrezcan el mejor compromiso entre ambas opciones.

En busca de la mejor solución al dilema de la configuración de las suspensiones en los vehículos, Alexander [2] expone diferentes sistemas inteligentes con los que controlar las suspensiones sobre la marcha, y adaptar el funcionamiento a cada situación. El mejor funcionamiento se obtiene con las suspensiones activas [3], en las cuales se sustituye el conjunto muelle-amortiguador tradicional por un actuador hidráulico de doble efecto controlado electrónicamente en base a las señales de los sensores distribuidos por el automóvil. Así en función de las señales recibidas se ordena el

desplazamiento óptimo de cada suspensión para mantener nivelado y estable el vehículo, y a la vez aplicar la fuerza óptima para garantizar el agarre máximo de los neumáticos. El control necesario para mantener nivelado el vehículo es de baja frecuencia (de 3 a 5 Hz), mientras que el control necesario para el agarre óptimo está por encima de la frecuencia de rebote del neumático (de 10 a 12 Hz) [4]. El mayor problema de este sistema viene de que en ausencia de elementos pasivos, cualquier fallo del sistema supone quedarse sin sistema de suspensión, lo que resulta extremadamente peligroso. Además como la energía necesaria para el control de las suspensiones proviene del circuito hidráulico se necesita un circuito hidráulico grande y complicado, que eleva el coste total, ocupa mucho espacio, añade peso al automóvil, y requiere de gran cantidad de energía para realizar su labor. Una forma de disminuir drásticamente el consumo, es reducir la velocidad de respuesta por debajo de la frecuencia de rebote de la rueda, con ello se puede mantener el vehículo prácticamente nivelado y estable, pero no se consigue el contacto óptimo de las ruedas, con lo que se pierden cualidades dinámicas [5]. Bose [6] ha desarrollado una suspensión activa de funcionamiento electromagnético en el que el consumo energético es limitado debido a que se da una regeneración de energía en la compresión de las suspensiones. Aún así, este sistema no resuelve el principal problema de las suspensiones activas, y en caso de avería, el vehículo se queda sin suspensión, lo que implica un gran riesgo de accidente.

Un termino medio, de mayor aceptación en el mercado actual, son las suspensiones semiactivas, donde se mantiene la estructura tradicional de un elemento elástico más uno amortiguante, pero donde dichos elementos pueden ser regulados sobre la marcha. De este modo ante el fallo del sistema activo, se sigue contando con la parte pasiva que mantiene la seguridad del vehículo. Lo habitual es realizar el control sobre el amortiguador, para lo que hay dos opciones; variar la sección de paso del orificio de forma activa mediante electroválvulas [7] o variar la viscosidad del fluido de forma activa utilizando fluidos inteligentes como los fluidos magnetoreológicos (MR) o los fluidos electroreológicos (ER) [8]. La ventaja de los amortiguadores basados en fluidos inteligentes respecto a los de electroválvulas, está en su mayor velocidad de reacción (hasta 10 veces más rápida) y en su simplicidad estructural (Figura 3) que supone menos problemas, menos mantenimiento y menor coste de fabricación, como se detalla en [9].

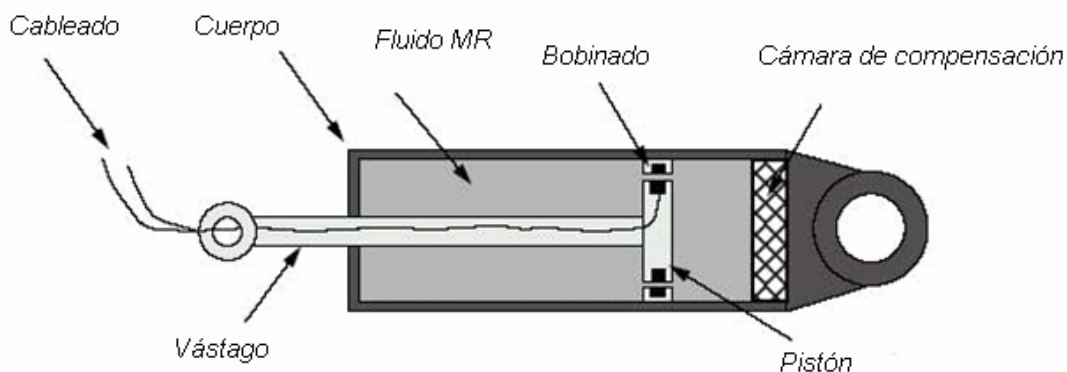


Figura 3: Componentes de un amortiguador MR [10].

Los fluidos inteligentes se componen de partículas micrométricas (magnetizables en el caso de los fluidos MR y conductoras eléctricas en el caso de los fluidos ER) suspendidas en un fluido portador que al ser excitadas (mediante un campo magnético en el caso de los fluidos MR y un campo eléctrico en el caso de los fluidos ER) se alinean en paralelo al campo exterior formando cadenas (Figura 4). En esta condición se requiere un esfuerzo inicial para romper estas cadenas e iniciar la fluencia, el cual depende del campo aplicado. De este modo la intensidad del campo magnético o eléctrico aplicado controla el movimiento del amortiguador ante cualquier fuerza.

Carlson *et al.* [11] comparan los amortiguadores MR con los ER. La principal diferencia está en que los fluidos MR muestran un umbral inicial de actuación muy superior (en torno a 20-50 veces mayor), por lo que se pueden crear amortiguadores MR considerablemente más compactos que los ER de similar comportamiento. El consumo eléctrico en ambos casos es similar para un comportamiento comparable, diferenciándose en que los amortiguadores MR se alimentan con altas intensidades a bajas tensiones y los ER con bajas intensidades a altas tensiones. Los amortiguadores MR también ofrecen mayor flexibilidad de control y pueden funcionar con sistemas considerablemente menos complicados, además de ser menos sensibles a la suciedad y a la temperatura del entorno, por lo que su uso es preferible en la mayor parte de las aplicaciones.

La primera patente de un sistema de amortiguación basado en fluidos MR apareció en Estados Unidos en el año 1994 [12]. Desde entonces y hasta el día de hoy, sectores como el de la automoción o ingeniería civil [13, 14] se han encargado de impulsar el desarrollo de esta nueva tecnología. En el sector de la automoción destaca el primer amortiguador MR comercial, el Delphi Magneride [8] (Figura 5), que ha sido exitosamente implantado en vehículos de marcas americanas como Cadillac [15] (prácticamente en toda la gama), o Chevrolet [16] (en su modelo más deportivo y carismático; el Corvette). Grupos europeos de este sector, como por ejemplo Volkswagen bajo la marca Audi [17], también han mostrado su interés en esta tecnología. Así mismo, otros sectores industriales como el militar [18], el del calzado [19], o el de los electrodomésticos [20] también trabajan en la aplicación de los amortiguadores MR.

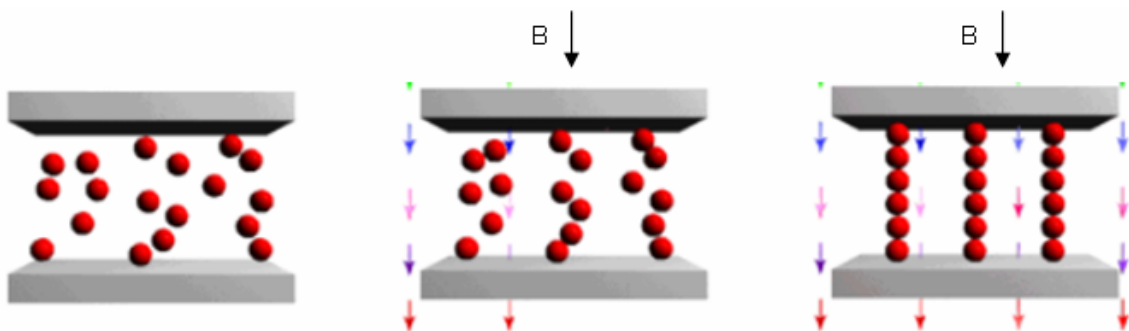


Figura 4: Alineación de las partículas magnéticas de un fluido MR ante la aplicación de de una densidad del flujo magnético B.



Figura 5: Amortiguador Delphi Magneride [8].

En cualquiera de estas aplicaciones, el grado de eficacia en el control del comportamiento y la adaptación a las condiciones cambiantes de funcionamiento depende de la calidad del modelo del amortiguador MR y de la lógica de control aplicada. Para un mejor control del sistema, se utilizan modelos empíricos que analizan el comportamiento del amortiguador MR como si se tratara de una caja negra, obteniendo expresiones relativamente simples de bajo coste computacional que definen el comportamiento del mismo con una buena precisión, como por ejemplo pueden ser el modelo Bingham [10], Gamota y Filisco [21], Bouc-Wen [22], Bouc-Wen mejorado [10, 23] o el modelo polinómico [24]. En cada aplicación se debe escoger el modelo que ofrezca mejor compromiso entre la calidad de predicción y el coste computacional que establece en gran medida el tiempo de reacción del sistema. De forma similar, la lógica de control también debe ser seleccionada de acuerdo con los requisitos de la aplicación. Por ejemplo, en el sector de la automoción, lógicas de control tipo skyhook [25] consiguen un menor movimiento de la carrocería lo que conlleva un mayor confort, mientras que lógicas de control del tipo roadhook [26] consiguen una mejor adherencia entre el neumático y el asfalto, lo que se traduce en una mayor eficacia dinámica. Otra opción son las lógicas de control híbridas [26] que reúnen características ventajosas de los skyhook y roadhook, pero a costa de un mayor coste computacional.

En cualquier caso, el rango de actuación del amortiguador MR está limitado por su construcción y dimensiones. Por ello, el amortiguador MR debe ser específicamente desarrollado en función de la aplicación, de modo que el rango de trabajo cubra las necesidades de funcionamiento. Así es necesario comprender el funcionamiento interno del amortiguador para poder realizar un amortiguador MR que se comporte según los requisitos solicitados. Esto es, se han de obtener modelos físicos del amortiguador MR que relacionen los diferentes aspectos físicos del mismo con su funcionamiento. Para ello en primer lugar se ha de determinar el comportamiento del fluido MR y posteriormente integrar este comportamiento en el del amortiguador en base a su geometría, las condiciones de contorno, y a otras propiedades físicas, siendo estos temas los que van a ser tratados en esta tesis.

1.2. Objetivo de la tesis

El objetivo principal de esta tesis es obtener un modelo físico de un amortiguador MR que relacione su respuesta magnetohidrodinámica con el comportamiento magnetoreológico del fluido MR.

En la Figura 6 se expone el diagrama a tratar para alcanzar este objetivo. El amortiguador MR se sustenta sobre tres ejes: el diseño hidráulico, el diseño del circuito magnético y el fluido MR utilizado. Del mismo modo el modelo físico de este amortiguador MR se basa también en el diseño del circuito hidráulico y en los modelos empíricos del circuito magnético (CM) y el fluido MR (FMR). Por ello, previo al modelo físico es necesario caracterizar y modelar el circuito magnético y el fluido MR, haciendo especial hincapié en la caracterización del fluido MR, el cual es la base fundamental del amortiguador MR. Una vez obtenido el modelo físico se evalúa su validez comparando los

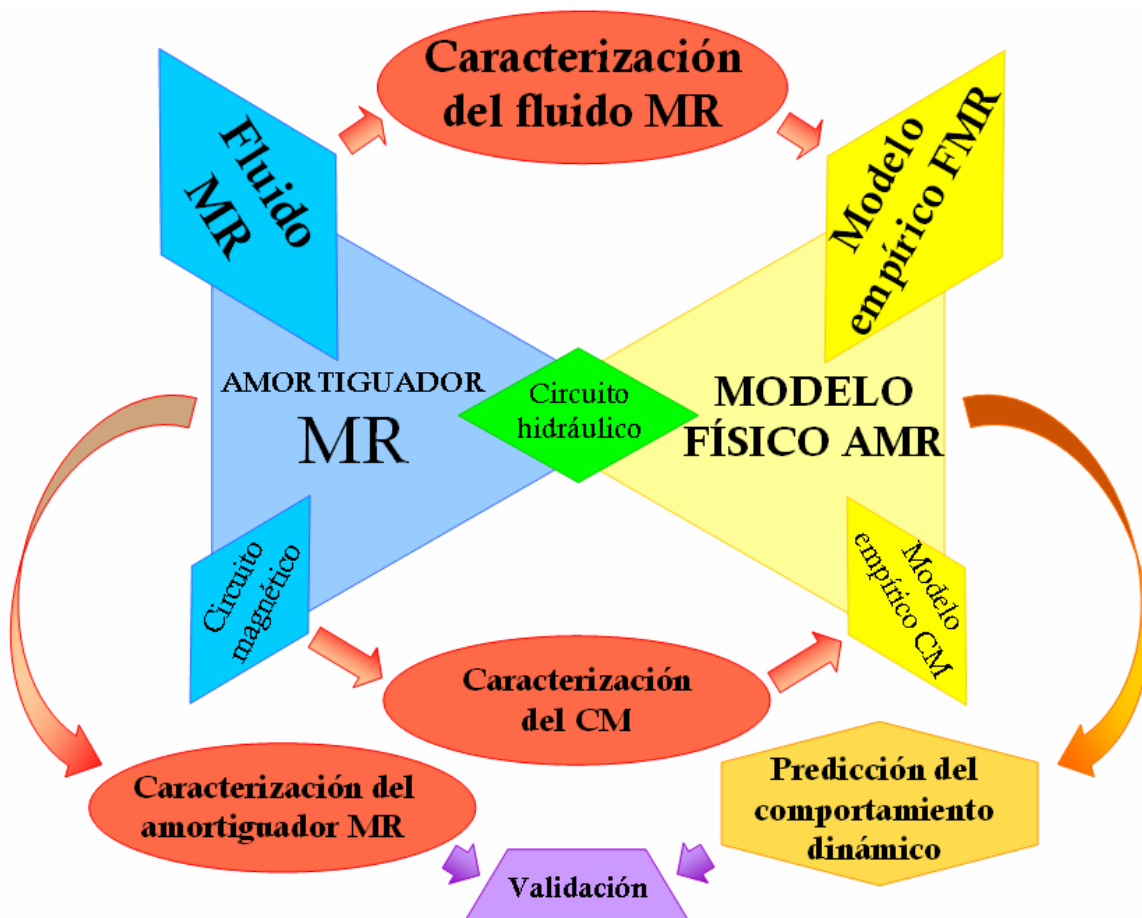


Figura 6: Relación de los objetivos parciales con el objetivo principal de la tesis.

resultados obtenidos de la caracterización del amortiguador MR con los de la predicción del modelo físico.

De este modo, y con el fin de lograr el objetivo principal se han definido los siguientes objetivos parciales:

- Determinar el comportamiento magnetoreológico del fluido MR.
- Desarrollar un modelo magnetoreológico del fluido MR
- Diseñar un prototipo de amortiguador MR en base al objetivo principal.
- Caracterizar y modelar el circuito magnético del amortiguador MR
- Establecer el modelo físico del amortiguador MR.
- Caracterizar el amortiguador MR
- Validar el modelo físico del amortiguador MR.

Capítulo 2

Caracterización y modelo del fluido MR

2.1. Introducción

Los fluidos MR son suspensiones de micro-partículas magnetizables dispersas en un líquido portador mediante surfactantes. Ante la presencia de un campo magnético, estas partículas se alinean en sentido del flujo magnético, restringiendo el flujo de fluido MR, de modo que su comportamiento reológico depende del campo magnético aplicado. Por lo tanto, un modelo del fluido MR debe incluir el comportamiento magnetoreológico, en el cual además del análisis del comportamiento reológico, también se debe contemplar la variación del mismo en función del campo magnético aplicado.

La característica reológica más reseñable de los fluidos MR es el umbral de cizalladura o yield stress. Barnes [27] define el umbral de cizalladura como el punto por debajo del cual no se produce ningún flujo irrecuperable, por lo que argumenta que este umbral no existe en los fluidos MR, debido a que cualquier material bajo una determinada carga exhibe fluencia. No obstante, en general se considera que el umbral de cizalladura delimita un cambio de comportamiento notable y repentino respecto a la velocidad de cizalladura, y así se admite la existencia de un umbral de cizalladura asociado con la formación de las cadenas de partículas. López-López *et al.* [28], en cambio, proponen dos umbrales de cizalladura; uno estático y otro dinámico. Volkova *et al.* [29] también han hallado dos umbrales de cizalladura en sus ensayos, pero indican que solo el segundo de ellos corresponde al comportamiento reológico del fluido MR, debiéndose el primero a un problema del sistema de medición utilizado.

En la bibliografía existen numerosos trabajos [30 – 37] en donde se analiza el umbral de cizalladura en base a las leyes físicas que establecen la interacción magnética de las partículas con el objetivo de desarrollar un modelo físico. Estos modelos resultan útiles para el desarrollo y síntesis de nuevos fluidos MR, ya que relacionan las propiedades principales del fluido MR con su composición. Sin embargo al concentrarse únicamente en aspectos determinados del comportamiento del fluido MR, como en el umbral de cizalladura, la capacidad de predicción del comportamiento del fluido MR en todo su rango de funcionamiento es limitada. En este sentido resultan más adecuados los modelos empíricos basados en los resultados experimentales, que logran predicciones de comportamiento apropiados de forma más sencilla. De este modo a fin de lograr un buen modelo físico del amortiguador MR es fundamental partir de un modelo empírico del fluido MR, por ello resulta determinante la caracterización experimental de dicho fluido.

Tomando como referencia el umbral de cizalladura, se diferencian los modelos empíricos del comportamiento en el pre-umbral y los modelos empíricos del comportamiento en el post-umbral. El

modelo empírico del post-umbral describe el comportamiento del fluido MR una vez iniciada la fluencia. Este modelo es el más utilizado en la mayoría de las aplicaciones, justificando su utilización en la poca relevancia del pre-umbral en el comportamiento global del fluido. Así, los modelos más utilizados son el modelo de Bingham [38] donde el comportamiento post-umbral es newtoniano, el modelo de Herschel Buckley [38] en el que el comportamiento post-umbral es pseudoplástico y el modelo biplástico [39] en el que el comportamiento post-umbral es biviscoso. En la Figura 7 se muestra el reograma que relaciona la tensión de cizalladura con la velocidad de deformación de los modelos citados.

El modelo empírico del pre-umbral describe el inicio del flujo, lo que permite comprender el funcionamiento de los fluidos MR. En el artículo de Gandhi *et al.* [40] se recopilan múltiples modelos, así como resultados experimentales sobre el pre-umbral. Estos resultados exponen que en el pre-umbral predomina el comportamiento elástico con una ligera influencia del comportamiento viscoso, por lo que los autores proponen el modelo sólido de Kelvin-Voight (Figura 8 (a)) para describir el pre-umbral (un parámetro elástico, G , con un parámetro viscoso débil, μ , en paralelo). Sin embargo Kamath y Wereley [41] argumentan que el modelo más adecuado para representar el pre-umbral de un fluido MR depende del rango de frecuencias y del nivel de deformación. Así en el trabajo [42] proponen un modelo de Kelvin-Voight (Figura 8 (a)), mientras que en [41] proponen un modelo de fluido de tres parámetros (Figura 8 (b)) en donde el comportamiento pre-umbral es principalmente viscoso (se añade un segundo parámetro viscoso en serie al modelo del Kelvin-Voight).

Para completar el modelo magnetoreológico del fluido MR hace falta considerar la evolución de los parámetros de los modelos del pre-umbral y post-umbral respecto al campo magnético aplicado. Sin embargo no se ha hallado ningún trabajo en la bibliografía que describa la evolución de cada parámetro de estos modelos reológicos de forma individual respecto al campo magnético. Así, las referencias bibliográficas se centran más bien en características específicas del fluido, como el umbral de cizalladura, y únicamente modelan su evolución respecto al campo magnético aplicado.

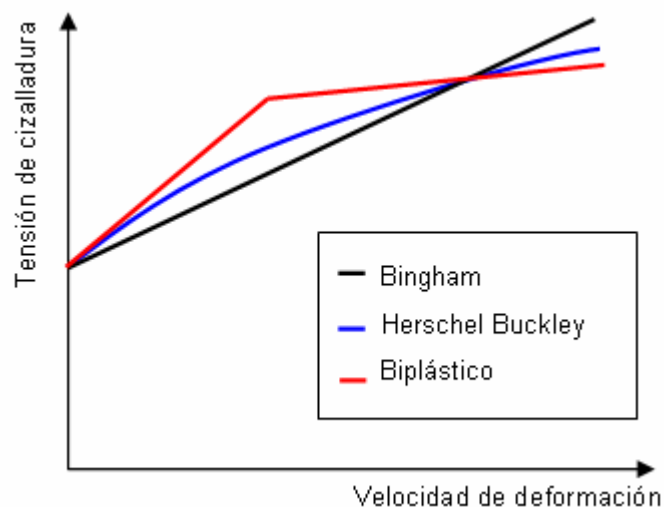


Figura 7: Reograma de diferentes modelos de post-umbral.

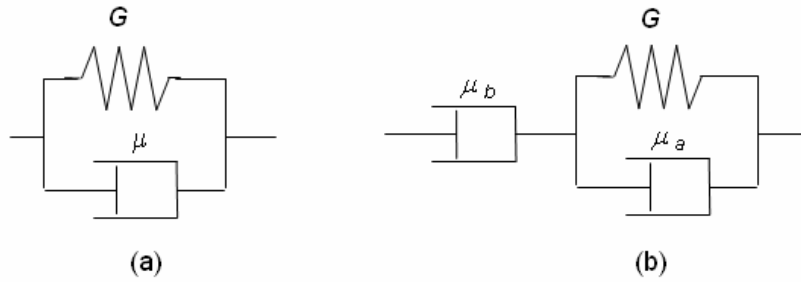


Figura 8: Modelo sólido de Kelvin-Voight (a) y modelo de fluido de tres parámetros (b).

Generalmente se considera una relación lineal entre la densidad del flujo magnético aplicado y el umbral de cizalladura [10, 24]. En algunos casos se contempla una relación cuadrática [43] que se corresponde con la magnetización inicial expuesta por los modelos físicos del fluido MR [34]. Los modelos lineales y cuadráticos están limitados a un rango de campos magnéticos, ya que no incluyen el comportamiento de saturación magnética. Por otro lado en el trabajo de Ma *et al.* [44] se representa la evolución hasta la saturación mediante un modelo Sigmoid asimétrico, el cual se aplica por igual a todo el comportamiento reológico del fluido MR. En la Figura 9 se describe la evolución magnética de los tres modelos citados.

Considerando la carencia de un estudio completo del fluido MR, en este capítulo de la tesis se presenta un modelo empírico que representa el comportamiento reológico en el pre-umbral y en el post-umbral, y que considera la evolución de cada uno de los parámetros del mismo respecto al campo magnético aplicado. De este modo se propone un único modelo magnetoreológico que describe todo el comportamiento magnetoreológico del fluido MR. Como se trata de un modelo empírico, en esta tesis se abordara en primer lugar la caracterización del fluido MR.

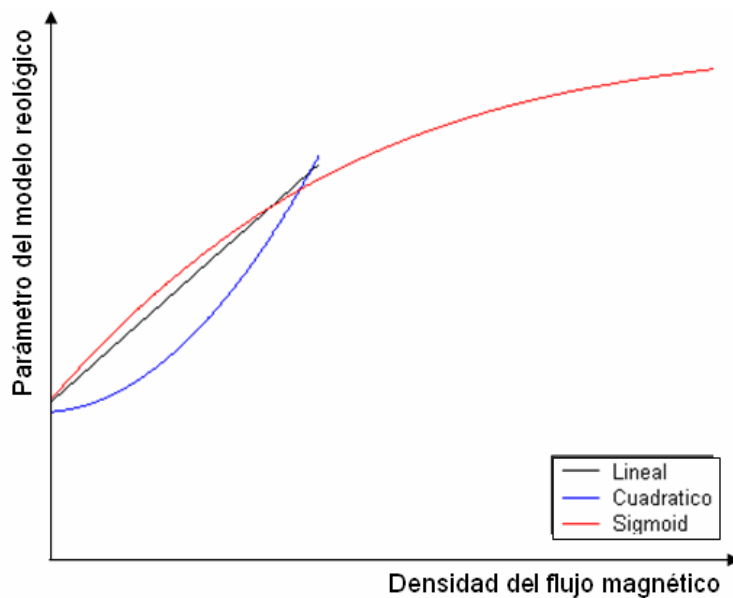


Figura 9: Modelos magnéticos.

2.2 Caracterización del fluido MR

La caracterización magnetoreológica de los fluidos MR se ha realizado mediante el reómetro rotacional Anton Paar Physica MCR-501 (Figura 10), equipado con una célula magnetoreológica MRD 180 [45], un sistema de medición de platos paralelos, y un baño de agua Julabo F25 para el control de la temperatura.

2.2.1. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Para lograr resultados correctos en la caracterización del fluido MR es importante seguir una metodología precisa y sistemática en cada fase de la caracterización. A continuación se analizan las tres fases del proceso de caracterización; el llenado de la muestra, la aplicación del campo magnético y la conversión de los resultados experimentales en propiedades reológicas.



Figura 10: Reómetro rotacional Anton Paar Physica MCR-501.

2.2.1.1. Método de llenado de la muestra

En el sistema de platos paralelos, el llenado de la muestra es un factor determinante. Debido a los bajos gaps utilizados en las medidas, ligeras variaciones en la cantidad de muestra afectan considerablemente a los resultados, ya que el par necesario para aplicar el giro de torsión es muy sensible al radio externo de la muestra de fluido. El proceso de llenado propuesto se realiza ajustando el volumen de la muestra en pequeñas cantidades hasta que el resultado se corresponde con un patrón. Dicho patrón se obtiene caracterizando el fluido mediante el sistema de medida de doble gap que no presenta los problemas de llenado del sistema de platos paralelos. A modo de ejemplo, en la Figura 11 se presenta un esquema del método de llenado para un fluido Newtoniano.

2.2.1.2. Aplicación del campo magnético

La célula magnetoreológica genera un campo magnético inducido entre platos aplicando una corriente eléctrica en el bobinado del plato base del sistema de medida. El campo magnético inducido depende de la distancia entre platos y de la permeabilidad del fluido. En la Figura 12 se observa la densidad del flujo magnético, B , a lo largo del radio de los platos ($r = 10 \text{ mm}$) en el caso de un fluido de alta permeabilidad para distintas intensidades de corriente de excitación, I , de la bobina. La densidad del flujo magnético es prácticamente constante a excepción de la zona central, pero teniendo en cuenta que el par generado por el fluido en la parte central es despreciable, a la hora de realizar los cálculos de conversión se puede considerar que la densidad del flujo magnético es constante en todo el radio, y por lo tanto en todo el gap.

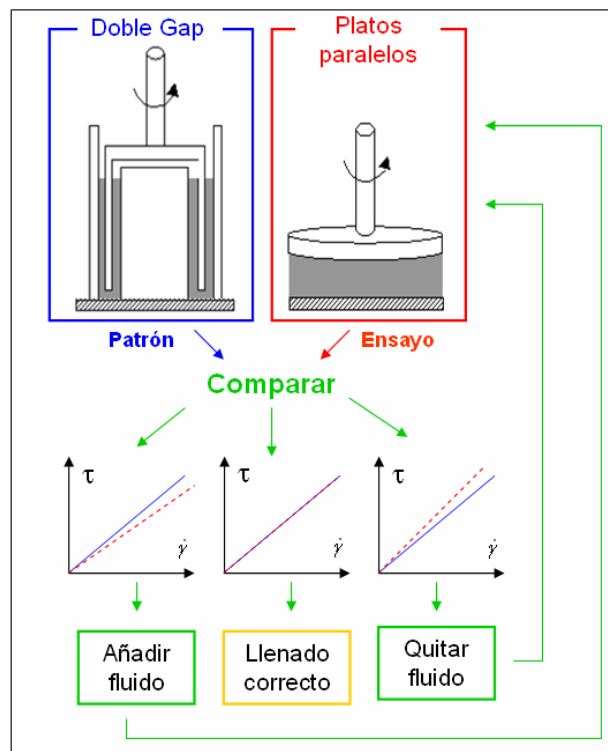


Figura 11: Proceso de llenado de la muestra para un fluido Newtoniano.

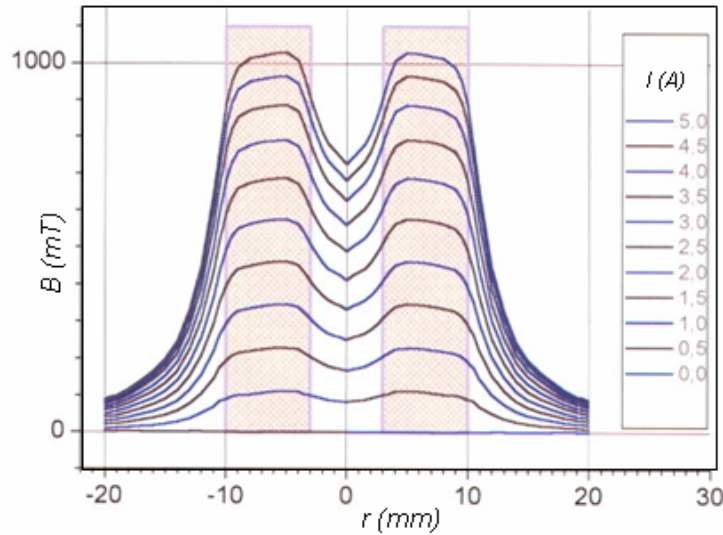


Figura 12: Densidad del flujo magnético generado por el reómetro Anton Paar MCR501 en función del radio del plato para diferentes intensidades [46].

En la caracterización magnetoreológica del fluido MR, la densidad de flujo magnético depende de la corriente aplicada, del gap y de la permeabilidad del fluido ensayado. El fluido que se ha utilizado en esta tesis doctoral es Lord MRF 122-2ED. La permeabilidad relativa, ϵ_0 , de este fluido se ha caracterizado en la sede central de Anton Paar (Figura 13 (a)), en donde se ha utilizado el mismo sistema de medida que se utiliza en esta tesis doctoral, pero con un sensor Hall integrado en la célula magnetoreológica. Este sensor permite determinar la densidad del flujo magnético en relación a la corriente aplicada para la configuración de caracterización del fluido establecida en este trabajo, con un gap de 0,75mm (Figura 13 (b)). Mediante estos resultados se establece el comportamiento reológico en función del campo magnético a partir de la intensidad aplicada por la célula MR.

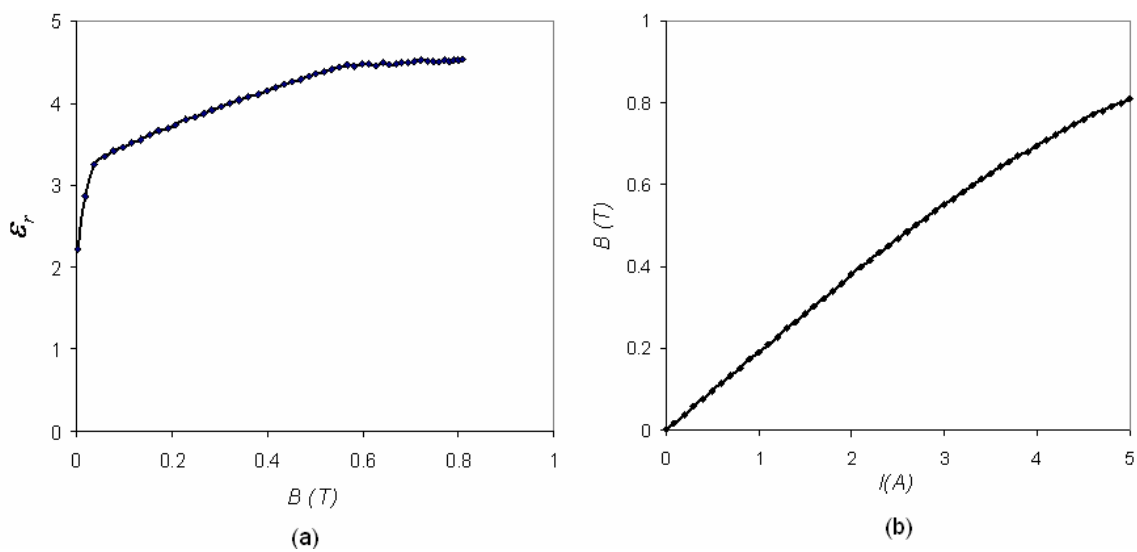


Figura 13: Permeabilidad relativa en función de la densidad del flujo magnético (a) y densidad del flujo magnético respecto a la corriente (b) del fluido Lord MRF 122-2ED confinado en un gap de 0.75mm.

2.2.1.3. Método de conversión

El reómetro utiliza los factores de conversión indicados en la norma 53018-1 [47] mediante los cuales relaciona la velocidad de rotación del sistema de medición, ω , con la velocidad de deformación, $\dot{\gamma}$, y el par, M , con la tensión de cizalladura, τ . En la configuración de platos paralelos no todo el fluido está sometido a la misma sollicitación. Así, la norma 53018-1 [47] considera la sollicitación en el radio externo R como referente, con lo que se tienen las siguientes relaciones entre los valores empíricos medidos en el reómetro y los valores reológicos calculados para el fluido MR:

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_R = \frac{\omega \cdot R}{h} \\ \tau_R = \frac{2 \cdot M}{\pi \cdot R^3} \end{cases} \quad (\text{Ec. 1})$$

donde h es la altura del gap.

Sin embargo hay que matizar que la norma 53018-1 [47] se refiere únicamente a la caracterización de fluidos newtonianos, por lo que, el factor de conversión asociado al par utilizado por defecto por el reómetro conlleva cierto error si se caracterizan fluidos no newtonianos, tal y como se ha indicado en [48 – 53]. Así, para la caracterización cuantitativa de fluidos no newtonianos, como es el caso del fluido MR, se ha de considerar el par medido por el reómetro y posteriormente aplicar el método de conversión corregido acorde al tipo de fluido.

Una de las correcciones más utilizadas es la expuesta por Soskey y Winter [49], en la que la conversión de la velocidad de giro se realiza de forma similar a la norma [47] y la conversión del par se realiza de forma análoga al método desarrollado por Rabinowitsch para el caso de reómetros capilares [54], por lo que a este método también se le conoce como el método de Rabinowitsch.

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_R = \frac{\omega \cdot R}{h} \\ \tau_R = \frac{2 \cdot M}{\pi \cdot R^3} \cdot \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{4} \cdot \frac{d \ln M}{d \ln \dot{\gamma}_R} \right) \end{cases} \quad (\text{Ec. 2})$$

Shaw y Liu [50] afirman que la derivación de los datos utilizados por la corrección obtenida a partir del método de Rabinowitsch puede producir errores substanciales debido a imprecisiones en medidas sucesivas, por lo que defienden las correcciones de punto único que no conllevan este problema. Carvalho *et al.* [52] afirman que la corrección de punto único es la solución más práctica a los problemas del sistema de platos paralelos en fluidos no newtonianos. En estos métodos, la expresión de conversión es muy similar a la norma [47], solo que el radio de referencia, r_s , no coincide con el radio externo sino que está entorno a 3/4-4/5 del mismo, dependiendo el valor óptimo del tipo de fluido.

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_{r_s} = \frac{\omega \cdot r_s}{h} \\ \tau_{r_s} = \frac{2 \cdot M}{\pi \cdot r_s^3} \end{cases} \quad (\text{Ec. 3})$$

Con el método de punto único se obtienen unos resultados precisos para la mayor parte de los fluidos pseudoplásticos y dilatantes [52]. Sin embargo esta precisión se pierde en fluidos que exhiben un cambio de comportamiento reológico repentino, como es el caso de los fluidos MR.

Zubieta *et al.* [53] (ver anexo 1) proponen un nuevo método de conversión que se desarrolla sobre un comportamiento reológico genérico del fluido, el cual está discretizado logarítmicamente (Ec. 4) en base a diferenciales de comportamiento newtoniano, tal y como se muestra en la Figura 14.

$$\gamma_{i+1} = z \cdot \gamma_i \quad (\text{Ec. 4})$$

La velocidad de deformación se obtiene de forma similar a la norma [47], mientras que el esfuerzo cortante se obtiene como suma del comportamiento de cada intervalo.

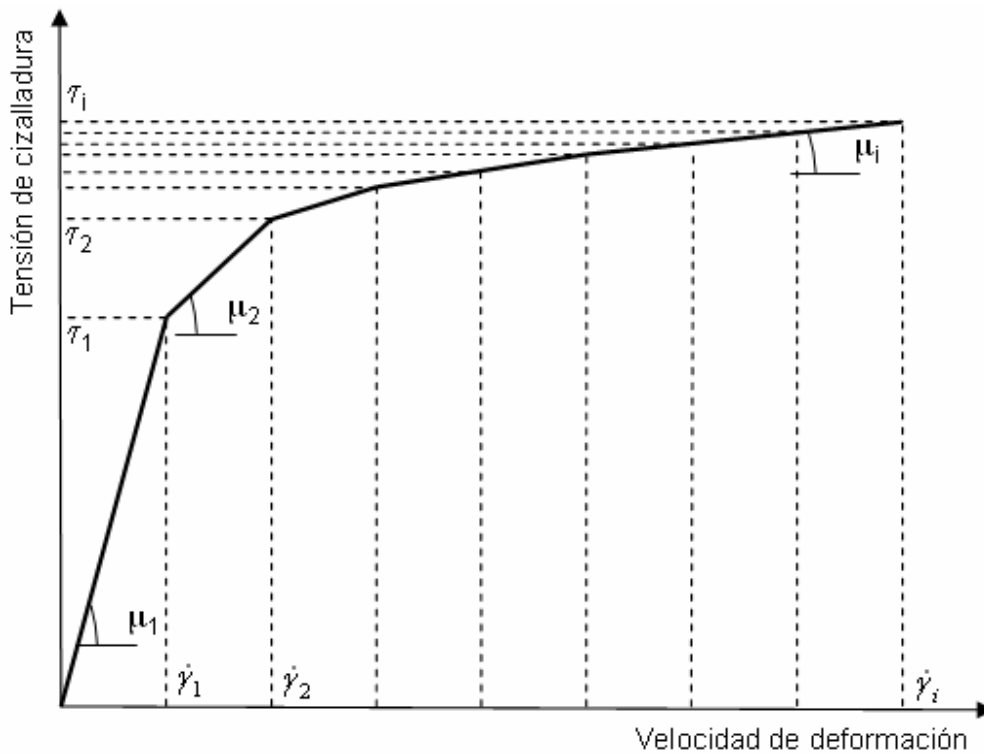


Figura 14: Discretización del comportamiento reológico de un fluido genérico.

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_R = \frac{\omega \cdot R}{h} \\ \tau_R = \sum_n \mu_i \cdot (\dot{\gamma}_i - \dot{\gamma}_{i-1}) \end{cases} \quad (\text{Ec. 5})$$

donde los valores de la viscosidad dinámica de cada intervalo, μ_i , se resuelven según la expresión del par del ensayo correspondiente considerando las viscosidades de intervalos precedentes (Ec. 8).

$$M = \int_0^R \tau(\dot{\gamma}) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr \quad (\text{Ec. 6})$$

$$M_i = 2 \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \left(\frac{\mu_i \cdot \dot{\gamma}_i}{4 \cdot z^{+(-)}} + \sum_{j=2}^i \left(\mu_j \cdot \dot{\gamma}_j \cdot \frac{z^+ - 1}{4 \cdot z^{+(-+j)}} + \left(\mu_j \cdot \dot{\gamma}_{j-1} - \sum_{k=1}^{j-1} \mu_k \cdot (\dot{\gamma}_k - \dot{\gamma}_{k-1}) \right) \cdot \frac{1 - z^3}{3 \cdot z^{3(-+j)}} \right) \right) \quad (\text{Ec. 7})$$

$$\mu_i = \frac{\frac{M_i}{2 \cdot \pi \cdot R^3} - \frac{\mu_i \cdot \dot{\gamma}_i}{4 \cdot z^{+(-)}} - \sum_{j=2}^i \left(\sum_{k=1}^{j-1} \mu_k \cdot (\dot{\gamma}_k - \dot{\gamma}_{k-1}) \right) \cdot \frac{z^3 - 1}{3 \cdot z^{3(-+j)}} - \sum_{j=2}^i \left(\mu_j \cdot \dot{\gamma}_{j-1} \cdot \frac{z^3 - 1}{3 \cdot z^{3(-+j)}} - \mu_j \cdot \dot{\gamma}_j \cdot \frac{z^4 - 1}{4 \cdot z^{+(-+j)}} \right)}{\dot{\gamma}_i \cdot \frac{z^4 - 1}{4 \cdot z^4} - \dot{\gamma}_{i-1} \cdot \frac{z^3 - 1}{3 \cdot z^3}} \quad (\text{Ec. 8})$$

El hecho de considerar valores de intervalos anteriores para el cálculo del último valor, puede conllevar errores sistemáticos debidos a las imprecisiones introducidas en mediciones sucesivas [50]. Para evitar este tipo de errores, el método propuesto restringe los valores de viscosidad obtenidos (Ec. 8) a valores comprendidos entre 0 y la viscosidad aparente, μ_a , puesto que ningún otro valor es factible en un fluido de carácter general pseudoplástico como es el fluido MR. La necesidad de limitar el valor de la viscosidad, μ_{lim} , indica que la última medición de par ha sido errónea, o que valores de viscosidad anteriores, μ_{i-1} , son erróneos, por lo que en caso de corregir la viscosidad del último intervalo, la viscosidad del intervalo previo es también recalculada, μ'_{i-1} , para compensar la mitad de la diferencia del par del último ensayo realizado y minimizar el error (Ec. 9).

$$\mu'_{i-1} = \mu_{i-1} + \frac{(3 \cdot z^4 - 4 \cdot z^3 + 1) \cdot z^4}{7 \cdot z^4 - 8 \cdot z^3 - 4 \cdot z + 5} \cdot \frac{\mu_i - \mu_{lim}}{2} \quad (\text{Ec. 9})$$

En la Figura 15 se compara y se valida el método propuesto respecto a otros métodos de conversión para un fluido biviscoso teórico de referencia; el método utilizado por el reómetro [47], el de Rabinowitsch [49] y el de punto único [52]. Para la comparación se calcula el par que genera el reómetro para un fluido biviscoso en un rango de velocidades de rotación, y posteriormente estos datos son reconvertidos a los de tensión de cizalladura y velocidad de deformación mediante los métodos de conversión analizados.

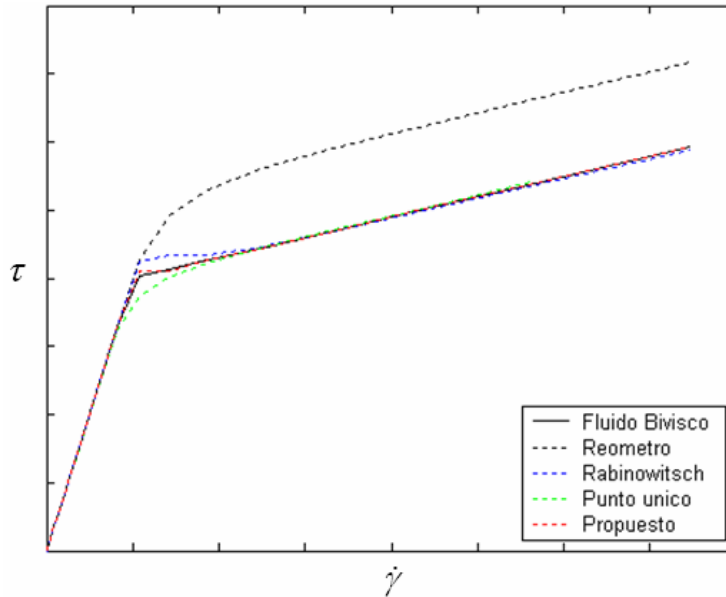


Figura 15: Comparación de los métodos de conversión para un fluido bivisco.

Como se observa en la Figura 15, el método propuesto es el que mejor representa la caracterización de fluidos con un cambio repentino en el comportamiento reológico, por lo que resulta el más adecuado para la caracterización de los fluidos MR.

2.2.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES

La caracterización del fluido Lord MRF-122-2ED se ha realizado analizando 50 puntos logarítmicamente equiespaciados entre velocidades de deformación de 10^{-3} y 750 s^{-1} , para 12 densidades de flujo magnético comprendidos entre 0 y 809 mT, y a una temperatura controlada de 25°C (Figura 16). El reograma a cada excitación magnética se obtiene en un único ensayo, tras el cual, la muestra analizada es desmagnetizada y destensionada mediante ciclos oscilatorios decrecientes de magnetización y deformación. Tras recuperar las condiciones iniciales se vuelve a ensayar según la siguiente excitación magnética hasta completar todos los ensayos con la misma muestra.

Para asegurar que las medidas se han realizado correctamente, se han repetido ensayos para la misma muestra, para otra nueva del mismo fluido MR, e incluso modificando el orden de aplicación del campo magnético o de la velocidad de deformación. Los resultados de estos ensayos han mostrado que el proceso de medida utilizado no induce dispersión en los resultados.

En los resultados de la Figura 16 se observa una gran variación en el comportamiento del fluido ante la aplicación del campo magnético, lo que muestra el efecto magnético sobre el comportamiento reológico de este fluido. No obstante, para excitaciones magnéticas superiores a los 500 mT la variación en el comportamiento es muy leve, lo que indica que en estas condiciones el fluido ya está prácticamente saturado, lo que da muestra de que el fluido ha sido caracterizado en todo su rango útil.

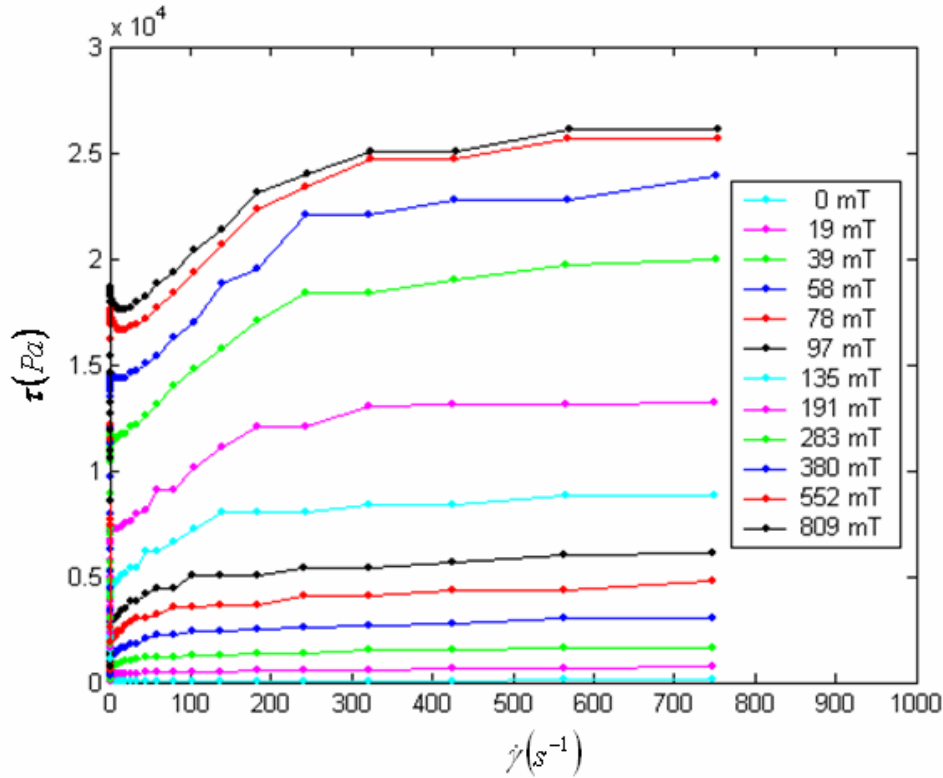


Figura 16: Reograma del fluido Lord MRF-122-2ED excitado bajo densidades de flujo magnético de entre 0 y 809 mT a 25°C.

Por otro lado analizando los resultados según la velocidad de deformación, el comportamiento se asemeja a un fluido biplástico en el que se puede decir que hay dos umbrales, el primero donde se inicia notablemente el movimiento y uno posterior asociado al comportamiento biviscoso. Para evaluar más detalladamente los umbrales de cizalladura y establecer en que medida el comportamiento del fluido es elástico o viscoso, se han realizado ensayos más exhaustivos bajo una determinada densidad de flujo magnético (97 mT) (Figura 17). Así se han analizado 50 puntos logarítmicamente equiespaciados entre velocidades de deformación de 10^{-5} y $2000 s^{-1}$ con diferentes tiempos de muestra (intervalo de tiempo que se deja entre la medición de distintos puntos), lo que conlleva que si bien todos los puntos se han tomado a la misma velocidad de deformación, presentan diferentes deformaciones, γ (cuanto más tiempo pasa la muestra girando a la misma velocidad, mayor es la deformación).

En la Figura 17 se resaltan los dos umbrales de cizalladura (1 y 2) en los que se observa un cambio de comportamiento notable y repentino del fluido. El primer umbral (1) está muy localizado cuando se representa el comportamiento respecto a la deformación (Figura 17 (b)) y está más disperso cuando se estudia respecto a la velocidad de deformación (Figura 17 (a)), hecho que indica que se trata de un umbral elástico. El segundo umbral (2) sin embargo, está más localizado en la Figura 17 (a), lo que indica que es un umbral viscoso. En la Figura 17 (b), el comportamiento del fluido hasta el primer umbral de cizalladura (1) es similar para todos los intervalos de tiempo, por lo que el comportamiento por debajo de este primer umbral es principalmente elástico. Sin embargo por encima de este primer umbral (1) el comportamiento es principalmente viscoso, tal y como indica la

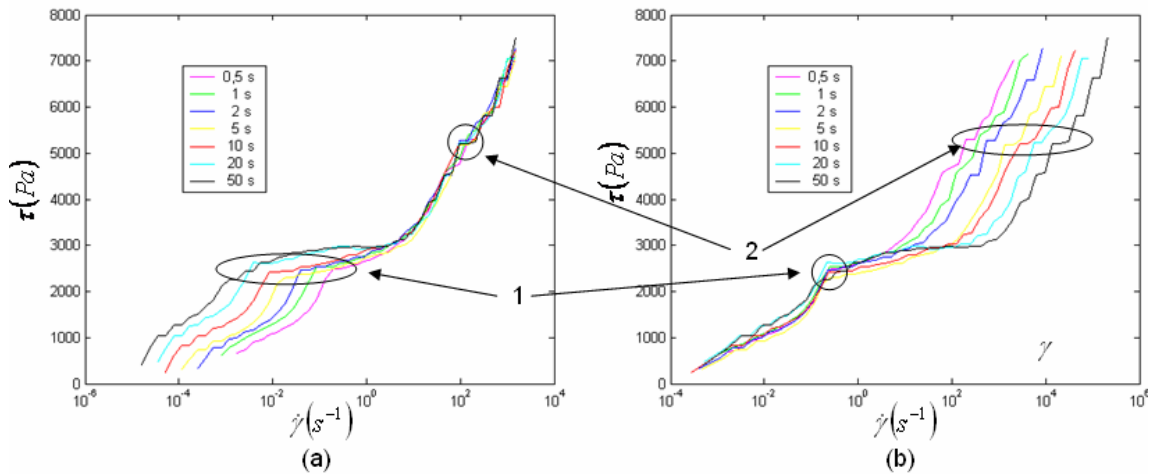


Figura 17: Comportamiento del fluido MR ante distintos intervalos de tiempo de muestra: Tensión de cizalladura respecto a la velocidad de deformación (a) y tensión de cizalladura respecto a la deformación (b).

uniformidad del comportamiento respecto a la velocidad de deformación (Figura 17 (a)). Este comportamiento ha sido descrito por Zubieta *et al.* [55] (ver anexo 2).

Volkova *et al.* [29] obtuvieron resultados similares a Zubieta *et al.* [55], pero el comportamiento del pre-umbral se asocio al deslizamiento entre el fluido y el plato. Con el fin de comprobar si existe tal deslizamiento se ha ensayado la zona del pre-umbral del fluido con ciclos de deformación y se ha medido el esfuerzo cortante correspondiente (Figura 18).

En la Figura 18 se observa que la tensión de cizalladura y el desplazamiento están en fase, lo que indica que el comportamiento en el pre-umbral es elástico, ya que si hubiese deslizamiento, la tensión de cizalladura debería cambiar de signo nada más cambiar el sentido de movimiento.

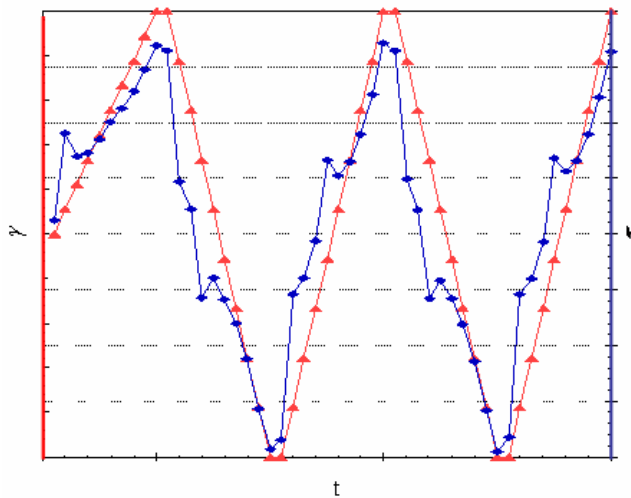


Figura 18: Ensayo cíclico del fluido MR en la zona del pre-umbral.

2.3. Modelo magnetoreológico del fluido MR

Con los resultados de la caracterización experimental del fluido MR se presenta en este apartado un modelo magnetoreológico del fluido MR, que contempla el comportamiento reológico del pre-umbral, del post-umbral y la evolución del comportamiento en ambos regímenes respecto al campo magnético.

Así, se propone un modelo con dos umbrales de cizalladura, τ_G y τ_μ , que diferencia tres comportamientos representados por tres elementos; uno elástico, τ_E , y dos viscosos, τ_{V1} y τ_{V2} (Figura 19 (a)). La parte elástica, τ_E , se rige por un módulo elástico de cizalladura G , hasta el primer umbral de cizalladura, τ_G , asociado a la deformación γ_G . Por otro lado, la primera parte viscosa, τ_{V1} , se rige por una viscosidad μ_{V1} , hasta el segundo umbral de cizalladura, τ_μ , asociado a la velocidad de deformación $\dot{\gamma}_\mu$. La segunda parte viscosa, τ_{V2} , se rige por una viscosidad, μ_{V2} , que actúa en todo el rango de velocidades de deformación. La superposición de estos elementos da como resultado un comportamiento global con dos cambios de curvatura (Figura 19 (b)).

Las ecuaciones que describen el comportamiento del modelo propuesto se obtienen por superposición de las tres partes diferenciadas (Ec. 10):

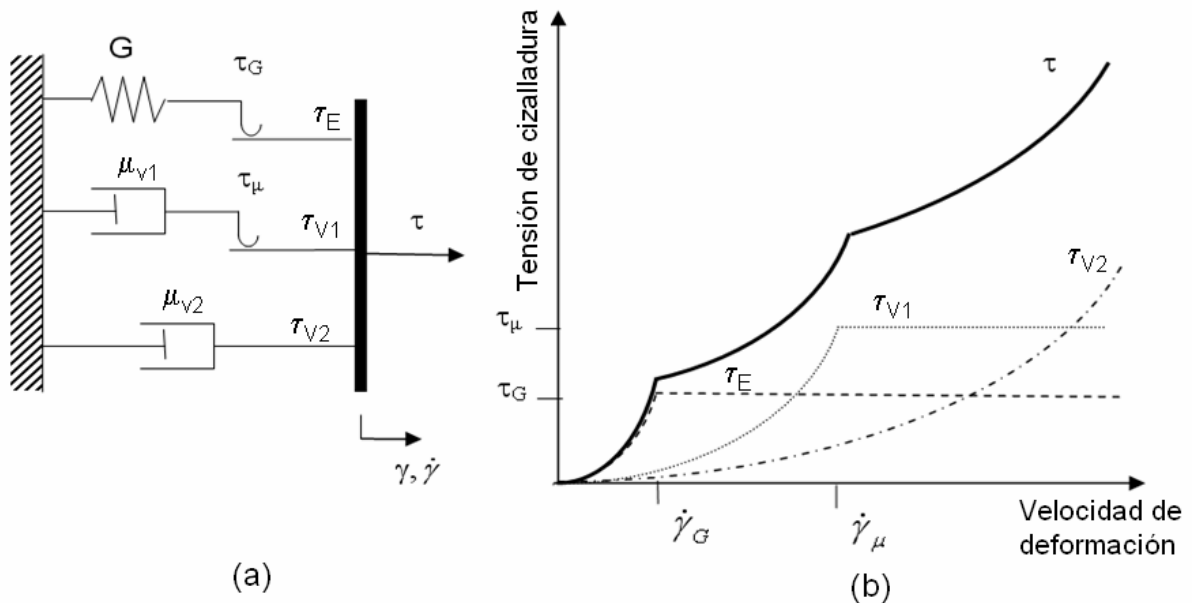


Figura 19: Modelo de fluido MR propuesto: Diagrama (a), y reograma en escala logarítmica (b).

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau = \tau_E + \tau_{V1} + \tau_{V2} \\ \text{Si } \gamma < \gamma_G, \quad \tau_E = G \cdot \gamma, \text{ sino} \quad \tau_E = \tau_G = G \cdot \gamma_G \\ \text{Si } \dot{\gamma} < \dot{\gamma}_\mu, \quad \tau_{V1} = \mu_{V1} \cdot \dot{\gamma}, \text{ sino} \quad \tau_{V1} = \tau_\mu = \mu_{V1} \cdot \dot{\gamma}_\mu \\ \tau_{V2} = \mu_{V2} \cdot \dot{\gamma} \end{array} \right. \quad (\text{Ec. 10})$$

Cada uno de los parámetros de la Ec. 10 cambia con el campo magnético aplicado. El modelo magnetoreológico propuesto contempla la evolución de cualquier parámetro, Y, respecto a la densidad del flujo magnético aplicado:

$$Y = Y_\infty + (Y_0 - Y_\infty) \cdot \frac{1 - \alpha \cdot e^{-\lambda B}}{1 - \alpha} \cdot e^{-\lambda B} \quad (\text{Ec. 11})$$

En la Figura 20 se muestra la evolución de cualquier parámetro Y del modelo propuesto con la densidad del flujo magnético según la ecuación (Ec. 11). El parámetro Y evoluciona desde el valor del parámetro sin campo aplicado Y_0 , al valor de saturación Y_∞ . El valor λ establece el instante de saturación, de modo que cuanto mayor sea, menor será el campo magnético de saturación. El término α regula la reacción inicial a la magnetización en un rango desde 0, donde no hay retraso, hasta 0.5 donde la reacción inicial es nula. Físicamente, la reacción inicial está relacionada con la naturaleza inducida de los dipolos [33], y el tamaño de las partículas (Figura 20). Por ejemplo en los ferrofluidos, las nanopartículas son monodominios y debido a ello reaccionan muy rápido en presencia de un campo magnético. En este sentido el factor α es próximo a 0. Por otro lado, las micropartículas de los fluidos MR están compuestas por múltiples dominios, y debido a ello al aplicar

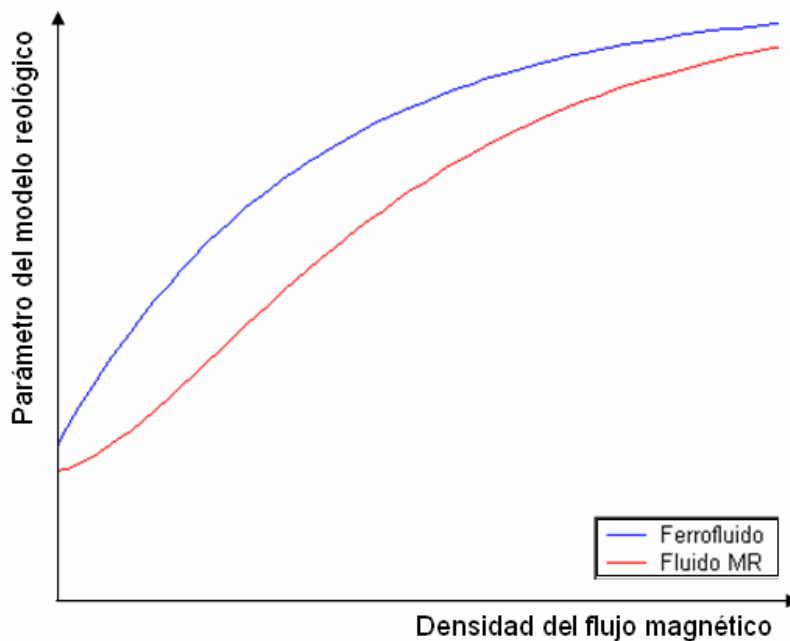


Figura 20: Modelo de magnetización propuesto para ferrofluidos y fluidos MR.

un campo magnético primero es necesaria una alineación interna de los dominios, antes de observar variaciones en el comportamiento global del fluido. En este sentido el factor α es próximo a 0.5 en los fluidos MR.

Zubieta *et al.* [56] han propuesto y aplicado esta evolución magnética a los parámetros de modelos de ferrofluido (Newtoniano) y fluido MR (Bingham y Herschel Buckley). Se ha observado que la evolución magnética propuesta corresponde con los resultados experimentales del ferrofluido Ferrotec APG 2115 y del fluido magnetoreológico Lord MRF-122-2ED (ver anexo 3).

Para validar el modelo magnetoreológico propuesto se compara la predicción del mismo, según los valores de ajuste indicados en la Tabla 1, con los resultados experimentales de la caracterización del fluido Lord MRF-122-2ED en un rango de velocidades de deformación de 10^{-3} a 10^3 s⁻¹, para un tiempo de muestra de 5 s y campos magnéticos aplicados de entre 0 y 809 mT a 25°C (Figura 21 y Figura 22).

Los resultados expuestos muestran la buena predicción del modelo magnetoreológico propuesto en todo el rango de velocidades de deformación y de campos magnéticos analizados, en base a un único modelo y con los mismos parámetros de ajuste en todas las condiciones ensayadas. Este trabajo ha sido enviado para su publicación a la revista Smart Materials and Structures [57] (ver anexo 4 para más detalles).

Tabla 1: Ajuste de los parámetros del modelo.

Y	Y_0	Y_∞	α_Y	λ_Y
G	$G_0 (Pa)$	$G_\infty (Pa)$	α_G	$\lambda_G (T^{-1})$
	7	42000	0.5	7.8
γ_G	γ_{G0}	$\gamma_{G\infty}$	α_{γ_G}	$\lambda_{\gamma_G} (T^{-1})$
	0.17	0.4	0.5	6
μ_{V1}	$\mu_{V10} (Pa \cdot s)$	$\mu_{V1\infty} (Pa \cdot s)$	α_{μ_1}	$\lambda_{\mu_1} (T^{-1})$
	11	33.8	0.5	11
$\dot{\gamma}_\mu$	$\dot{\gamma}_{\mu 0} (s^{-1})$	$\dot{\gamma}_{\mu \infty} (s^{-1})$	$\alpha_{\dot{\gamma}_\mu}$	$\lambda_{\dot{\gamma}_\mu} (T^{-1})$
	0.8	240	0.35	9.5
μ_{V2}	$\mu_{V20} (Pa \cdot s)$	$\mu_{V2\infty} (Pa \cdot s)$	α_{μ_2}	$\lambda_{\mu_2} (T^{-1})$
	0.17	3.2	0.4	10.5

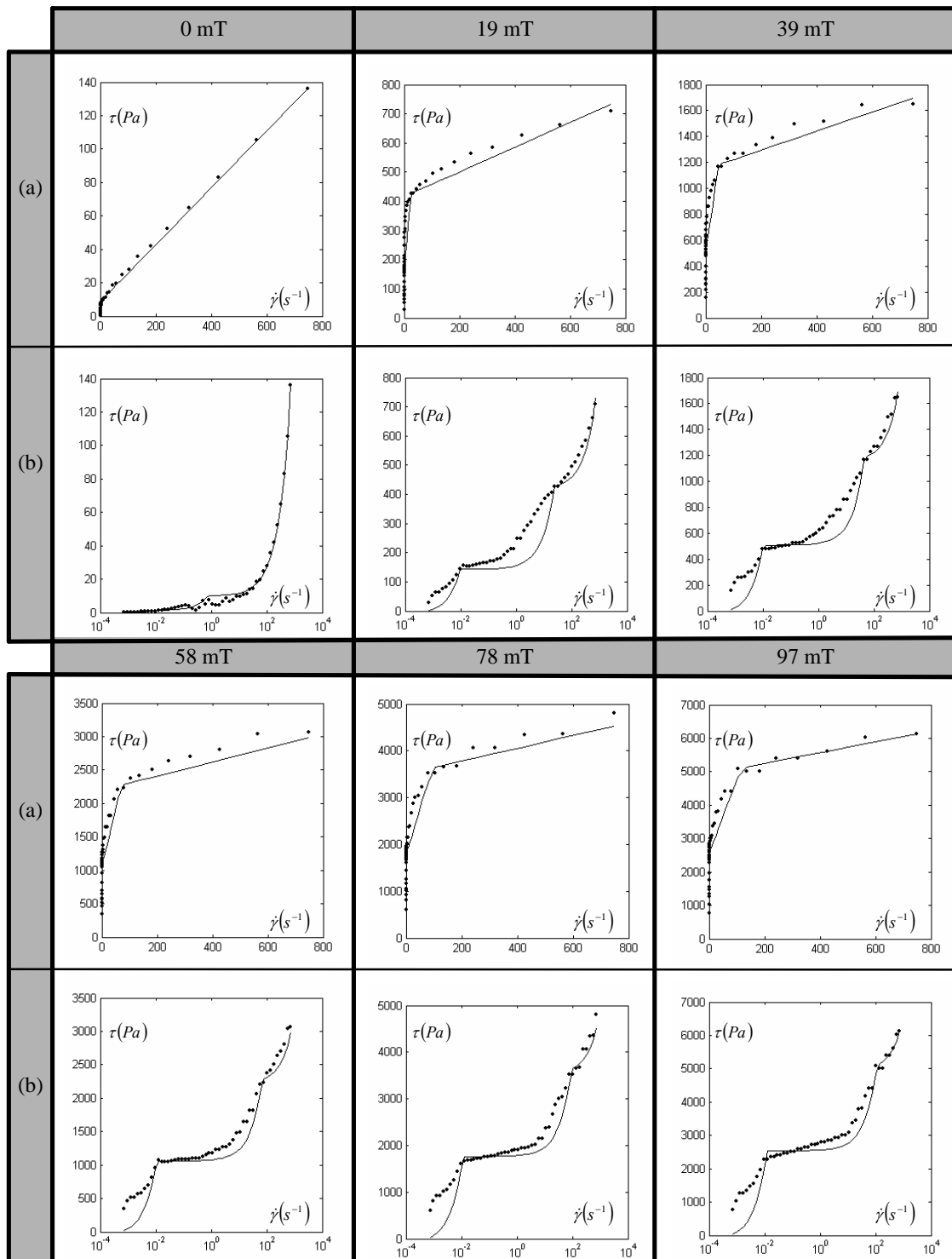


Figura 21: Comportamiento reológico $\tau(\dot{\gamma})$ del fluido Lord MRF-122-2ED excitado a densidades de flujo magnéticos comprendidos entre 0 mT y 97 mT (\bullet), y su ajuste mediante el modelo propuesto ($—$) en escala lineal (a) y logarítmica (b) a 25 °C.

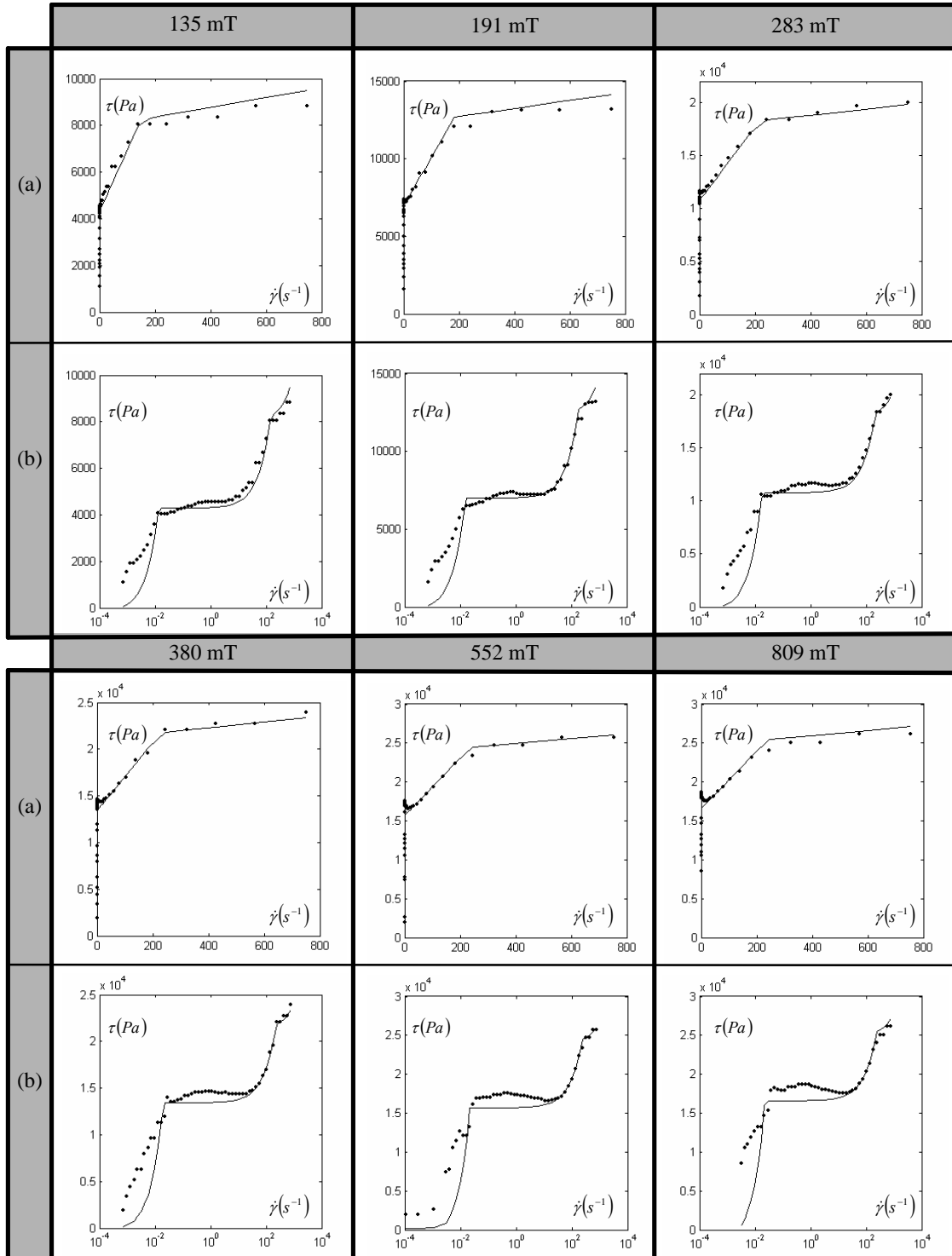


Figura 22: Comportamiento reológico $\tau(\dot{\gamma})$ del fluido Lord MRF-122-2ED excitado a densidades de flujo magnéticos comprendidos entre 135 mT y 809 mT (•), y su ajuste mediante el modelo propuesto (—) en escala lineal (a) y logarítmica (b) a 25 °C.

2.4. Discusión de los resultados

El modelo magnetoreológico propuesto describe el comportamiento reológico del fluido MR en todo el rango de condiciones hidrodinámicas y magnéticas analizadas. Este modelo además, delimita claramente diferentes fases en el comportamiento magnetoreológico del fluido MR identificando dos umbrales de cizalladura.

El modelo magnetoreológico propuesto está de acuerdo con los resultados de diferentes modelos reológicos de la bibliografía dando lugar a un modelo unificado. Así por ejemplo, analizando el comportamiento respecto al primero de los umbrales de cizalladura, el comportamiento en el pre-umbral es similar al modelo de Kelvin-Voight [40], donde se tiene una alta rigidez G y una leve amortiguación resultante de la suma de μ_{V1} y μ_{V2} , y el comportamiento en el post-umbral corresponde con un modelo biviscoso. Sin embargo, si el comportamiento se analiza en base al segundo umbral de cizalladura, el comportamiento en el pre-umbral adquiere un comportamiento principalmente viscoso similar al modelo de fluido de tres parámetros [41], mientras que el comportamiento en el post-umbral es newtoniano. Así, el modelo propuesto está en acuerdo con dos modelos en principio diferentes (un modelo fluidico y el otro sólido). Cabe mencionar que en ocasiones escoger un solo umbral de referencia no es sencillo. En los resultados para campos bajos (Figura 21), el segundo de los umbrales parece ser el umbral de cizalladura principal, mientras que en los resultados para campos mayores (Figura 22) es el primero de los umbrales el más destacable. Por ello se propone el modelo desarrollado, ya que contempla los dos umbrales en el comportamiento del fluido MR.

Por otra parte, la evolución magnética propuesta para los parámetros del modelo está de acuerdo con la magnetización inicial indicada por el modelo de Wereley *et al.* [43], y también con el comportamiento de saturación expuesto en el modelo de Ma *et al.* [44]. Además, el mismo modelo es aplicable a todos los parámetros individuales de comportamiento del modelo propuesto.

Capítulo 3

Modelo y caracterización del amortiguador MR

3.1. Introducción

Los modelos físicos del amortiguador MR se desarrollan en base a modelos de los fluidos MR considerando las leyes físicas de la hidrodinámica y las condiciones de contorno adaptadas a la geometría del amortiguador. Para determinar el modelo físico se define el estado tensional del fluido en el orificio en función de la geometría del mismo, y se obtiene el perfil del esfuerzo de cizalladura en el orificio (Figura 23 (a)) y el perfil de velocidad (Figura 23 (b)), en función del comportamiento reológico del fluido analizado. En el caso de los fluidos MR, el flujo del fluido MR viene determinado por la densidad del flujo magnético aplicado, de modo que al analizar el comportamiento magnetoreológico del fluido hay que contemplar la distribución del flujo magnético a lo largo del orificio.

Las condiciones de contorno que definen el comportamiento dependen del modo de trabajo del fluido. Se consideran tres modos de trabajo del fluido: válvula, cizalladura y mixto. En la mayor parte de los amortiguadores, el fluido pasa por un orificio y se dice que funciona en modo de válvula (Figura 24 (a)) siendo el flujo debido a una diferencia de presión. En otras aplicaciones como en frenos, embragues, o reómetros, el fluido suele funcionar en modo de cizalladura (Figura 24 (b)), de modo que el flujo se debe a un arrastre de una de las superficies en contacto. En algunos amortiguadores, el fluido trabaja en modo mixto (Figura 24 (c)), de modo que el flujo depende tanto del arrastre, como de la diferencia de presión.

El modo de trabajo mas analizado en bibliografía es el modo de válvula. Generalmente el comportamiento del flujo se desarrolla para condiciones de placas paralelas infinitas para fluidos del

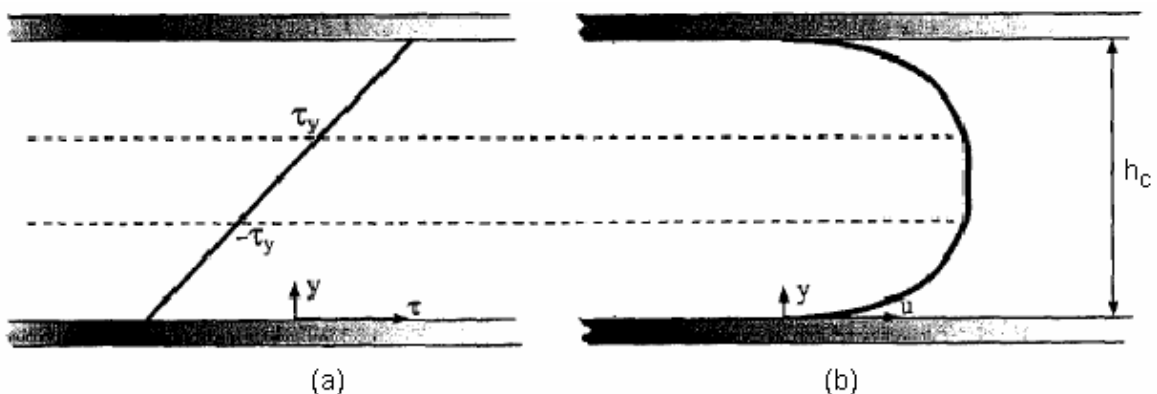


Figura 23: Perfiles de tensión de cizalladura (a) y de velocidad (b) para un fluido de Bingham en un orificio anular de gap h_c [58].

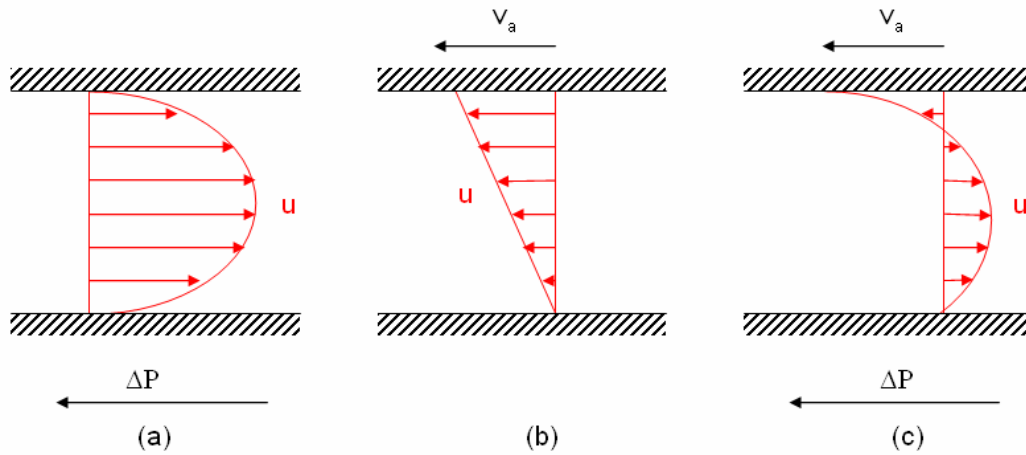


Figura 24: Modos de trabajo del fluido: Válvula (a), cizalladura (b) y mixto (c).

tipo de Bingham [58 – 62], Herschel Bulkley [63], biviscoso [43] o Herschel Bulkley con pre-umbral viscoso [64], a pesar de que se utiliza para describir el comportamiento del amortiguador con orificio anular. Chooi *et al.* [65] han deducido que el error cometido para un fluido de Bingham según la aproximación geométrica de placas paralelas infinitas es mínimo siempre y cuando el gap del orificio anular es pequeño. Por otro lado, He *et al.* [66] y Hong *et al.* [67] han desarrollado un modelo físico con la aproximación de placas paralelas infinitas para un fluido de Bingham que trabaja en modo mixto. Los trabajos descritos relacionan el modelo del fluido MR con el comportamiento dinámico del amortiguador MR. Huang *et al.* [59] representan el comportamiento del amortiguador en función de la densidad de flujo magnético a partir de la caracterización experimental del fluido MR. Mientras que en los trabajos [58, 60, 62, 64, 67] se ajustan los parámetros del modelo del fluido MR mediante la caracterización experimental del amortiguador MR (Figura 25).

En la Figura 25 se observa que la predicción del modelo físico de Hong *et al.* [67] representa el comportamiento general del amortiguador MR, aunque no manifiesta su histéresis característica. La histéresis observada en los resultados experimentales del amortiguador MR se debe a la fricción o el

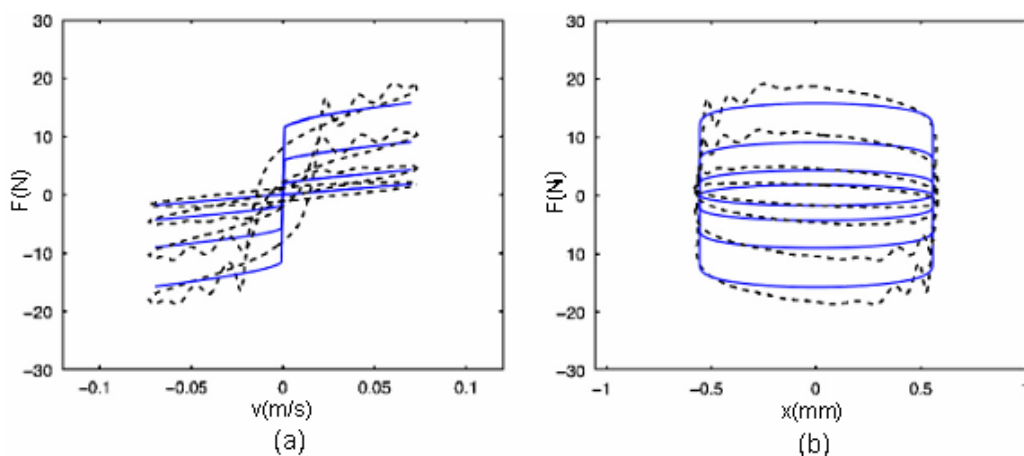


Figura 25: Predicción del modelo de Hong *et al.* (—) respecto a los resultados experimentales (---): Fuerza respecto a la velocidad (a) y fuerza respecto al desplazamiento (b) [67].

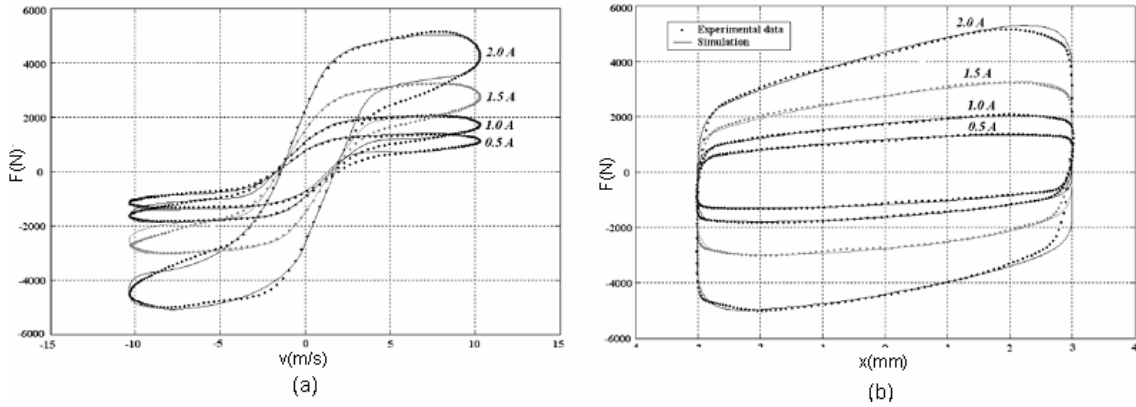


Figura 26: Predicción del modelo de Chooi *et al.* (—) respecto a los resultados experimentales (---): Fuerza respecto a la velocidad (a) y fuerza respecto al desplazamiento (b) [65].

comportamiento elástico, pero no es debido al fluido MR. Así, Chooi *et al.* [65] han incluido parámetros para la fricción y la compresibilidad de la cámara de compensación en su ajuste, de modo que este ajuste mejora considerablemente (Figura 26).

Otro factor importante es la distribución del flujo magnético en el amortiguador MR. Entre los trabajos analizados, son pocos los que estudian dicha distribución. Por ejemplo, Huang *et al.* [59] y Hong *et al.* [67] han considerado una densidad de flujo constante a lo largo del orificio. Por otro lado Aydar *et al.* [62] ofrecen un análisis numérico, calculando la densidad del flujo magnético en el orificio (Figura 27).

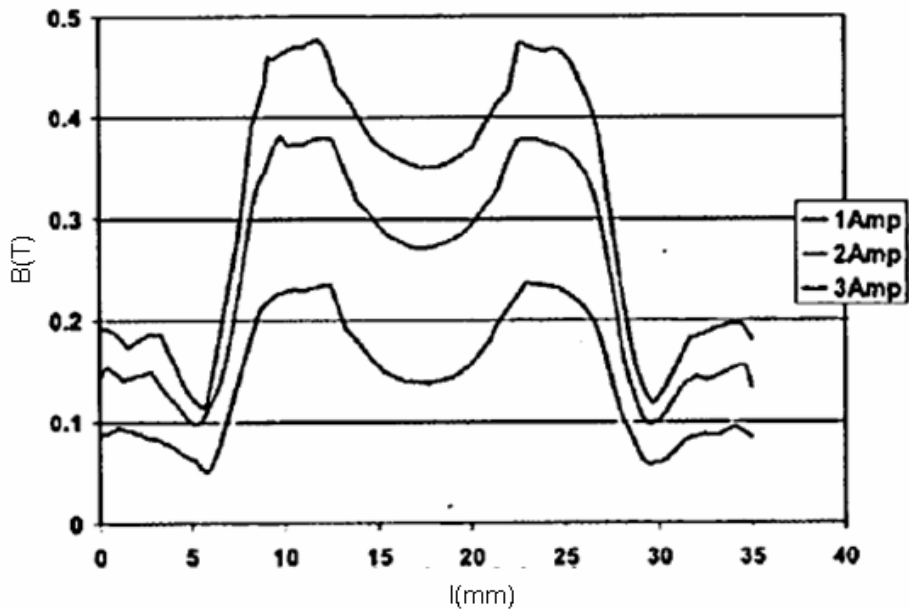


Figura 27: Densidad del flujo magnético en el orificio [62].

En este capítulo se va a desarrollar un modelo físico basado en el modelo empírico del fluido MR presentado en el capítulo anterior. Para ello se ha realizado un diseño específico del amortiguador que engloba el diseño y la caracterización del circuito magnético. Basándose en estos resultados se desarrolla el modelo físico a partir del modelo magnetoreológico del fluido MR considerando la geometría, el modelo magnético del circuito y las condiciones de contorno. Con el fin de evaluar el modelo físico propuesto se caracteriza experimentalmente el prototipo del amortiguador MR con un nuevo método de ensayo y análisis. Por último, la comparación de los resultados del modelo físico y de la caracterización experimental del amortiguador MR en función del campo magnético puede poner en evidencia algunos efectos no discutidos hasta ahora.

3.2. Diseño del amortiguador MR

El diseño del amortiguador MR se ha enfocado a magnificar el efecto del comportamiento reológico del fluido MR en el comportamiento magnetohidrodinámico del mismo. Por ello se contempla especialmente la zona donde se aplica el campo magnético, diseñando el resto del circuito hidráulico de forma que su influencia en el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR sea mínima.

3.2.1. CIRCUITO MAGNÉTICO: DISEÑO Y CARACTERIZACIÓN

En el diseño del circuito magnético se ha considerado la aplicación del campo magnético de forma externa para facilitar el control de dicho campo [68]. Esta aplicación del campo se realiza mediante imanes permanentes de neodimio Eclipse Magnetics [69] que actúan en el conducto exterior que comunica ambas cámaras del amortiguador MR. Se ha escogido un conducto de aluminio con una sección interior rectangular que facilita el control del flujo hidráulico y magnético, tal y como se aprecia en la Figura 28. Tanto la anchura como la longitud exterior del conducto vienen determinados por el tamaño de los imanes. El control del campo magnético aplicado se realiza mediante la superposición de los imanes a cada lado del conducto y modificando la distancia entre ellos mediante espaciadores de plástico de 1.08mm de espesor.

El comportamiento magnético de los imanes se ha caracterizado midiendo la densidad del flujo magnético mediante un gausímetro Hirst Magnetics GM07 a lo largo de la longitud del conducto en las posiciones indicadas en la Figura 29.

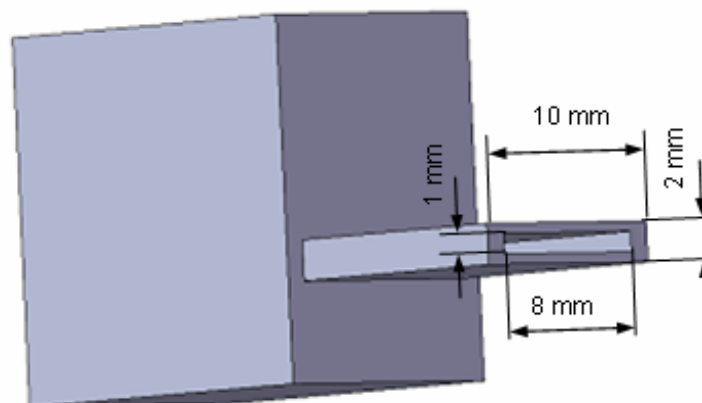


Figura 28: Dimensiones principales del conducto.

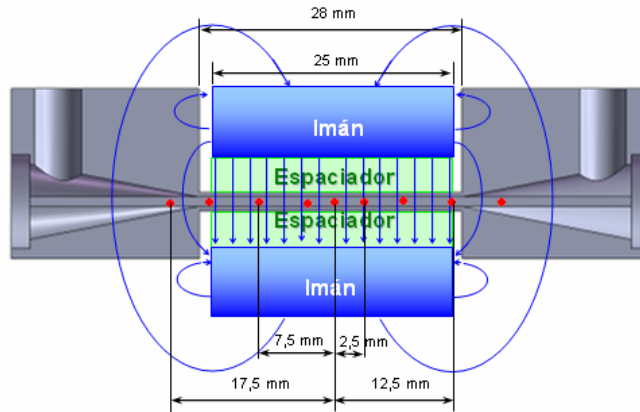


Figura 29: Distribución del flujo magnético a lo largo del conducto.

En la Figura 30 se representa la densidad del flujo magnético en el conducto sin fluido MR para las configuraciones de 1, 2 y 3 imanes a cada lado y hasta 5 espaciadores. Los resultados que se muestran son el promedio de tres medidas. Como se puede apreciar en la Figura 30, el ajuste realizado contempla para todos los casos una zona central de flujo constante que decrece de forma lineal hacia los extremos.

Dado que el fluido MR tiene mayor permeabilidad que el aire (Figura 13), la densidad del flujo magnético será superior. Esta densidad del flujo magnético del caso del fluido MR se ha determinado de forma indirecta mediante un procedimiento experimental, ya que no ha sido posible una medida directa mediante el sensor del gausímetro.

El procedimiento experimental propuesto se basa en la caracterización de los imanes estableciendo

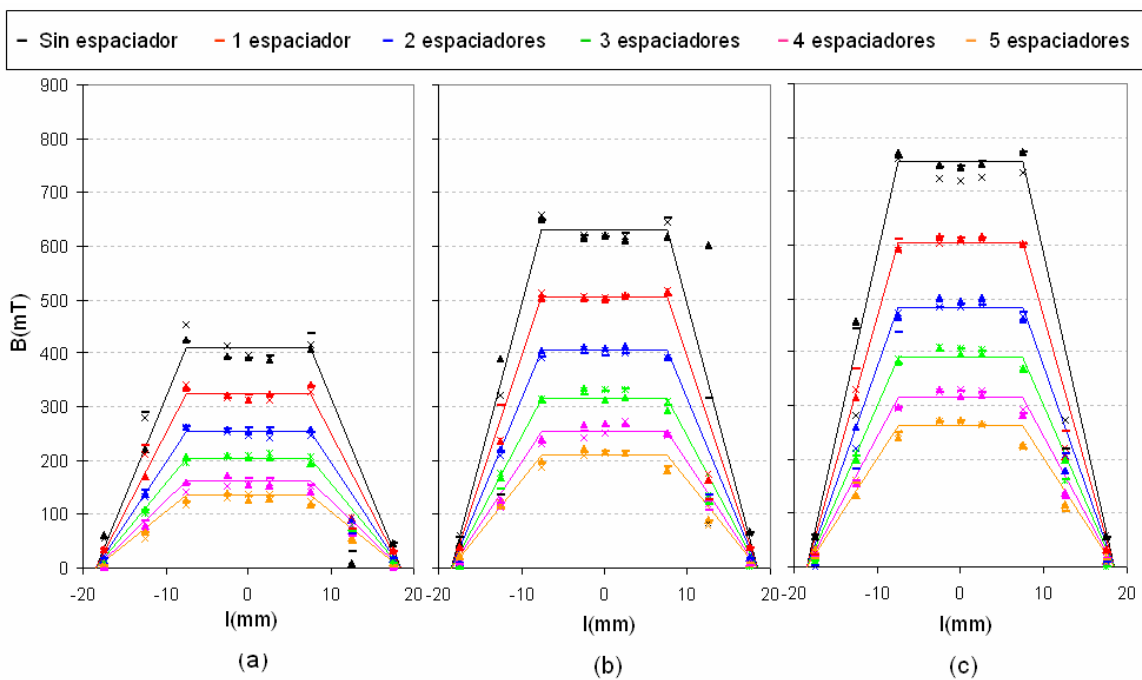


Figura 30: Densidad del flujo magnético sin fluido MR en el conducto: Uno (a), dos (b) y tres imanes (c).

la relación entre el flujo magnético (Φ) y la fuerza magnetomotriz (FMM) según los valores máximos de densidad del flujo magnético en la zona central del conducto (Figura 30). El comportamiento de fuerza magnetomotriz respecto al flujo magnético viene relacionado por la reluctancia del circuito magnético (\mathfrak{R}).

$$FMM = \mathfrak{R} \cdot \Phi \quad (\text{Ec. 12})$$

El flujo magnético es la suma total de la densidad de flujo magnético en el conducto. Para determinar el flujo magnético se considera una densidad constante en la superficie del imán, A .

$$\Phi = B \cdot A \quad (\text{Ec. 13})$$

La reluctancia del circuito magnético, se ha determinado considerando que la permeabilidad del aluminio y del plástico es similar al aire ($\varepsilon \approx \varepsilon_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ Tm/A}$).

$$\mathfrak{R} = \frac{d}{\varepsilon_0 \cdot A} \quad (\text{Ec. 14})$$

siendo d la distancia entre los imanes.

En la Figura 31 se muestra el diagrama que relaciona la fuerza magnetomotriz y el flujo magnético, donde la reluctancia de cada condición ensayada se representa por una línea recta cuya pendiente es mayor cuanto menor es la distancia entre imanes. El diagrama ha sido obtenido considerando los resultados de cuatro de las configuraciones ensayadas (sin espaciador, con 1 espaciador, con 3 espaciadores y con 5 espaciadores para 1, 2 y 3 imanes), mientras que las otras dos configuraciones ensayadas (con 2 y 4 espaciadores para 1, 2 y 3 imanes) son utilizadas posteriormente para validar el método de caracterización indirecta propuesto. Según el diagrama de la Figura 31, se observa que los imanes pueden generar un alto flujo magnético con una baja fuerza magnetomotriz, o un menor flujo magnético con una mayor fuerza magnetomotriz, tal y como muestran las tres condiciones de menor reluctancia modeladas mediante un arco circular. No obstante para flujos magnéticos bajos, la fuerza magnetomotriz se mantiene constante según indican las dos condiciones de mayor reluctancia.

En base a la caracterización de la Figura 31 es posible determinar la densidad del flujo magnético para cualquier configuración en función de la reluctancia de la misma. En la Figura 32 se representa la reluctancia para las configuraciones de 2 y 4 espaciadores sobre el diagrama de la Figura 31, de modo que la intersección de las curvas indica el flujo magnético en cada configuración. A partir de este flujo se obtiene la densidad del mismo según la ecuación (Ec. 13) y se compara con los valores medidos experimentalmente presentados en la Tabla 2. El error relativo observado en los resultados mostrados en la Tabla 2 indica que la caracterización realizada es de precisión, y valida el procedimiento experimental propuesto.

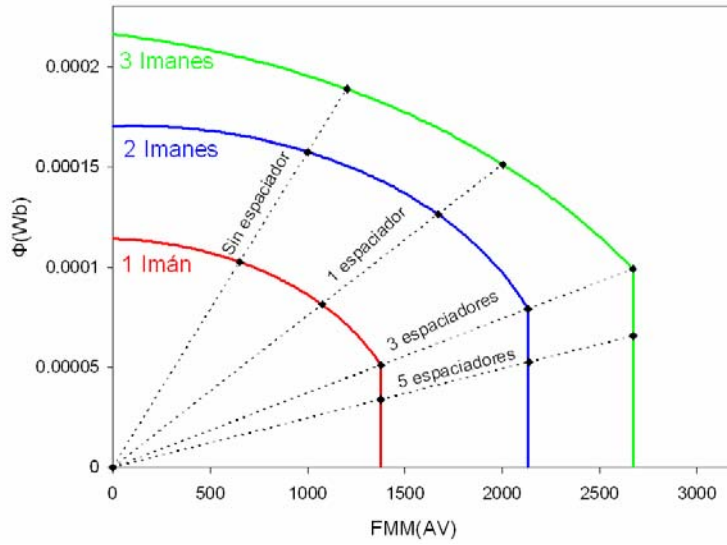


Figura 31: Diagrama que relaciona la fuerza magnetomotriz y el flujo magnético.

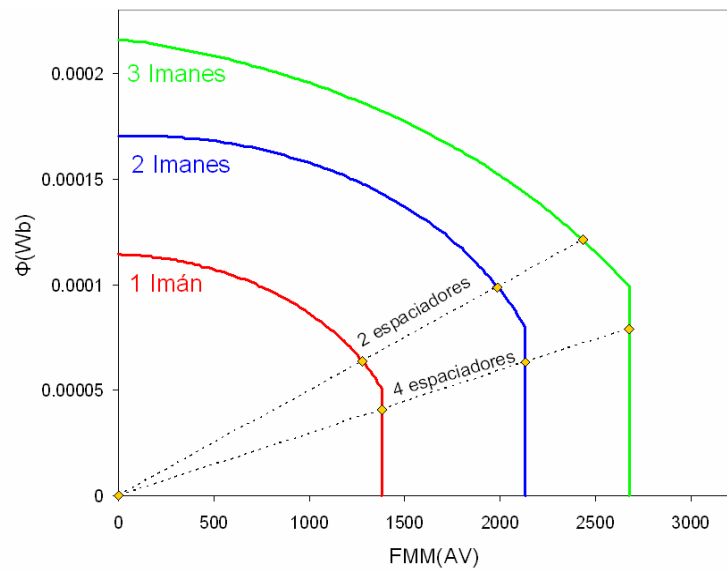


Figura 32: Diagrama que relaciona la fuerza magnetomotriz y el flujo magnético para dos y cuatro espaciadores sin fluido MR.

Tabla 2: Validación de los resultados del procedimiento experimental propuesto.

B	Modelo	Experimental	Error
1 Imán y 2 espaciadores	254.2 mT	255 mT	0.3 %
1 Imán y 4 espaciadores	162.6 mT	162 mT	0.36 %
2 Imanes y 2 espaciadores	395 mT	405 mT	2.46 %
2 Imanes y 4 espaciadores	251.8 mT	253 mT	0.45 %
3 Imanes y 2 espaciadores	483.8 mT	485 mT	0.25 %
3 Imanes y 4 espaciadores	315.6 mT	315 mT	0.19 %

De este modo según el procedimiento experimental propuesto, las densidades del flujo magnético con fluido MR se obtienen en función de la reluctancia del conjunto (Figura 33). Esta reluctancia está compuesta por la reluctancia de los espaciadores y las paredes del conducto que suman una distancia d_0 , y la reluctancia del fluido MR al que le corresponde la altura del orificio h_c (Ec. 15).

$$\mathcal{R} = \frac{d_0}{\epsilon_0 \cdot A} + \frac{h_c}{\epsilon_{MR} \cdot A} \tag{Ec. 15}$$

La Tabla 3, resume los resultados de las densidades de flujo magnético obtenidos mediante el procedimiento experimental propuesto para un fluido Lord MRF-122-2ED en las configuraciones de campo magnético consideradas en la Figura 33.

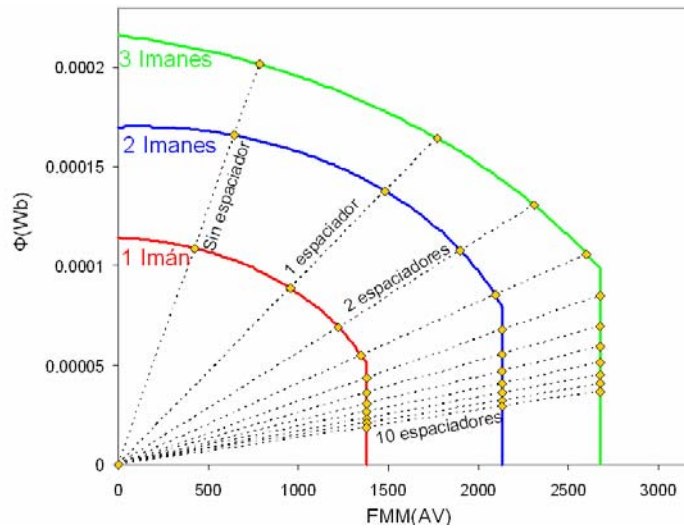


Figura 33: Diagrama que relaciona la fuerza magnetomotriz y el flujo magnético para diferentes configuraciones con un fluido Lord MRF-122-2ED.

Tabla 3: Densidad de flujo magnético en el conducto con fluido Lord MRF-122-2ED.

B (mT)	1 Imán	2 Imanes	3 Imanes
Sin espaciador	436	663	806
1 espaciador	355	551	657
2 espaciadores	277	431	523
3 espaciadores	220	341	424
4 espaciadores	175	272	340
5 espaciadores	144	223	279
6 espaciadores	122	189	237
7 espaciadores	106	164	205
8 espaciadores	94	145	182
9 espaciadores	84	130	163
10 espaciadores	76	117	147

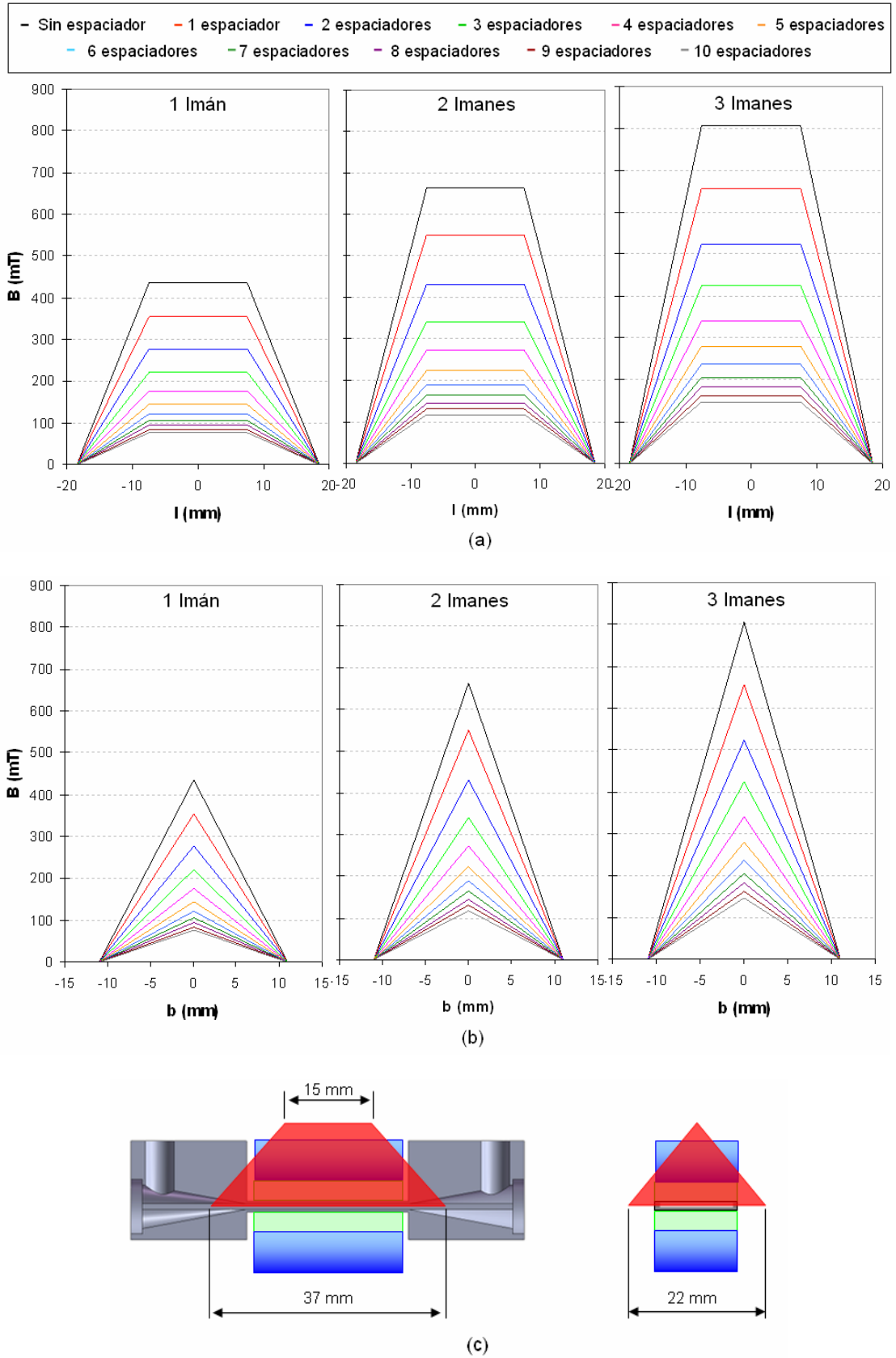


Figura 34: Densidad del flujo magnético con un fluido Lord MRF-122-2ED en el conducto: En sentido longitudinal (a), transversal (b), y la representación de ambos sobre el conducto (c).

De este modo, en lo que sigue, las diferentes configuraciones de imanes y espaciadores utilizados en la caracterización serán referidas según la correspondiente densidad del flujo magnético en la zona central del conducto según la Tabla 3. No obstante, se ha de tener en cuenta que la densidad del flujo magnético no es constante en todo el conducto. En la Figura 34 se describe la distribución del flujo magnético en el conducto en sentido longitudinal (Figura 34 (a)) y transversal (Figura 34 (b)). Estas distribuciones se obtienen según las medidas del flujo magnético sin fluido mostrados en la Figura 30, en las que se observa que la densidad del flujo magnético decrece a partir de los 5 mm desde el extremo del imán y se considera nulo a partir de los 6 mm fuera del imán. En la Figura 34 (c) se muestra la distribución del flujo magnético respecto a las dimensiones del conducto.

3.2.2. CIRCUITO HIDRÁULICO

El amortiguador MR se ha diseñado con el objetivo de que el efecto del fluido MR sea el factor determinante en el comportamiento de dicho amortiguador. Para ello se ha reducido o eliminado todo tipo de contribución que puede perturbar este efecto en el diseño.

Para evitar el comportamiento elástico, el amortiguador dispone de doble vástago (Figura 35), de modo que no hay variación del volumen interno en función de la posición del pistón. Así se evita la cámara de compensación de aire a presión que origina el comportamiento elástico. Para disminuir la influencia del comportamiento viscoso se utilizan tuberías de gran diámetro en las conexiones del cilindro con el conducto, y por la misma razón, las dimensiones del cilindro son mayores que la del conducto. Para minimizar el efecto de la fricción se ha impuesto una buena alineación y tolerancia entre todas las piezas móviles, y se han utilizado juntas y guías de baja fricción. Teniendo en cuenta que las juntas se someten a una alta agresividad química y altas presiones de trabajo, se han escogido juntas del tipo Variseal [70]. En cuanto a las guías, se utilizan guías tipo T51 [70] que no necesitan trabajar bajo lubricación, y pueden colocarse sin contacto con el fluido MR, para que las partículas de este fluido no dañen las guías e incrementen su fricción. En el diseño del amortiguador MR, también se ha tenido en cuenta el posible aire que queda dentro del amortiguador debido a un incorrecto llenado, ya que altera el comportamiento dinámico del mismo. Para evitar este problema se ha ideado un proceso de llenado que se realiza mediante los dos orificios del conducto. Para eliminar la mayor cantidad de aire, se realiza un llenado continuo de modo que el fluido MR entrante expulsa el aire, para ello el cilindro cuenta con dos rebajes, uno en el extremo de la camisa y otro en la unión a él. Por otra parte el eje cuenta con unos rebajes que permiten el purgado del cilindro y así se elimina el aire que pueda quedar en la zona de las juntas exteriores. Además, para evitar la creación de bolsas de aire durante el llenado, los cambios de sección se han realizado de forma progresiva. Todos estos detalles referentes al diseño del cilindro se pueden apreciar en la Figura 35 donde se representa un corte longitudinal del prototipo del amortiguador MR propuesto con sus principales dimensiones. En la Figura 36 se muestra una imagen del prototipo del amortiguador MR que se ha realizado para la caracterización magnetohidrodinámica del mismo, incluyendo los imanes y los espaciadores con los que se aplica el campo magnético en el conducto.

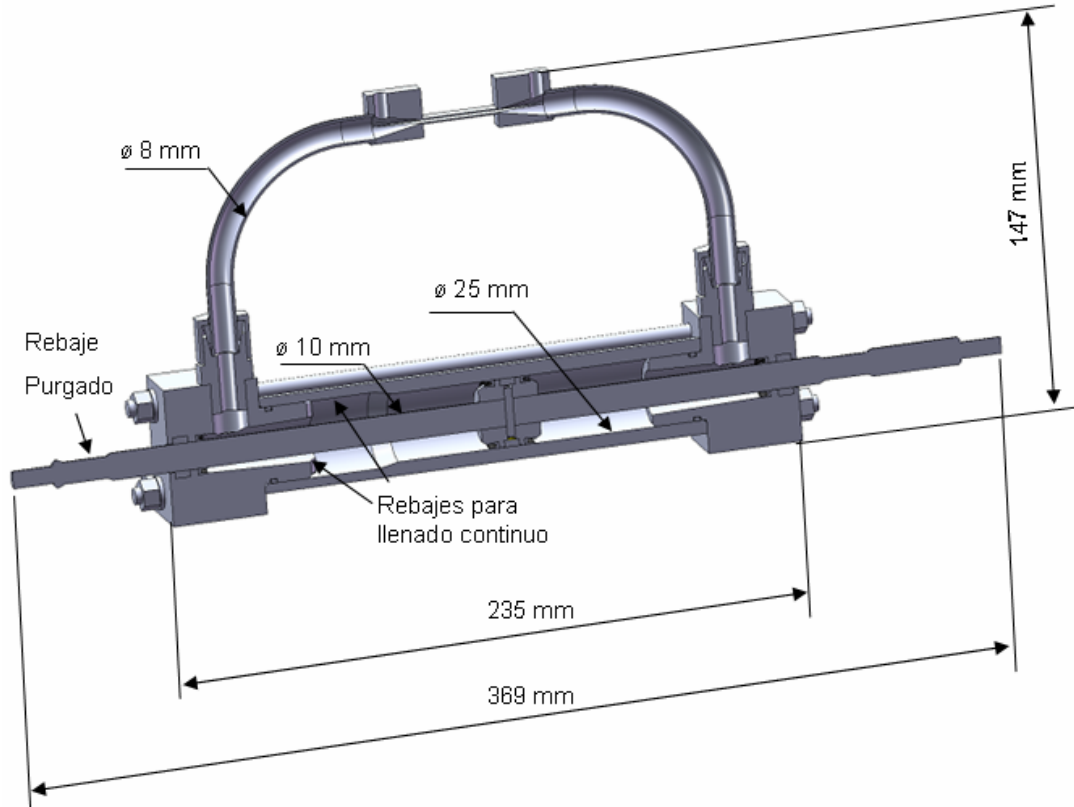


Figura 35: Sección longitudinal del prototipo del amortiguador MR.

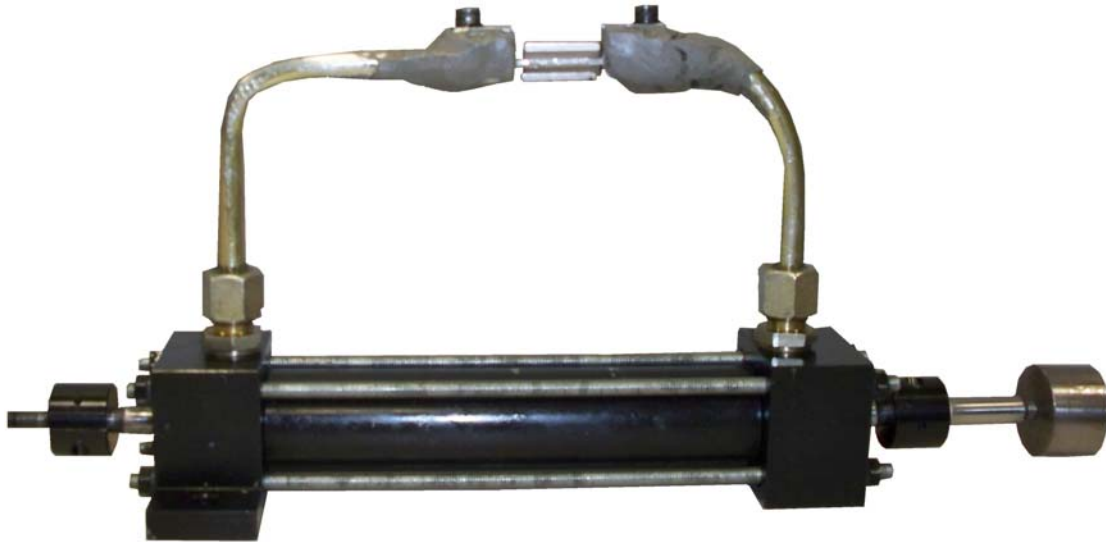


Figura 36: Prototipo del amortiguador MR.

3.3. Modelo físico del amortiguador MR

A priori, se asume que el amortiguador MR debe su comportamiento exclusivamente a lo que sucede en el conducto donde se aplica el campo magnético. Así, el modelo físico propuesto se basa únicamente en el análisis de dicho conducto. Primero se analiza el comportamiento hidrodinámico del fluido MR en un diferencial de volumen con una densidad del flujo magnético constante entre dos placas paralelas infinitas, y posteriormente este estudio se extiende a todo el conducto considerando las variaciones del flujo magnético, de acuerdo con los resultados del apartado anterior.

3.3.1. ESTUDIO HIDRODINÁMICO DEL FLUJO ENTRE DOS PLACAS PARALELAS INFINITAS

Se considera un diferencial de flujo unidireccional, laminar y estacionario, de longitud Δl , altura Δy y anchura Δb (Figura 37). A fin de obtener el estado tensional en este diferencial de volumen se determina el equilibrio de fuerzas en el mismo (Figura 37). Según la ecuación de conservación de cantidad de movimiento y conservación de masa en dirección l , se obtiene:

$$\sum F = F_p - \left(F_p + \frac{dF_p}{dl} \cdot \Delta l \right) + F_\tau - \left(F_\tau + \frac{dF_\tau}{dy} \cdot \Delta y \right) = 0 \quad (\text{Ec. 16})$$

Donde F_p es la fuerza debida a la presión P , $F_p = P \cdot \Delta y \cdot \Delta b$, y F_τ es la fuerza debido a la tensión de cizalladura, $F_\tau = \tau \cdot \Delta l \cdot \Delta b$, por lo tanto:

$$\frac{d\tau}{dy} = -\frac{dP}{dl} = -p \quad (\text{Ec. 17})$$

siendo p la diferencia de presión por unidad de longitud.

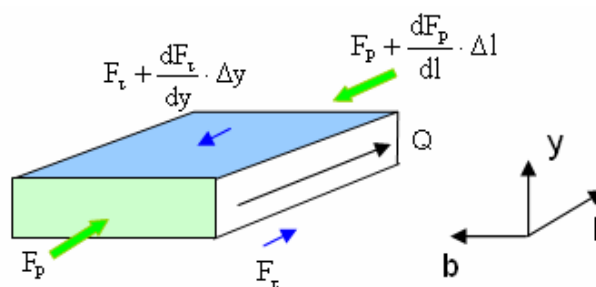


Figura 37: Fuerzas en un diferencial de volumen del conducto.

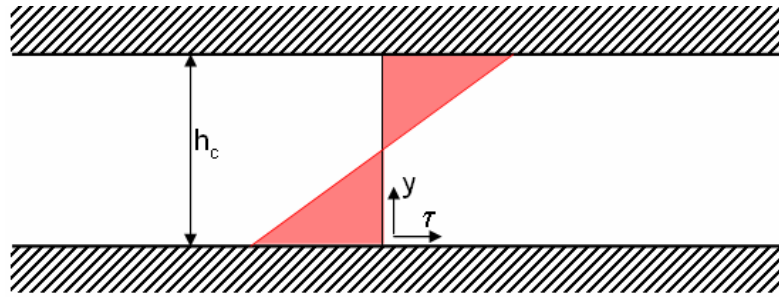


Figura 38: Perfil de la tensión de cizalladura para un flujo estacionario entre dos placas paralelas infinitas.

Dado que la diferencia de presión por unidad de longitud es negativa (la presión decrece en el sentido del flujo), de la ecuación (Ec. 17) se deduce que la tensión de cizalladura aumenta de forma lineal en la dirección y . Por razones de simetría, la tensión de cizalladura en la mitad del conducto ($y = h_c/2$) es nula, por lo que el perfil de tensiones de cizalladura para cualquier fluido en condición de placas paralelas infinitas es el representado en la Figura 38 (Ec. 18).

$$\tau = -p \cdot \left(y - \frac{h_c}{2} \right) \quad (\text{Ec. 18})$$

El flujo en el conducto depende del estado tensional y de las propiedades reológicas del fluido. De acuerdo con los resultados del apartado 2.3, se aprecia que el efecto elástico previo al primer umbral de cizalladura es despreciable al analizar el flujo estacionario entre dos placas paralelas. Por lo que el modelo se simplifica a un comportamiento biplástico (Figura 39), con lo que el

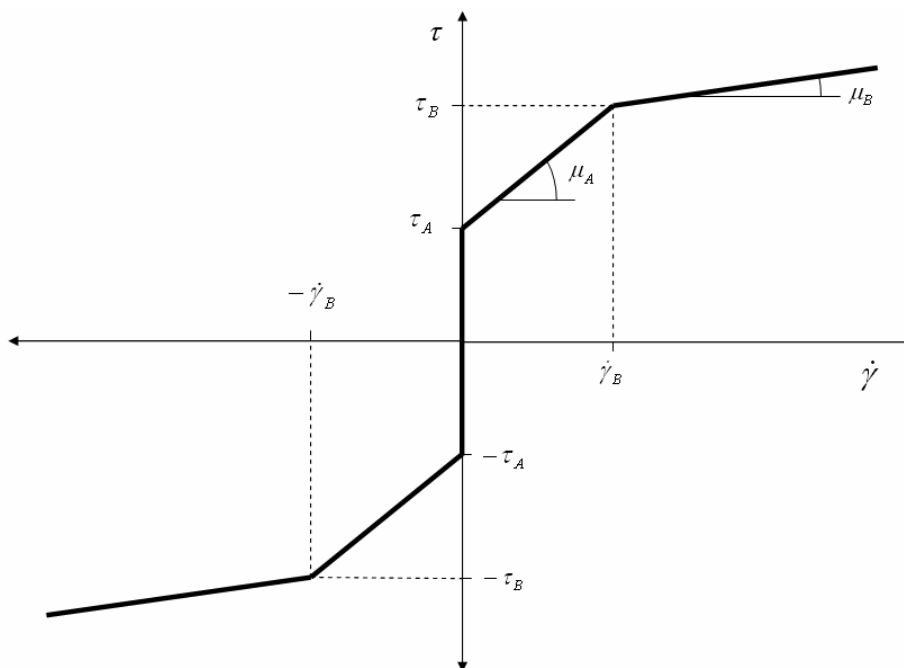


Figura 39: Modelo biplástico del fluido MR.

comportamiento reológico del fluido MR se describe como:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \tau \leq -\tau_B & \dot{\gamma} = \frac{\tau + \tau_B}{\mu_B} - \dot{\gamma}_B \\ -\tau_B \leq \tau \leq -\tau_A & \dot{\gamma} = \frac{\tau + \tau_A}{\mu_A} \\ -\tau_A \leq \tau \leq \tau_A & \dot{\gamma} = 0 \\ \tau_A \leq \tau \leq \tau_B & \dot{\gamma} = \frac{\tau - \tau_A}{\mu_A} \\ \tau_B \leq \tau & \dot{\gamma} = \frac{\tau - \tau_B}{\mu_B} + \dot{\gamma}_B \end{array} \right. \quad (\text{Ec. 19})$$

Si la ecuación (Ec. 19) se compara con la ecuación (Ec. 10) del modelo magnetoreológico establecido en el apartado 2.3. se aprecia:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_A = \mu_{V1} + \mu_{V2} \\ \mu_B = \mu_{V2} \\ \dot{\gamma}_B = \dot{\gamma}_\mu \\ \tau_A = \tau_G \\ \tau_B = \tau_A + \mu_A \cdot \dot{\gamma}_B \end{array} \right. \quad (\text{Ec. 20})$$

Por razones de simetría, se analiza el flujo en la primera mitad de la altura (desde $y = 0$ hasta $y = h/2$). En este rango la tensión de cizalladura es negativa (Figura 38), por lo que se estudia el comportamiento del fluido en el tercer cuadrante de la Figura 39, en el que la velocidad de deformación es también negativa. Dado que la velocidad en la pared ($y = 0$) se considera nula y la velocidad media ha de ser positiva, la velocidad de cualquier lámina de fluido, u , aumenta al incrementar la altura, por lo que la velocidad de deformación se define como:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du}{dy} \quad (\text{Ec. 21})$$

Como el esfuerzo cortante es variable a lo largo de la altura del conducto (Figura 38), el comportamiento del fluido es diferente en función del intervalo de tensión de cizalladura según la ecuación (Ec. 19). Por ello, la altura del diferencial de volumen se discretiza en segmentos, de forma que el comportamiento reológico del fluido en cada segmento corresponde a un único intervalo definido en la ecuación (Ec. 19). El número de segmentos de altura a analizar depende del estado tensional o diferencia de presión por unidad de longitud, de modo que para estados tensionales bajos (p_1) sólo hace falta analizar un segmento de altura, con estados tensionales medios (p_2) hace falta analizar dos, y son tres los segmentos de altura a analizar con estados tensionales altos (p_3). A continuación se determinan los perfiles de velocidad para los tres estados tensionales.

1. Estado tensional bajo (p_1): Todo el fluido está sujeto a una tensión de cizalladura inferior al primer umbral de cizalladura, $-\tau_A$, por lo que únicamente se analiza un segmento de altura; desde 0 hasta $h_c/2$, con lo que se determina la velocidad correspondiente, u_1 :

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_1}{dy} = 0 \quad (\text{Ec. 22})$$

$$u_1 = k_1 \quad (\text{Ec. 23})$$

Aplicando la condición de contorno de velocidad nula en la pared se resuelve la constante k_1 y se obtiene la velocidad bajo este estado tensional:

$$u_1 = 0 \quad (\text{Ec. 24})$$

2. Estado tensional medio (p_2): En este caso se marcan dos segmentos de altura para determinar el flujo: Desde 0 hasta y_{A2} ; y desde y_{A2} hasta $h_c/2$, donde y_{A2} es la altura en la que se alcanza el primer umbral de cizalladura, $-\tau_A$, con lo que se define:

$$\tau(y_{A2}) = -p_2 \cdot \left(y_{A2} - \frac{h_c}{2} \right) = -\tau_A \quad (\text{Ec. 25})$$

$$y_{A2} = \frac{\tau_A}{p_2} + \frac{h_c}{2} \quad (\text{Ec. 26})$$

a) En el segmento de altura $0 < y < y_{A2}$, el intervalo de tensión de cortadura es $-\tau_B \leq \tau \leq -\tau_A$, con lo que se determina la velocidad correspondiente, u_{21} :

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{21}}{dy} = \frac{\tau + \tau_A}{\mu_A} = -\frac{p_2 \cdot (y - y_{A2})}{\mu_A} \quad (\text{Ec. 27})$$

$$u_{21} = \frac{p_2}{\mu_A} \cdot \left(\frac{y^2}{2} - y_{A2} \cdot y + k_{21} \right) \quad (\text{Ec. 28})$$

Aplicando la condición de contorno de velocidad nula en la pared, $y = 0$, se resuelve la constante k_{21} y se obtiene la velocidad del primer segmento de altura:

$$u_{21} = \frac{p_2}{\mu_A} \cdot \left(\frac{y^2}{2} - y_{A2} \cdot y \right) \quad (\text{Ec. 29})$$

b) En el segmento de altura $y_{A2} < y < h_c/2$, el intervalo de tensión de cortadura es $-\tau_A \leq \tau \leq 0$, con lo que se determina la velocidad correspondiente, u_{22} :

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{22}}{dy} = 0 \quad (\text{Ec. 30})$$

$$u_{22} = k_{22} \quad (\text{Ec. 31})$$

Aplicando la condición de continuidad entre los dos intervalos, $u_{22}(y_{A2}) = u_{21}(y_{A2})$, se resuelve la constante k_{22} y se obtiene la velocidad del segundo intervalo:

$$u_{22} = -\frac{p_2 \cdot y_{A2}^2}{2 \cdot \mu_A} \quad (\text{Ec. 32})$$

3. Estado tensional alto (p_3): En este caso se marcan tres segmentos de altura para determinar el flujo: Desde 0 hasta y_{B3} ; desde y_{B3} hasta y_{A3} ; y desde y_{A3} hasta $h_c/2$, donde y_{A3} es la altura en la que se alcanza el primer umbral de cizalladura, $-\tau_A$, e y_{B3} es la altura en la que se alcanza el primer umbral de cizalladura, $-\tau_B$, con lo que se define:

$$\tau(y_{A3}) = -p_3 \cdot \left(y_{A3} - \frac{h_c}{2} \right) = -\tau_A \quad (\text{Ec. 33})$$

$$y_{A3} = \frac{\tau_A}{p_3} + \frac{h_c}{2} \quad (\text{Ec. 34})$$

$$\tau(y_{B3}) = -p_3 \cdot \left(y_{B3} - \frac{h_c}{2} \right) = -\tau_B \quad (\text{Ec. 35})$$

$$y_{B3} = \frac{\tau_B}{p_3} + \frac{h_c}{2} \quad (\text{Ec. 36})$$

a) En el segmento de altura $0 < y < y_{B3}$, el intervalo de tensión de cortadura es $\tau \leq -\tau_B$, con lo que se determina la velocidad correspondiente, u_{31} :

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{31}}{dy} = \frac{\tau + \tau_B}{\mu_B} - \dot{\gamma}_B = -\frac{p_3 \cdot (y - y_{B3})}{\mu_B} - \dot{\gamma}_B \quad (\text{Ec. 37})$$

$$u_{31} = \frac{p_3}{\mu_B} \cdot \left(\frac{y^2}{2} - y_{B3} \cdot y \right) + \dot{\gamma}_B \cdot y + k_{31} \quad (\text{Ec. 38})$$

Aplicando la condición de contorno de velocidad nula en la pared, $y = 0$, se resuelve la constante k_{31} y se obtiene la velocidad del primer intervalo:

$$u_{31} = \frac{p_3}{\mu_B} \cdot \left(\frac{y^2}{2} - y_{B3} \cdot y \right) + \dot{\gamma}_B \cdot y \quad (\text{Ec. 39})$$

b) En el segmento de altura $y_{B3} < y < y_{A3}$, el intervalo de tensión de cortadura es $-\tau_B \leq \tau \leq -\tau_A$, con lo que se determina la velocidad correspondiente, u_{32} :

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{32}}{dy} = \frac{\tau + \tau_A}{\mu_A} = -\frac{p_3 \cdot (y - y_{A3})}{\mu_A} \quad (\text{Ec. 40})$$

$$u_{32} = \frac{p_3}{\mu_A} \cdot \left(\frac{y^2}{2} - y_{A3} \cdot y + k_{32} \right) \quad (\text{Ec. 41})$$

Aplicando la condición de continuidad entre el primer y el segundo intervalo, $u_{32}(y_{B3}) = u_{31}(y_{B3})$, se resuelve la constante k_{32} y se obtiene la velocidad del segundo intervalo:

$$u_{32} = \frac{p_3}{\mu_A} \cdot \left(\frac{y^2 - y_{B3}^2}{2} - y_{A3} \cdot (y - y_{B3}) \right) - \frac{p_3}{\mu_B} \cdot \frac{y_{B3}^2}{2} + \dot{\gamma}_B \cdot y_{B3} \quad (\text{Ec. 42})$$

c) En el segmento de altura $y_{A3} < y < h_c/2$, el intervalo de tensión de cortadura es $-\tau_A \leq \tau \leq 0$, con lo que se determina la velocidad correspondiente, u_{33} :

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{33}}{dy} = 0 \quad (\text{Ec. 43})$$

$$u_{33} = k_{33} \quad (\text{Ec. 44})$$

Aplicando la condición de continuidad entre el segundo y el tercer intervalo, $u_{33}(y_{A3}) = u_{32}(y_{A3})$, se resuelve la constante k_{33} y se obtiene la velocidad del segundo intervalo:

$$u_{33} = -\frac{p_3}{\mu_A} \cdot \frac{(y_{A3} - y_{B3})^2}{2} - \frac{p_3}{\mu_B} \cdot \frac{y_{B3}^2}{2} + \dot{\gamma}_B \cdot y_{B3} \quad (\text{Ec. 45})$$

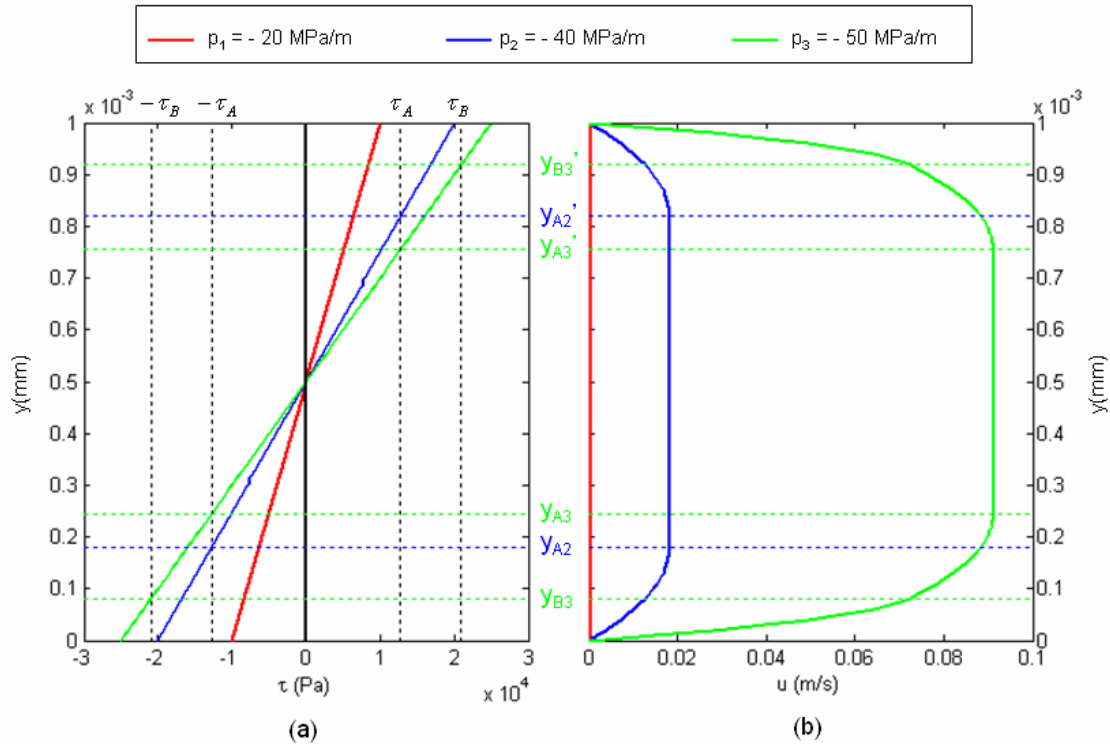


Figura 40: Perfiles de tensión de cizalladura (a) y velocidad (b) entre dos placas paralelas infinitas para el modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED a 355 mT.

En la Figura 40, a modo de ejemplo, se representan el perfil de tensiones y de velocidad para el modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED con una densidad del flujo magnético constante de 355 mT para tres estados tensionales: estado tensional bajo ($p_1 = -20\text{MPa/m}$); estado tensional medio ($p_2 = -40\text{MPa/m}$); y estado tensional alto ($p_3 = -50\text{MPa/m}$). Estos perfiles se han obtenido a partir de las ecuaciones (Ec. 19) y (Ec. 20) teniendo en cuenta el modelo de magnetización propuesto en la ecuación (Ec. 11) y los parámetros de ajuste definidos en la Tabla 1.

Integrando el perfil de velocidad obtenido respecto a la altura, se obtiene el caudal del flujo por unidad de anchura en el diferencial de volumen analizado.

1. Estado tensional bajo (p_1).

$$q_1 = \int_0^h u_1(y) \cdot dy = 0 \tag{Ec. 46}$$

2. Estado tensional medio (p_2)

$$q_2 = 2 \cdot \left(\int_0^{y_{A2}} u_{21}(y) \cdot dy + \int_{y_{A2}}^{h/2} u_{22}(y) \cdot dy \right) = -\frac{p_2}{\mu_A} \cdot \left(\frac{1}{3} \cdot y_{A2}^3 + \frac{1}{2} \cdot y_{A2}^2 \cdot h_c \right) \tag{Ec. 47}$$

3. Estado tensional alto (p_3)

$$q_3 = 2 \cdot \left(\int_0^{y_{E3}} u_{31}(y) \cdot dy + \int_{y_{E3}}^{y_{A3}} u_{32}(y) \cdot dy + \int_{y_{A3}}^{h/2} u_{33}(y) \cdot dy \right) = -\frac{p_3}{\mu_B} \cdot \left(\frac{y_{E3}^2 \cdot hc}{2} - \frac{y_{E3}^3}{3} \right) + \frac{p_3}{\mu_A} \cdot \left(\frac{y_{E3}^3}{6} - \frac{y_{E3}^2 \cdot y_{A3}}{2} + \frac{y_{A3}^3}{3} - \frac{(y_{A3} - y_{E3})^2 \cdot hc}{2} \right) + \dot{\gamma}_B \cdot y_{E3} \cdot (hc - y_{E3}) \quad (\text{Ec. 48})$$

En la Figura 41 se representa el caudal por unidad de anchura respecto a la diferencia de presión por unidad de longitud, lo que define las condiciones de flujo entre dos placas paralelas infinitas para el fluido MR propuesto bajo una densidad del flujo magnético de 355mT.

El comportamiento hidrodinámico representado en la Figura 41 tiende a una variación continua del caudal por unidad de anchura respecto a la diferencia de presión por unidad de longitud, a contraste con el comportamiento biplástico de la Figura 39 a partir del cual se ha desarrollado. En estados tensionales altos no sólo actúan los intervalos reológicos más altos, sino que influyen todos en diferente medida, por lo que la evolución del comportamiento es más progresiva. De este modo el comportamiento reológico del fluido condiciona el comportamiento hidrodinámico del flujo del fluido MR entre placas paralelas infinitas.

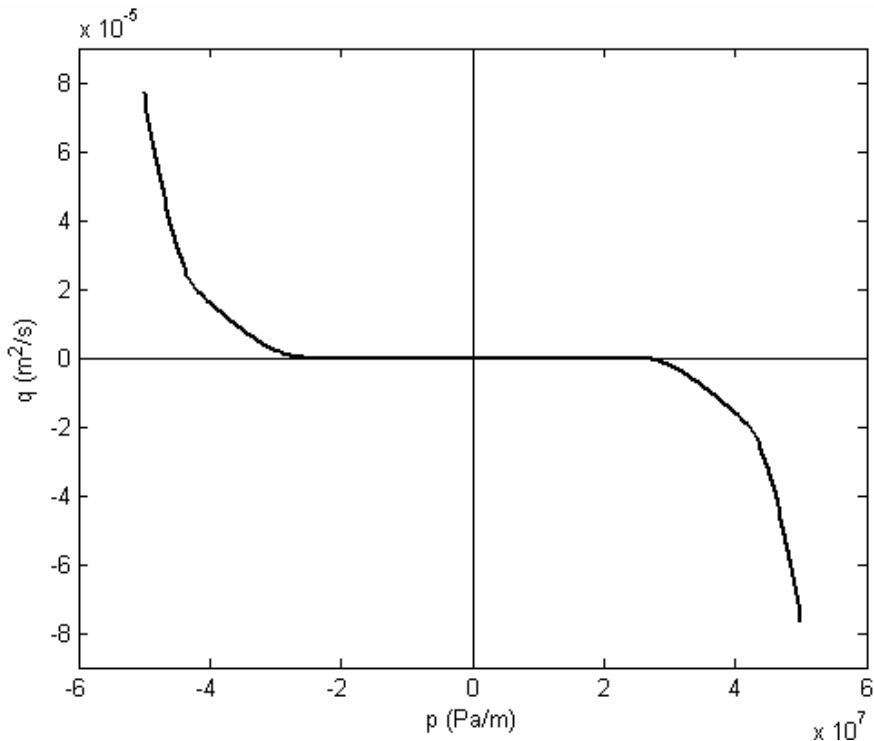


Figura 41: Caudal por unidad de anchura respecto a la diferencia de presión por unidad de longitud para dos placas paralelas infinitas en base al modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED a 355 mT.

3.3.2. COMPORTAMIENTO MAGNETOHIDRODINÁMICO DEL AMORTIGUADOR MR

Considerando los resultados obtenidos del fluido MR para el caso de placas paralelas infinitas se va a determinar el comportamiento magnetohidrodinámico para las condiciones del prototipo de amortiguador MR diseñado (Figura 42). Tal y como se demuestra en el trabajo de Zubieta et al. [71] (ver anexo 5), el efecto de las paredes laterales es despreciable en el flujo de un fluido MR por un conducto rectangular cuando se aplica un campo magnético paralelo a dichas paredes. De este modo el flujo por el conducto se puede aproximar al flujo de un fluido MR entre dos placas paralelas infinitas en toda la anchura del conducto.

El comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR se obtiene relacionando la fuerza y la velocidad del amortiguador MR con la pérdida de presión y el caudal en el conducto mediante la ecuación (Ec. 49). Hay que tener en cuenta que la densidad del flujo magnético no es constante ni en longitud, ni en anchura según se indica en la Figura 34. Como aproximación, la extensión del comportamiento para todo el conducto se realiza en base al sumatorio de diferenciales en los que se considera una densidad de flujo magnético constante (Figura 43).

$$\begin{cases} F = \Delta P \cdot A_e = \sum_{l_c} p(B) \cdot \Delta l \cdot A_e \\ v = -\frac{Q}{A_e} = -\frac{\sum_{b_c} q(B) \cdot \Delta b}{A_e} \end{cases} \quad (\text{Ec. 49})$$

Donde A_e es el área del embolo del amortiguador.

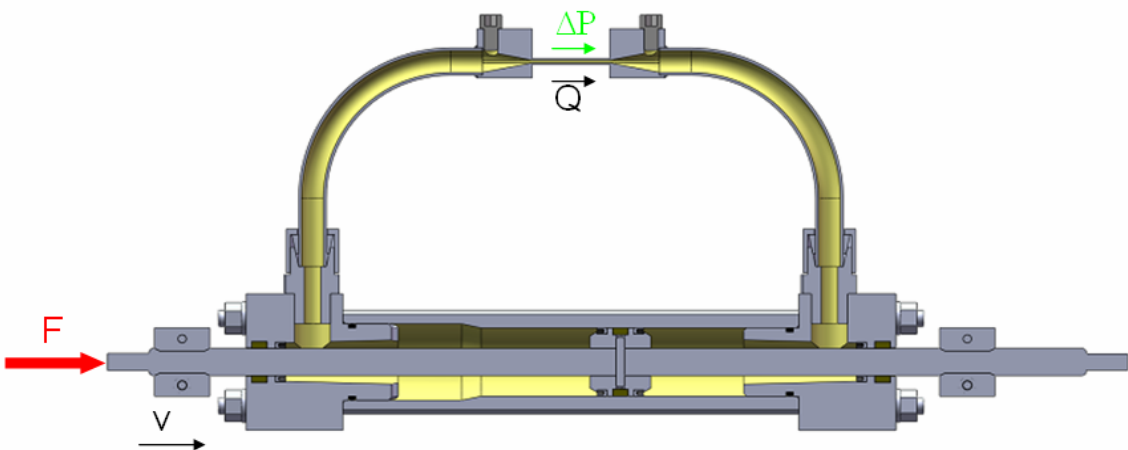


Figura 42: Representación de la fuerza, velocidad, diferencia de presión y caudal en el amortiguador.

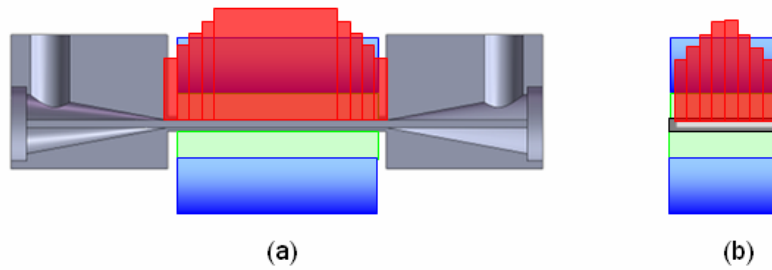


Figura 43: Discretización de la densidad del flujo magnético en el conducto: En sentido longitudinal (a) y transversal (b).

Así, el comportamiento por unidad de longitud y anchura del fluido MR entre dos placas paralelas infinitas representado en la Figura 41 se extiende a todo el conducto. Primero se determina la distribución del caudal a lo largo de la sección del conducto en base a que la diferencia de presión por unidad de longitud es la misma en toda la sección. En la Figura 44 (a) se observa que el caudal por unidad de anchura aumenta en los extremos del conducto debido a que la densidad del flujo magnético es menor en esta zona. El hecho de que el caudal por unidad de anchura no sea nulo en la pared lateral se debe a la aproximación del conducto en la condición de placas paralelas infinitas, pero como se demuestra en el trabajo [71] (ver anexo 5), el efecto de las paredes laterales es despreciable y su influencia en el perfil de velocidades es sólo apreciable en la zona inmediatamente contigua a las paredes, por lo que no afecta al caudal medio que circula por el conducto.

A partir del perfil de la Figura 44 (a) se calcula el caudal para la sección central del conducto. Dicho

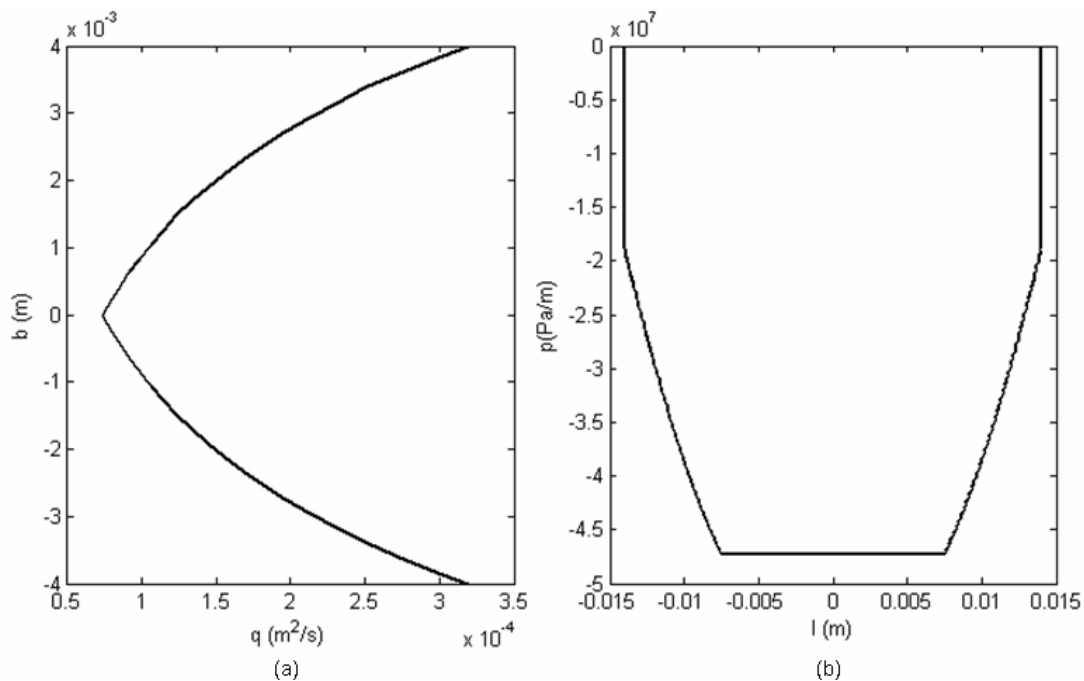


Figura 44: Perfil del caudal en la anchura en el centro del conducto (a) y perfil de diferencias de presión en la longitud (b) para el modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED con 355mT en el centro del conducto.

caudal se considera constante en todo el conducto teniendo en cuenta la ley de conservación de masa. La Figura 44 (b) describe las diferencias de presión por unidad de longitud a lo largo del conducto, en donde se observa que en los extremos la restricción al flujo para el mismo caudal es menor debido a que la densidad del flujo magnético en esta zona es menor.

Una vez obtenido el flujo del fluido MR en el conducto a diferentes densidades del flujo magnético, se determina el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR en función del campo magnético aplicado, a partir del modelo físico propuesto en esta tesis doctoral. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 45.

En la Figura 45 se muestra el efecto del campo magnético sobre la fuerza que ejerce el amortiguador. Se observa como al incrementar la densidad del flujo magnético en el conducto se aumenta el umbral inicial del amortiguador así como el comportamiento viscoso posterior, apreciándose una transición suave entre ambos comportamientos. Esto se debe a que al variar la densidad del flujo magnético en el conducto, se dan simultáneamente distintos comportamientos de caudal por unidad de anchura respecto a las diferencias de presión por unidad de longitud, resultando un comportamiento global suavizado respecto a los resultados mostrados en la Figura 41. De este modo, a pesar de que el fluido MR tenga un comportamiento magnetoreológico muy marcado en función de la velocidad de deformación (Figura 39), el amortiguador MR tendrá siempre un comportamiento magnetohidrodinámico continuo y progresivo con la velocidad.

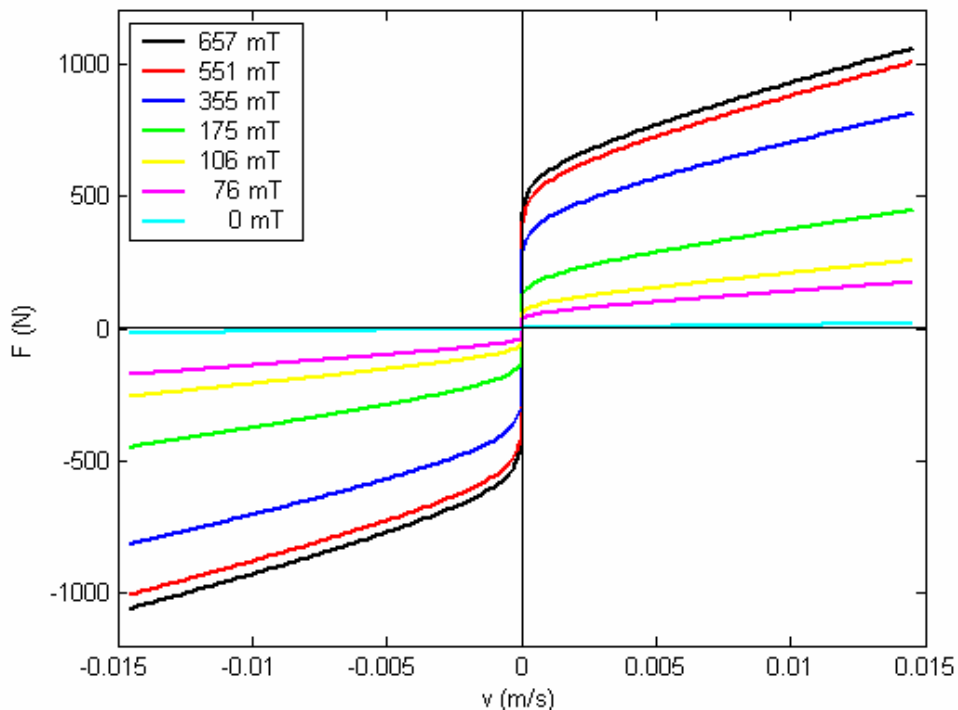


Figura 45: Comportamiento fuerza-velocidad del modelo físico del amortiguador MR para diferentes densidades del flujo magnético en el centro del conducto, considerando el modelo biplástico del fluido Lord MRF 122-2ED

3.3.3. ANÁLISIS DEL MODELO FÍSICO PROPUESTO

Una vez obtenido el modelo físico del amortiguador MR, en este apartado se analiza la influencia de diferentes parámetros de diseño del amortiguador MR en el comportamiento magnetohidrodinámico del mismo. A continuación se analiza como se altera el comportamiento del amortiguador MR modificando la geometría del mismo, el campo magnético aplicado y las propiedades del fluido MR.

En el desarrollo de un amortiguador MR para una aplicación específica conviene que su comportamiento ante diferentes campos magnéticos se ajuste a unos requisitos establecidos en el cuaderno de especificaciones del producto, por lo que los parámetros de diseño del amortiguador MR se deben ajustar a tal fin. Y para esta labor, los modelos físicos resultan de gran ayuda debido a que precisamente relacionan las características de diseño del amortiguador MR con el comportamiento del mismo. De este modo se puede predecir como influye en el comportamiento del amortiguador cualquier modificación en su geometría, el campo magnético aplicado o el fluido MR utilizado. A continuación se muestra los comportamientos modificados respecto a la referencia y la diferencia entre ambas que se ha denominado variación.

1. Modificación de la geometría: Se ha considerado una variación de la altura respecto a la referencia ($2h_c$). Al duplicar la altura del conducto se originan zonas adicionales de mayor tensión de cizalladura en las proximidades de las paredes (Ec. 18), lo que conlleva capas laminares adicionales que se deslizan con una alta velocidad de deformación. Así el caudal resultante es mayor y la fuerza requerida para la misma velocidad es claramente menor (Figura 46).

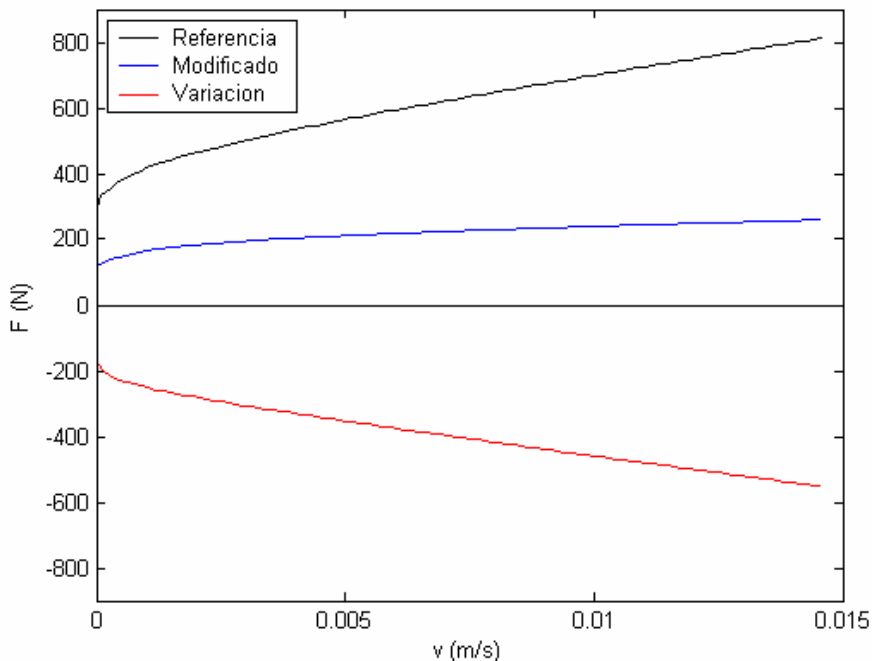


Figura 46: Influencia de la altura del conducto en el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR para una densidad del flujo magnético de 355 mT en el centro del conducto.

2. Modificación del campo magnético: Se ha considerado una densidad del flujo magnético constante de 239 mT en todo el conducto, de modo que el flujo total que atraviesa el conducto es el mismo que en el caso de referencia con una densidad del flujo magnético de 355 mT en el centro del conducto. En el caso modificado la densidad del flujo magnético en el centro es menor, y mayor en los extremos del conducto respecto a la referencia, de modo que el caudal por unidad de anchura en el centro aumenta y en los extremos disminuye, y al final, como se observa en la Figura 47, el comportamiento global prácticamente no se altera. La única diferencia apreciable se da a bajas velocidades donde el comportamiento biplástico es más pronunciado.

3. Modificación del fluido MR: Se ha considerado una variación del umbral de cizalladura respecto a la referencia ($2\tau_y$). Como se observa en la Figura 48, al duplicar el umbral de cizalladura del fluido MR no solo se modifica el umbral inicial del amortiguador MR, sino que a todo el rango de velocidades. Esto se debe a que en toda condición de velocidad, la parte central del conducto está sometida a tensiones de cizalladura inferiores al umbral inicial del fluido MR (Figura 38), por lo que el comportamiento del amortiguador para cualquier velocidad es muy dependiente del umbral de cizalladura del fluido MR.

De acuerdo con los resultados presentados en la Figura 46, Figura 47 y Figura 48 se observa que el modelo físico desarrollado resulta una herramienta clave en el diseño del amortiguador MR para que el comportamiento magnetohidrodinámico del mismo se adapte a los requisitos de la aplicación donde se implemente.

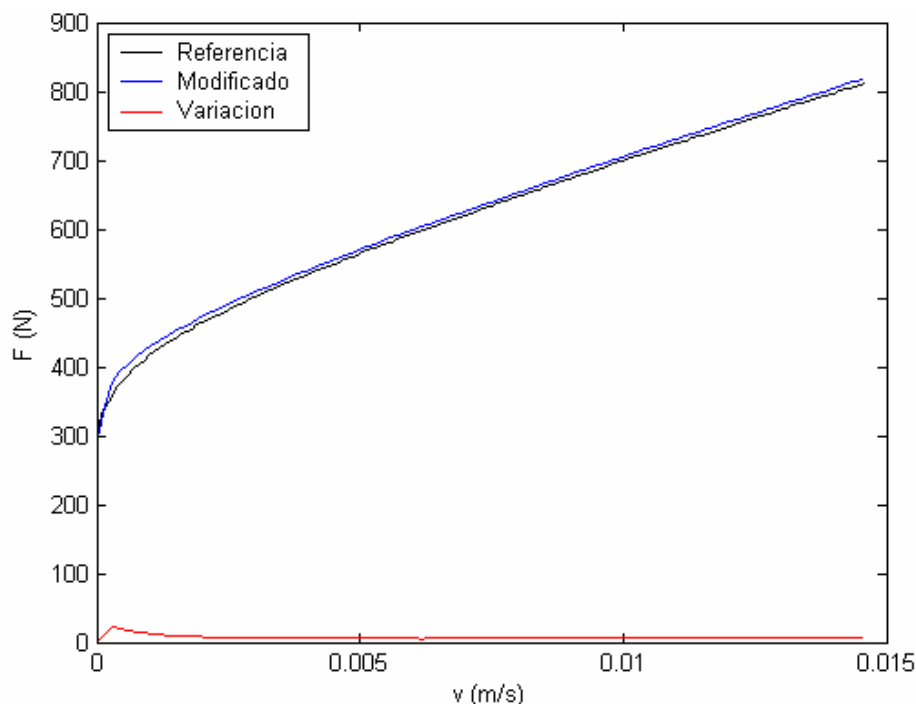


Figura 47: Variación del comportamiento del amortiguador MR con una densidad del flujo magnético constante de 239 mT.

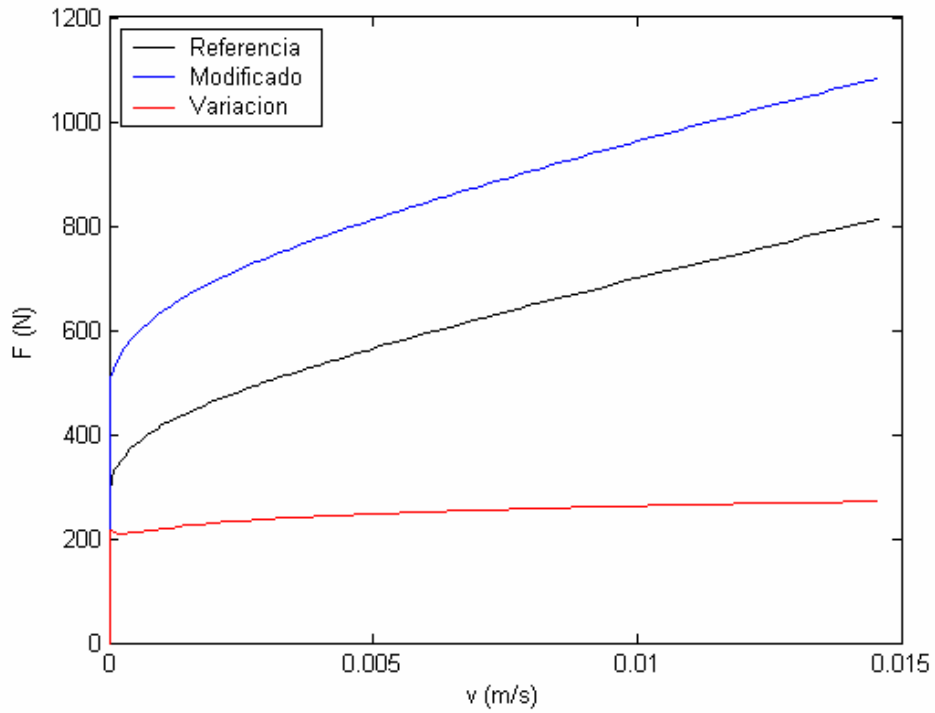


Figura 48: Variación del comportamiento del amortiguador MR al duplicar el umbral de cizalladura del fluido MR para una densidad del flujo magnético de 355 mT en el centro del conducto.

3.4. Caracterización del amortiguador MR

En este capítulo se establece el procedimiento experimental utilizado para caracterizar el comportamiento del amortiguador MR propuesto con el fluido Lord MRF 122-2ED. Esta caracterización permite analizar la validez del modelo físico desarrollado y discutir la influencia de otros efectos mecánicos en el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR.

3.4.1. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Se ha establecido un proceso de llenado con el que evitar la presencia de aire en el circuito. Así mismo se ha desarrollado un nuevo método experimental de caracterización del amortiguador MR en lazo abierto.

3.4.1.1. PROCESO DE LLENADO DEL AMORTIGUADOR

Para el correcto funcionamiento del amortiguador es necesario evitar la presencia de aire en el circuito, puesto que éste altera el comportamiento del mismo. Por esta razón es de vital importancia un correcto llenado. El proceso de llenado propuesto (Figura 49) consta de 4 fases:

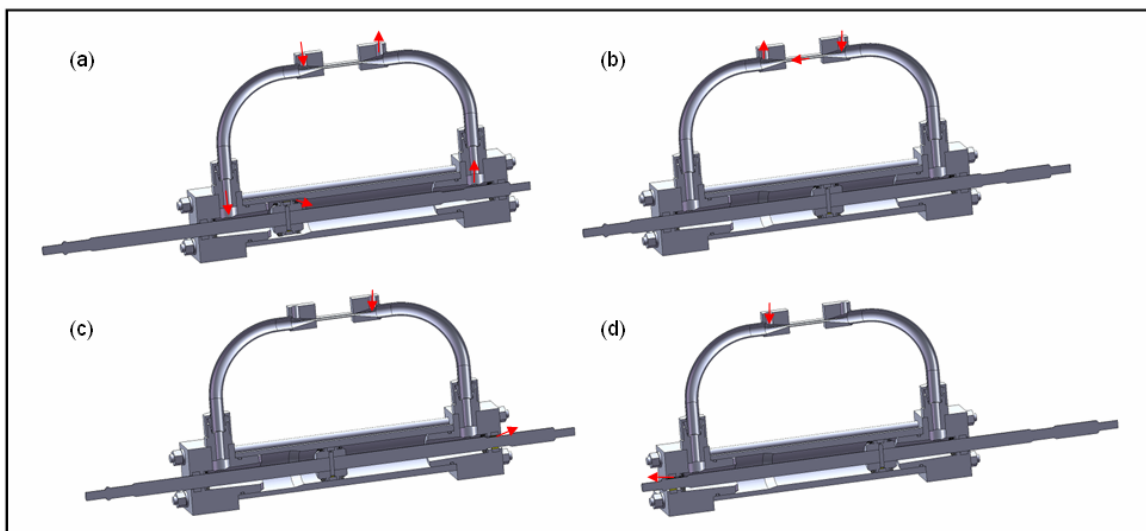


Figura 49: Proceso de llenado: Llenado inicial (a), llenado del conducto (b), purgado del primer extremo (c) y purgado del segundo extremo (d).

1. Llenado inicial: Se posiciona el pistón en posición tal que permite el flujo entre cámaras. Se introduce el fluido desde una de las tomas superiores de forma continuada hasta que el fluido sale por la otra toma superior empujando el aire del circuito. Con esto se realiza un llenado en el que la existencia de aire se limita al conducto entre las tomas superiores, y a las proximidades de las juntas en los extremos del amortiguador.

2. Llenado del conducto: Se posiciona el pistón en la zona central bloqueando el paso entre cámaras. Se introduce el fluido desde una de las tomas superiores hasta salir por la otra de modo que se llena el conducto intermedio empujando el aire del conducto hacia fuera.

3. Purgado del primer extremo: Se posiciona el pistón de modo que el rebaje del eje coincide con una de las juntas, por lo que se permite la extracción de aire de la zona de las juntas debido a la introducción de fluido a partir de una de las tomas superiores.

4. Purgado del segundo extremo: Se realiza de forma análoga al purgado del primer extremo.

Tras el llenado se taponan las tomas superiores y se ponen los topes de límite de recorrido para evitar fugas durante el funcionamiento.

3.4.1.2. MÉTODO DE ENSAYO EN LAZO ABIERTO

Generalmente, los amortiguadores se caracterizan mediante bancos de ensayo hidráulicos en lazo cerrado con control de movimiento [72]. El ensayo se realiza en base a un movimiento sinusoidal con el que se obtiene un comportamiento uniforme y definido en el que la relación entre las diferentes magnitudes cinéticas (desplazamiento, velocidad y aceleración) es directa.

Sin embargo en esta tesis doctoral se propone un nuevo método en lazo abierto basado en un excitador electrodinámico. En el ensayo en lazo abierto el sistema muestra su comportamiento de forma libre, por lo que se observan todas las características del mismo. No obstante, esto conlleva una señal menos uniforme que requiere un análisis más laborioso de los resultados.

En la Figura 50 se observa el sistema de ensayo propuesto. El amortiguador se mueve mediante un excitador electrodinámico GW100. La señal de excitación se controla mediante un analizador de cuatro canales basado en PC, OROS OR254II. Una vez acondicionada la señal en el amplificador llega al excitador GW100. El amortiguador se sitúa a la altura del eje del excitador mediante un soporte que garantiza la alineación de ambos. Entre el eje del amortiguador y el eje del excitador se ha situado un captador de fuerzas Dytran 1051V4 con una sensibilidad de 2,36 mV/N que transmite al analizador la fuerza ejercida por el excitador sobre el amortiguador. Finalmente se adquiere la velocidad mediante un laser Polytec OFV 505 con una sensibilidad de 40 V/m/s.

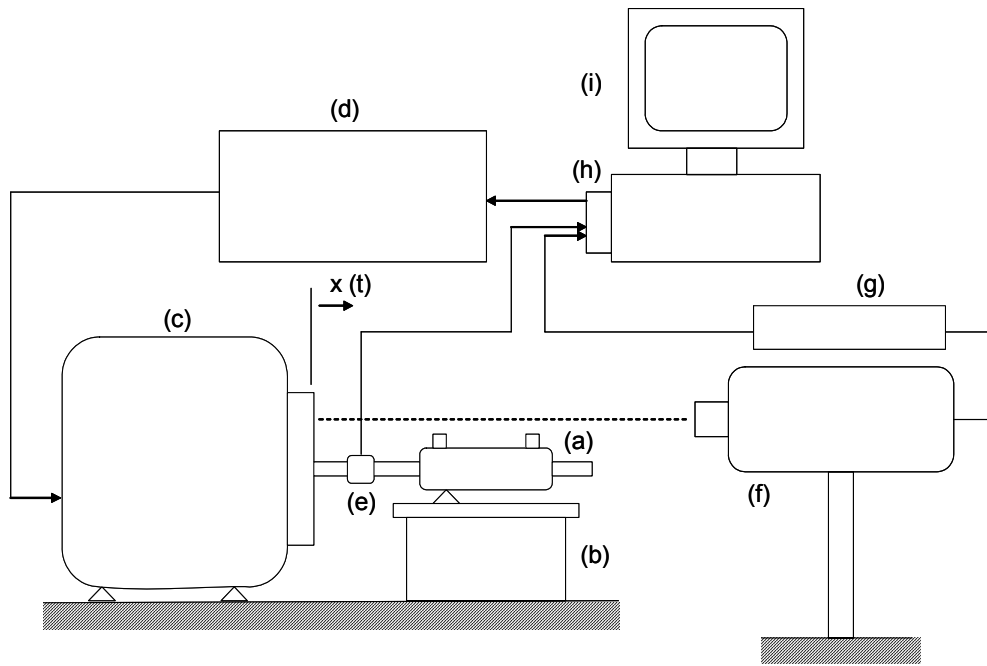


Figura 50: Esquema del montaje de ensayo: Cilindro hidráulico (a), soporte del cilindro (b), excitador electrodinámico (c), amplificador (d), captador de fuerzas (e), vibrómetro láser (f), acondicionador (g), analizador OROS (h) y ordenador (i).

En un sistema lineal, al alimentar el excitador con una corriente determinada, éste produce una fuerza sinusoidal de la misma frecuencia y de valor proporcional a la corriente, que a su vez genera un desplazamiento sinusoidal también de la misma frecuencia y de valor proporcional a la corriente. De este modo la caracterización en lazo abierto resulta equivalente a la realizada en lazo cerrado. Sin embargo en un sistema no lineal, tanto la fuerza como el desplazamiento pierden la forma sinusoidal aunque mantienen la misma frecuencia de la señal de alimentación, de modo que el sistema es no lineal. Así, el sistema es ensayado en su forma más amplia, y de forma más próxima a las condiciones de funcionamiento.

Concretamente el método propuesto resulta muy apropiado para la caracterización de cualquier conjunto con un alto grado de fricción, como el expuesto en el trabajo de Zubietta *et al.* [73] (para más detalle ver anexo 6). Cuando el excitador actúa sobre un sistema con fricción, el movimiento depende de si la fuerza transmitida supera o no la fuerza de fricción, con lo que los resultados obtenidos reflejan tanto datos sobre el comportamiento estático de la fricción, como datos sobre el comportamiento dinámico. Así, con el método de ensayo propuesto se caracteriza todo el comportamiento de la fricción en un sólo ensayo, lo que supone una gran ventaja. A la hora de analizar los resultados, el primer paso debe ser separar e identificar los resultados estáticos de los dinámicos, para lo que se analizan las señales de fuerza y movimiento. En casos de fricción muy marcada, la transición entre regímenes estáticos y dinámicos es determinada por picos de aceleración. En el trabajo [73] se expone un método de análisis que determina automáticamente los diferentes regímenes de trabajo en función de la señal de movimiento (Figura 51).

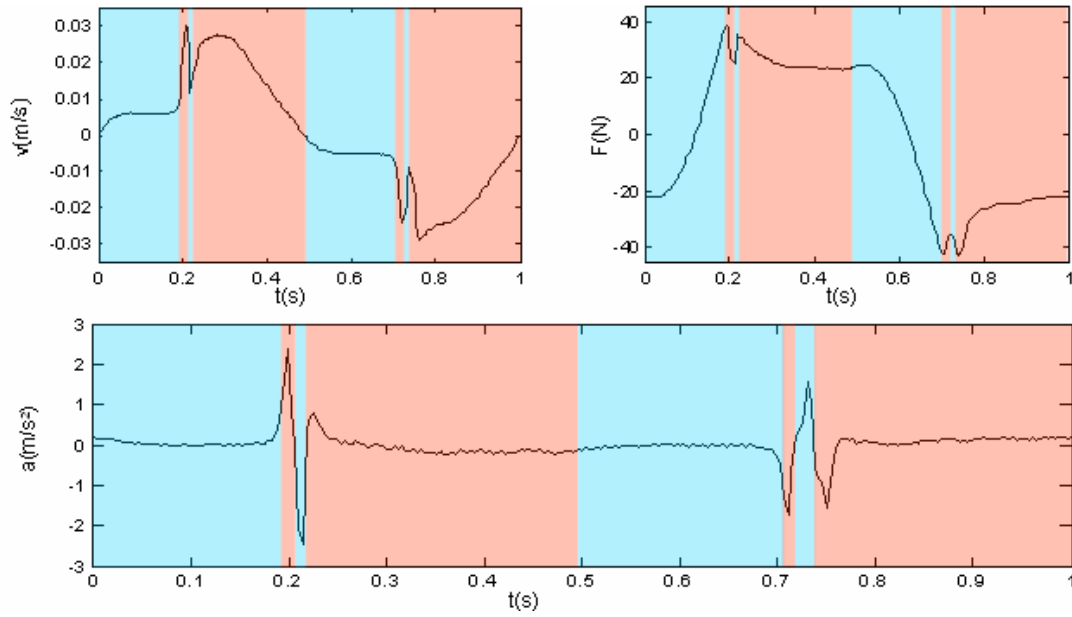


Figura 51: Identificación del régimen estático (en azul) y dinámico (en rojo) mediante el método de análisis propuesto en el trabajo [73].

3.4.2. RESULTADOS DE LA CARACTERIZACIÓN DEL AMORTIGUADOR MR

El amortiguador se ha caracterizado para diferentes condiciones de campo magnético según el método de ensayo propuesto con una señal de alimentación de 1.6V a 2 Hz (Figura 52).

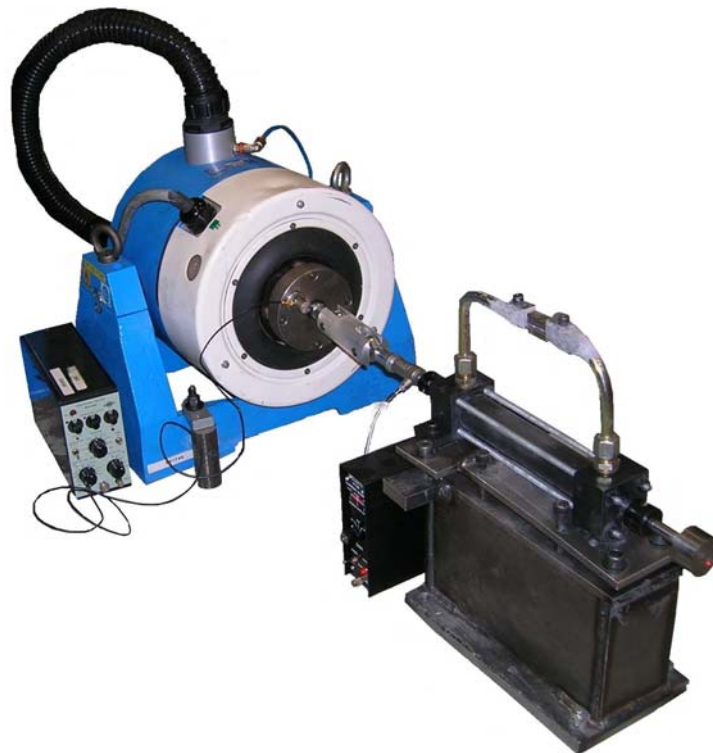


Figura 52: Caracterización del amortiguador MR.

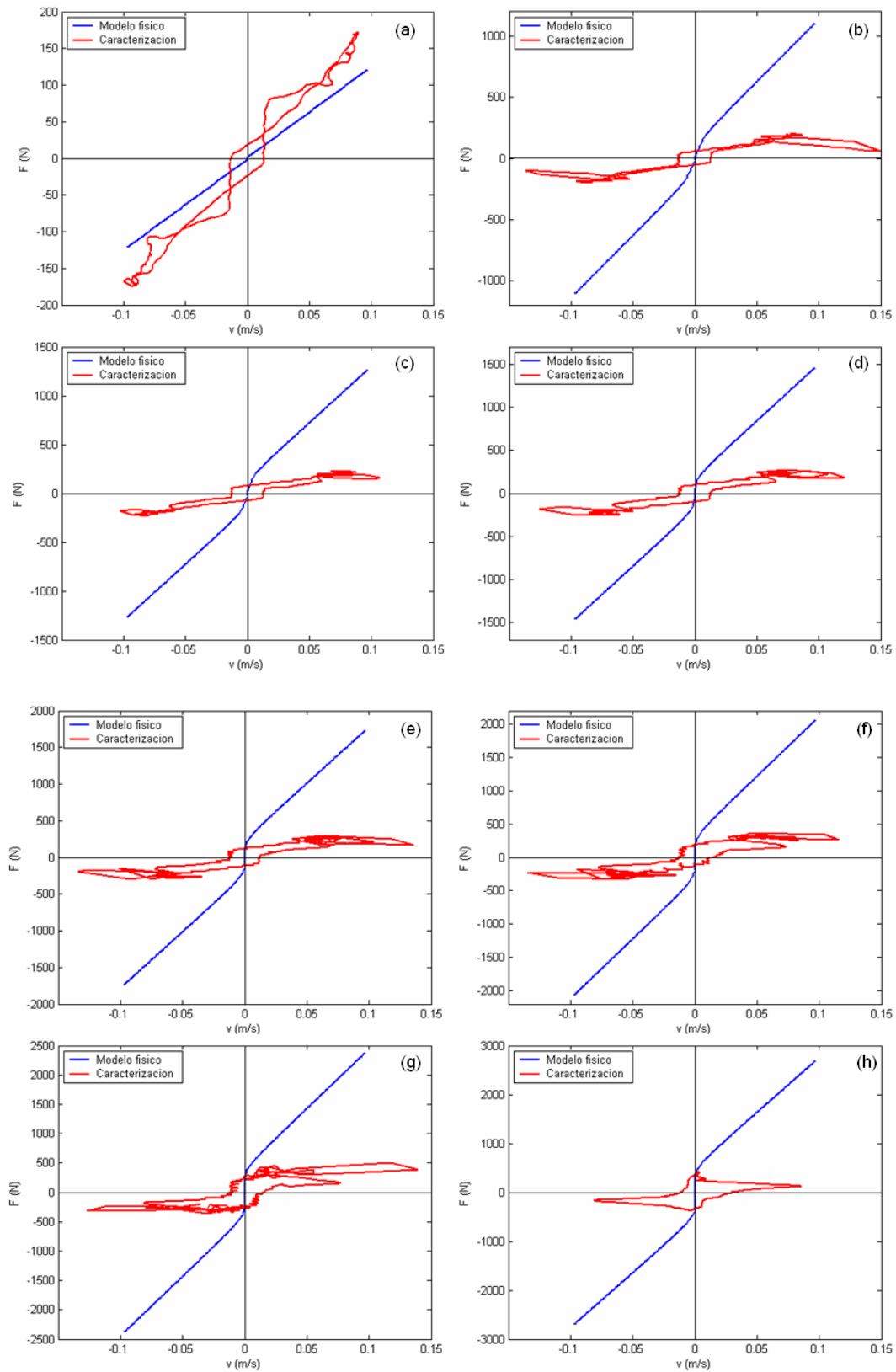


Figura 53: Caracterización del amortiguador respecto al modelo físico para densidades del flujo magnético en el centro del conducto de: 0 mT (a), 106 mT (b), 122 mT (c), 144 mT (d), 175 mT (e), 220 mT (f), 277 mT (g) y 355 mT (h).

Los ensayos se han realizado desde la condición de menor campo magnético a la de mayor campo. En una fase posterior se ha ensayado el amortiguador en secuencia inversa obteniendo los mismos resultados, lo que indica que el efecto de la magnetización remanente y el calentamiento del cilindro son despreciables. Para cada ensayo se han registrado 40 ciclos y se ha comprobado que el comportamiento observado en todos ellos es similar, por lo que sólo se representa uno de los ciclos en los resultados expuestos en esta tesis.

En la Figura 53 se exponen los resultados de la caracterización experimental del amortiguador MR respecto a los resultados obtenidos con el modelo físico para diferentes densidades del flujo magnético en el centro del conducto. En estos resultados se observa claramente que el comportamiento predicho por el modelo físico no corresponde con el comportamiento experimental, tanto por la magnitud de las fuerzas indicadas cuando se aplica el campo magnético, como por la histéresis observada en los resultados experimentales.

En el artículo de Laun *et al.* [74] se expone que la célula magnetoreológica MR 180, utilizada en esta tesis doctoral, no genera una densidad del flujo magnético constante entre los platos paralelos como la indicada en la Figura 12, sino que la densidad del flujo magnético es considerablemente mayor en el extremo del plato como se puede apreciar en la Figura 54. Según [74] esta densidad del flujo magnético mayor conlleva una migración de las partículas magnéticas hacia los extremos, de forma que con más partículas y mayor densidad del flujo magnético se forman cadenas más fuertes en la región donde más se influye en el par medido, resultando una lectura de par muy superior a la que corresponde a una densidad del flujo magnético uniforme.

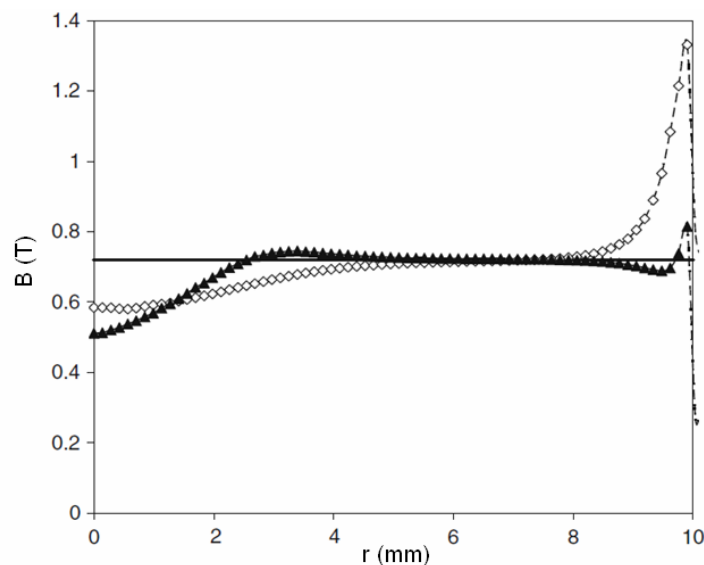


Figura 54: Densidad del flujo magnético respecto al radio en la célula MR180 (\diamond), y en la célula MR180 modificada (\blacktriangle) [74].

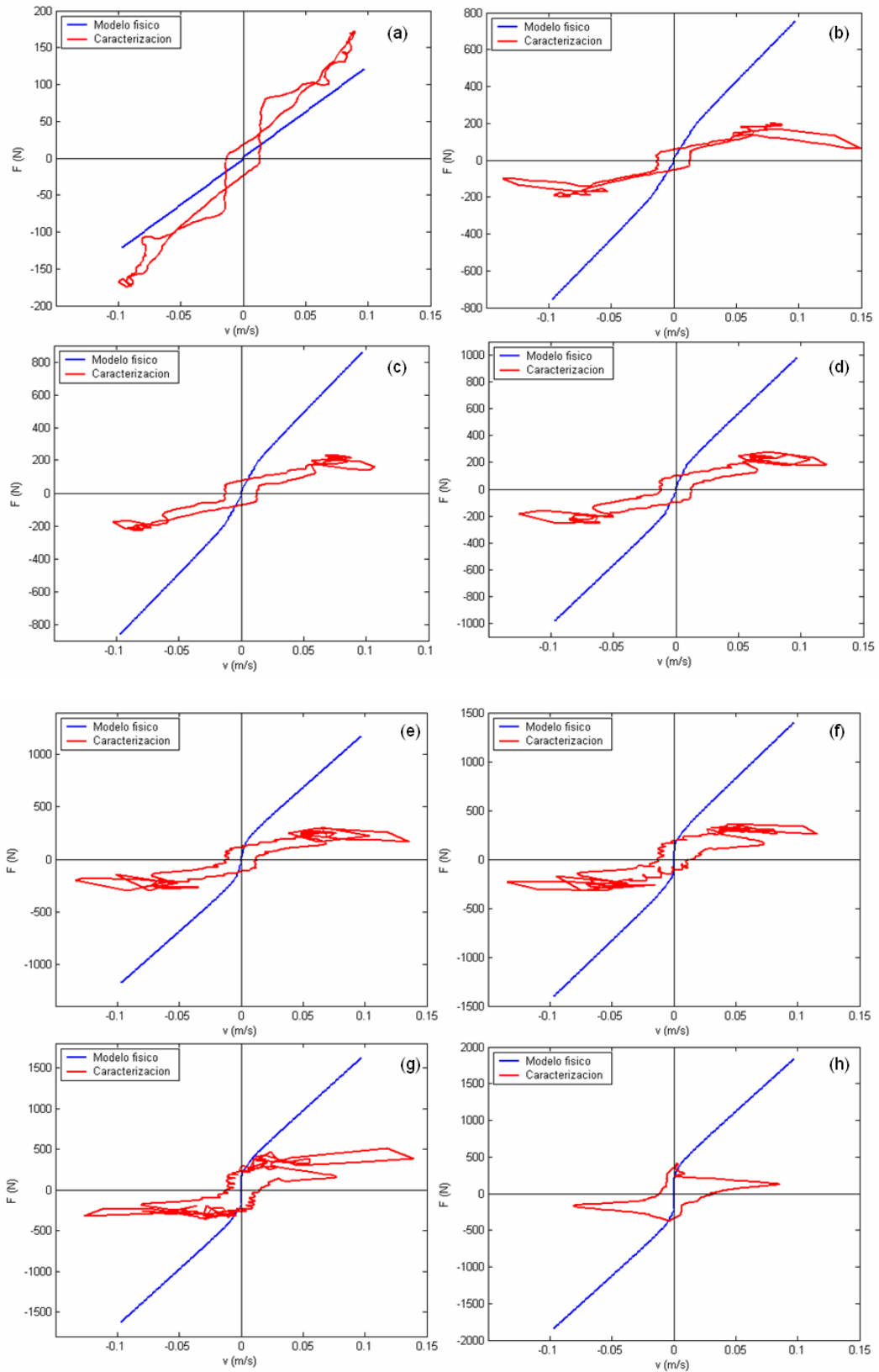


Figura 55: Caracterización corregida del amortiguador respecto al modelo físico para densidades del flujo magnético en el centro del conducto de: 0 mT (a), 106 mT (b), 122 mT (c), 144 mT (d), 175 mT (e), 220 mT (f), 277 mT (g) y 355 mT (h).

En su trabajo, Laun *et al.* presentan una modificación de la célula magnetoreológica MR 180, con la que consiguen una densidad de flujo prácticamente uniforme en todo el gap (Figura 54), con lo que la aproximación de densidad del flujo magnético constante es válida. Tras la caracterización de un fluido no comercial mediante ambas células, los autores han cuantificado el error de la célula magnetoreológica MR 180 en un 32%.

En la Figura 55 se representa la caracterización del amortiguador respecto al modelo físico teniendo en cuenta la corrección propuesta por Laun *et al.* En esta figura se observa que tras la corrección, la aproximación del modelo físico a los resultados experimentales mejora. Aún así esta corrección no resuelve todas las diferencias entre la predicción del modelo físico y los resultados experimentales, por lo que se han de considerar otros efectos mecánicos que pueden alterar el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR y así justificar las diferencias observadas en la histéresis y en la magnitud de la fuerza.

3.4.3. ANÁLISIS DE OTROS EFECTOS MECÁNICOS EN EL AMORTIGUADOR MR

Generalmente el comportamiento histerético de los amortiguadores se debe a efectos mecánicos como la fricción o la elasticidad del sistema [65]. El diseño del prototipo de amortiguador MR se ha realizado con el objetivo de minimizar estos efectos mecánicos, aún así es probable que la histéresis experimental observado en la Figura 55 este relacionado con la fricción y con el comportamiento elástico del amortiguador, por lo que ambos han sido analizados.

La fricción no puede justificar que la magnitud de la fuerza de los resultados del modelo físico sea más alta que la de los resultados experimentales (Figura 55). En cambio, el comportamiento elástico sí que puede ser responsable de la diferencia hallada. La compresibilidad en el circuito supone que no todo el fluido MR desplazado por el embolo pase por el conducto donde se aplica el campo magnético, de modo que un menor flujo por el conducto supone una menor diferencia de presión, y por lo tanto menor fuerza. Otro motivo por el que el flujo por el conducto puede verse reducido son las fugas entre cámaras. Así mismo, es posible que exista deslizamiento entre el fluido MR y las paredes del conducto, con lo que la fuerza es menor. Del mismo modo, se comprueba si las pérdidas hidráulicas fuera del conducto son despreciables, o si hace falta considerar un efecto viscoso adicional para justificar las diferencias en magnitud.

A continuación se analiza la fricción, el comportamiento elástico, el comportamiento viscoso, las fugas en el circuito hidráulico, y por último, el deslizamiento del fluido MR respecto a las paredes.

3.4.3.1. Fricción

Para caracterizar la fricción del amortiguador, éste se va a ensayar según el método experimental en lazo abierto descrito con anterioridad, pero sin que haya fluido en su interior, de modo que el único factor que interviene es la fricción. El método en lazo abierto utilizado ensaya simultáneamente el amortiguador en el régimen estático y el dinámico, por lo que se realiza una caracterización completa de la fricción (fricción estática y dinámica) en un sólo ensayo.

Los resultados de la caracterización han sido modelados para poder añadir este efecto en el modelado físico del amortiguador. El modelo de fricción propuesto (Figura 56) considera dos grados de libertad relacionando cada uno de ellos con uno de los regímenes de funcionamiento. El muelle representa la rigidez de las juntas que define la respuesta en régimen estático, y el elemento de Coulomb representa el deslizamiento que define la respuesta en régimen dinámico. El modelo también dispone de un amortiguador viscoso que representa el efecto de la lubricación de las juntas.

$$F = F_r + c \cdot v \tag{Ec. 50}$$

En la Figura 57 se describe el comportamiento de la fricción en el régimen estático y dinámico. La respuesta del régimen dinámico no es constante, depende del tiempo según la constante t_k (Ec. 51). En el inicio del régimen dinámico la fuerza de fricción corresponde con la fricción estática, F_S , pero con el tiempo se va aproximando mediante una exponencial decreciente al valor de la fricción dinámica, F_K . Por otro lado, la respuesta del régimen estático está condicionada por la rigidez k_r que se calcula para cada intervalo, de forma que sirve de enlace entre la fuerza final del régimen dinámico del intervalo anterior y la fuerza inicial del régimen posterior.

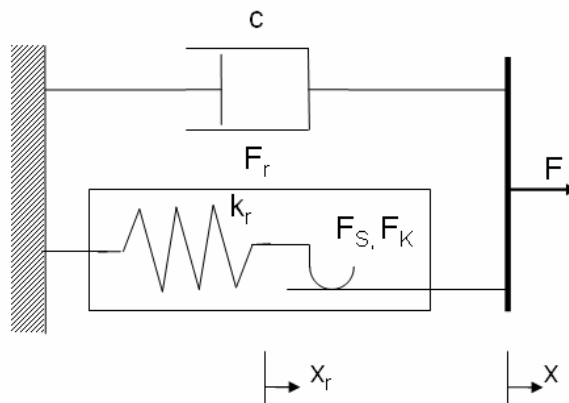


Figura 56: Modelo de fricción propuesto.

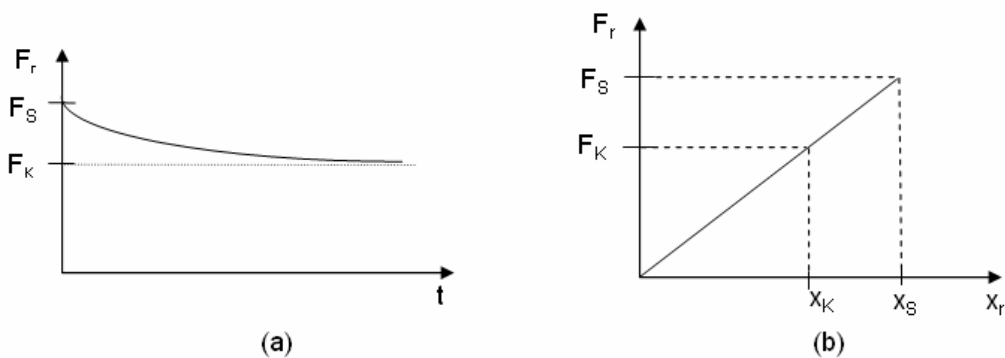


Figura 57: Comportamiento dinámico (a) y estático (b) de la fricción.

$$\begin{cases} F_{\gamma} = F_K + (F_S - F_K) \cdot e^{-\frac{t-t_0}{t_K}} \\ k_{\gamma} = \frac{F_K}{x_K} = \frac{F_S}{x_S} = \frac{F_{\gamma}}{x_{\gamma}} \end{cases} \quad (\text{Ec. 51})$$

Debido a las irregularidades de la rugosidad de las paredes del amortiguador, el comportamiento de las fuerzas de fricción estática y dinámica depende del sentido de movimiento del amortiguador (Ec. 52). Además los valores de fricción también dependen de la frecuencia de ensayo (Ec. 52), debido a que ésta establece el tiempo en el que el amortiguador está inmóvil en el régimen estático. Tras el movimiento, con el tiempo las juntas evacuan el lubricante que queda entre las mismas y la camisa del cilindro, con lo que a mayor frecuencia mayor será la lubricación de la junta y por lo tanto menor la fricción.

$$\begin{cases} F_{K1} = F_{K10} \cdot f^{-\alpha_{K1}} \\ F_{S1} = F_{S10} \cdot f^{-\alpha_{S1}} \\ F_{K2} = F_{K20} \cdot f^{-\alpha_{K2}} \\ F_{S2} = F_{S20} \cdot f^{-\alpha_{S2}} \end{cases} \quad (\text{Ec. 52})$$

En la Figura 58 se observa el ajuste del modelo presentado con los resultados experimentales para los siguientes valores de los parámetros de la fricción: $F_{K10} = 67 \text{ N}$, $\alpha_{K1} = 0.5$, $F_{S10} = 67 \text{ N}$, $\alpha_{S1} = 0.05$, $F_{K20} = 67 \text{ N}$, $\alpha_{K2} = 0.5$, $F_{S20} = 63 \text{ N}$, $\alpha_{S2} = 0.05$, $t_K = 0.03 \text{ s}$ y $C = 30 \text{ N}\cdot\text{s/m}$.

Como se observa en los resultados, el modelo de fricción propuesto predice correctamente el comportamiento de fricción, tanto en el régimen estático como en el dinámico, describiendo el característico comportamiento histerético de la fricción y ajustándose a su magnitud.

El modelo de fricción propuesto, ha sido descrito con mayor detalle en el trabajo de Zubieta *et al.* [73]. En este trabajo, el modelo se ha validado mediante otro cilindro de alta fricción, y además se compara la predicción del modelo propuesto respecto a otros modelos de fricción de bibliografía (ver anexo 6).

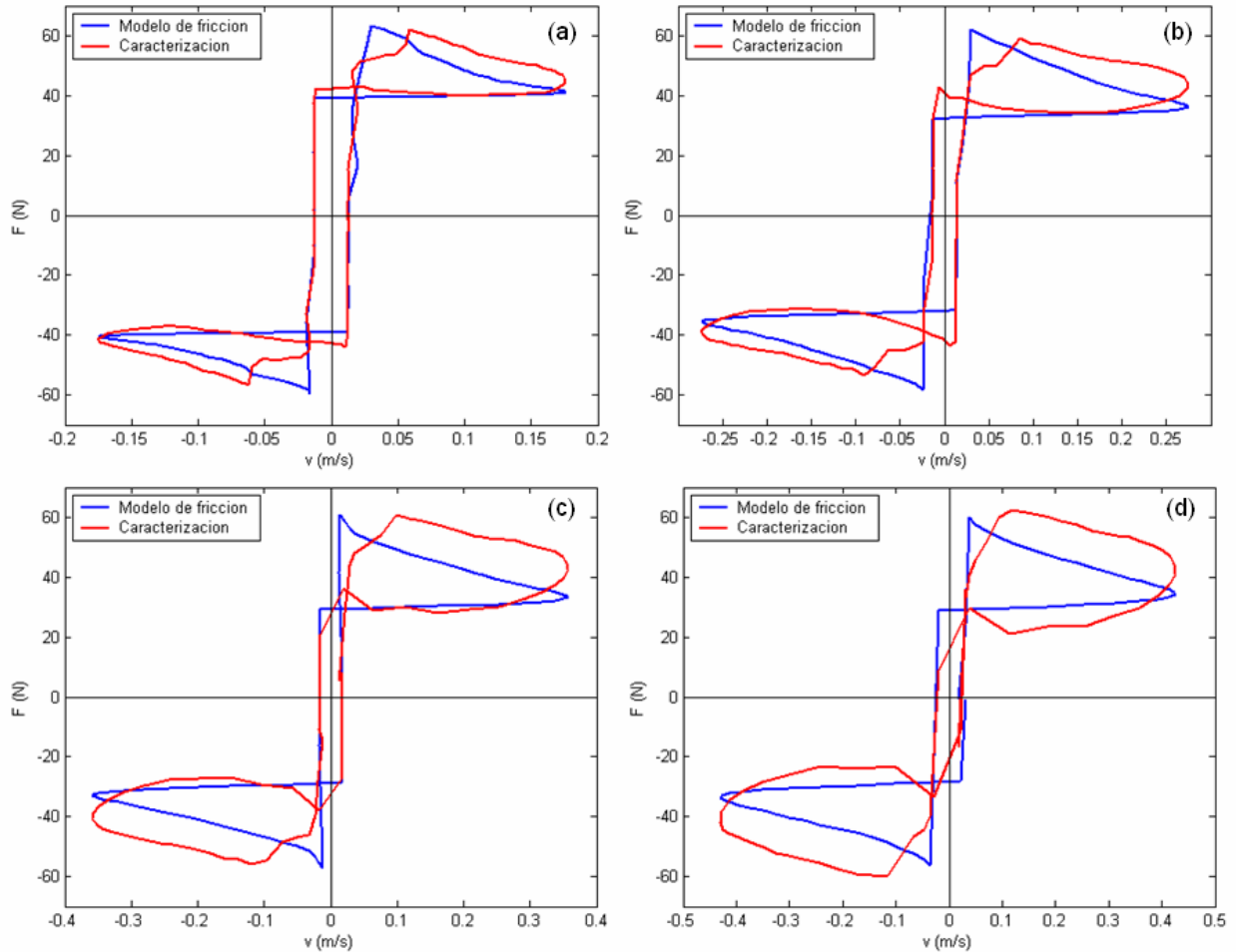


Figura 58: Caracterización y modelado de la fricción a 3 Hz (a), 5 Hz (b), 7 Hz (c) y 9 Hz (d).

3.4.3.2. Comportamiento viscoso

Se ha caracterizado el amortiguador MR con el fluido Lord MRF 122-2ED y sin campo magnético aplicado con el método de ensayo propuesto para evaluar si el comportamiento viscoso en el conducto, determinado mediante el modelo físico, justifica el comportamiento viscoso del amortiguador.

En la Figura 59 se muestran los resultados experimentales de la caracterización del amortiguador MR, comparados con los resultados de la predicción del modelo físico en el cual se le ha implementado el modelo de fricción desarrollado en el apartado anterior.

En los resultados de la Figura 59 se observa que el comportamiento viscoso del conducto según el modelo físico desarrollado se aproxima en magnitud al comportamiento viscoso experimental del amortiguador MR, lo que indica que el comportamiento viscoso del resto del circuito es despreciable, tal y como se considero en el diseño del prototipo del amortiguador MR. En los resultados experimentales se observa una mayor histéresis que la correspondiente al modelo de fricción propuesto, hecho que sugiere la existencia de un comportamiento elástico.

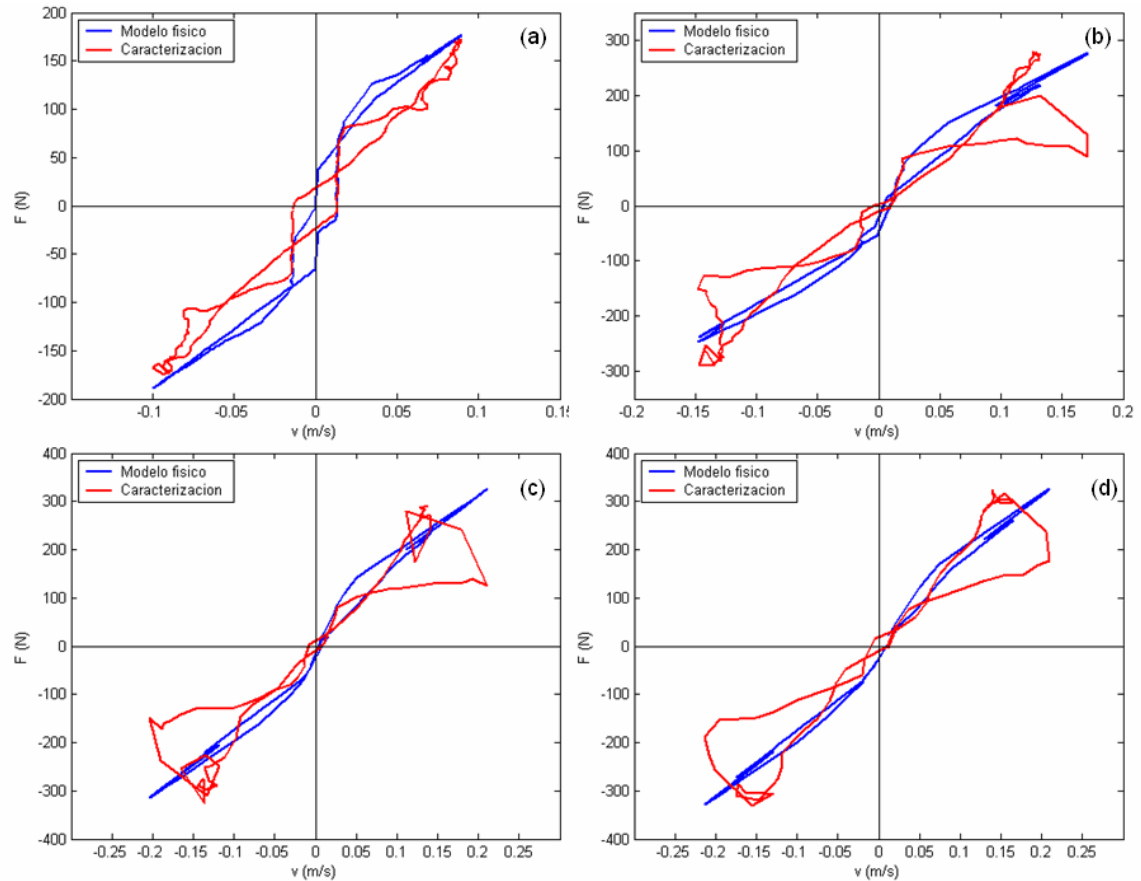


Figura 59: Modelado y caracterización del comportamiento viscoso a 2 Hz (a), 4 Hz (b), 6 Hz (c) y 8 Hz (d).

3.4.3.3. Comportamiento elástico

Para el análisis del comportamiento elástico, en la Figura 60 se representan las señales de fuerza, velocidad y desplazamiento del ensayo a 6 Hz (Figura 59 (c)). En esta figura se observa la gran similitud en la forma entre las señales de fuerza y velocidad, lo que indica que el comportamiento del amortiguador es principalmente viscoso. Las diferencias entre la señal de fuerza y la de velocidad, y por lo tanto las que se podrían asociar al comportamiento elástico, están localizadas en las zonas marcadas en verde, y no tienen ninguna relación con la señal de desplazamiento. Esto indica que el comportamiento elástico no es debido a la presencia de una cámara de aire en el circuito, o a la elasticidad de alguna parte del amortiguador, puesto que entonces el comportamiento elástico estaría directamente relacionado con el desplazamiento del amortiguador. Así, se deduce que el comportamiento elástico observado es debido al propio fluido MR.

En general se considera que los líquidos son incompresibles, no obstante, Hong *et al.* [75] y Wang *et al.* [76] han observado que los fluidos MR son compresibles, lo que justifica el comportamiento observado en los resultados experimentales. Para corroborar esta teoría se ha ensayado el mismo prototipo de amortiguador con un aceite convencional (Repsol Telex) también a 6 Hz (Figura 61).

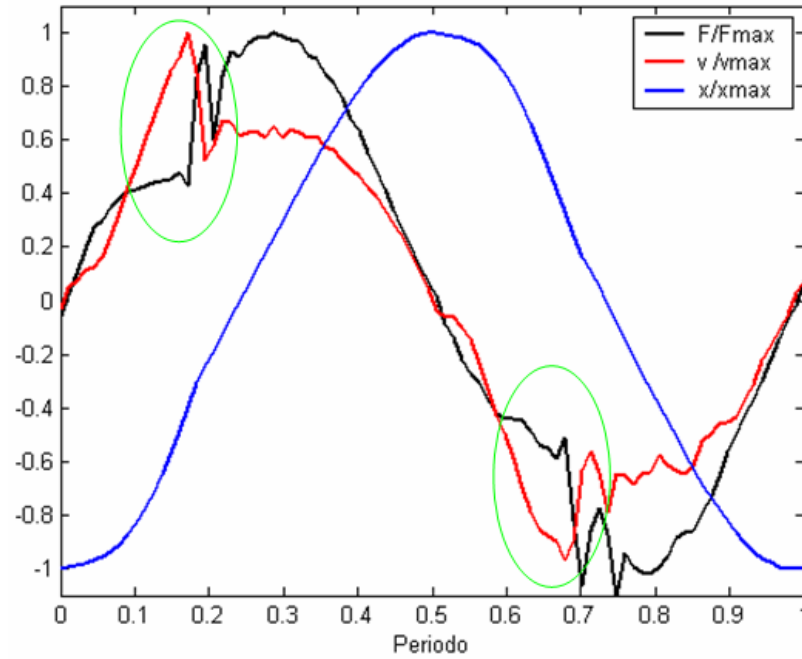


Figura 60: Comparación de forma entre las señales de fuerza, velocidad y desplazamiento con fluido Lord MRF 122-2ED.

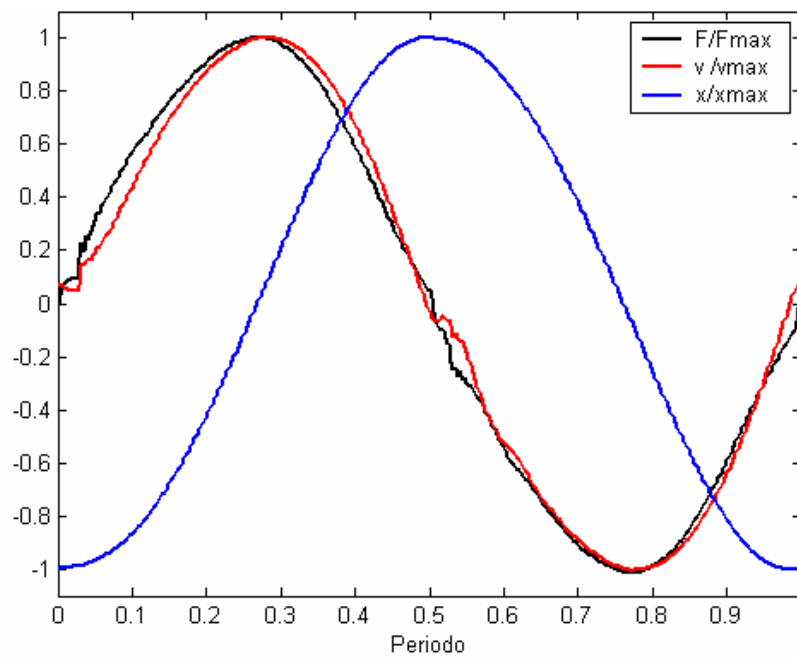


Figura 61: Comparación de forma entre las señales de fuerza, velocidad y desplazamiento con aceite convencional Repsol Telex.

En la Figura 61 se observa que las señales de fuerza y velocidad prácticamente se superponen, por lo se puede afirmar que en este caso no hay comportamiento elástico. Así se deduce que el comportamiento elástico del amortiguador MR se debe exclusivamente a la compresibilidad del fluido Lord MRF 122-2ED. Y por lo tanto, las no linealidades que se observan en los resultados de

la Figura 60, así como la mayor histéresis de los resultados experimentales de la Figura 59 se deben a la compresibilidad del fluido MR.

No obstante, la diferencia de magnitud entre la predicción del modelo físico y los resultados experimentales (Figura 55) no se puede atribuir a la compresibilidad del fluido MR, puesto que este efecto mecánico actúa de forma muy puntual, con lo que la repercusión en el caudal que fluye por el conducto es mínima. Por lo tanto, las diferencias en magnitud entre la predicción del modelo físico y los resultados experimentales deberán ser explicadas bien por las fugas entre las cámaras o por el deslizamiento entre el fluido y las paredes del conducto.

3.4.3.4. Fugas en el circuito

Para analizar las posibles fugas entre las dos cámaras del amortiguador, éste se ha ensayado eliminando la comunicación externa entre las cámaras. El ensayo se ha realizado con un aceite Repsol Telex, el cual se considera incompresible según los resultados de la Figura 61, a una frecuencia de 4 Hz. De este modo si no hay fugas entre cámaras, el amortiguador debería quedar bloqueado (Figura 62).

Los resultados de la Figura 62 muestran un ligero movimiento del amortiguador para valores de fuerza muy altos. No obstante, este comportamiento no se debe a las fugas entre cámaras, sino a un comportamiento elástico del fluido (el aceite analizado es ligeramente compresible) y no viscoso. Por lo tanto, la diferencia en magnitud entre la predicción del modelo físico y los resultados experimentales (Figura 55) se debe claramente al deslizamiento del fluido MR con las paredes del conducto.

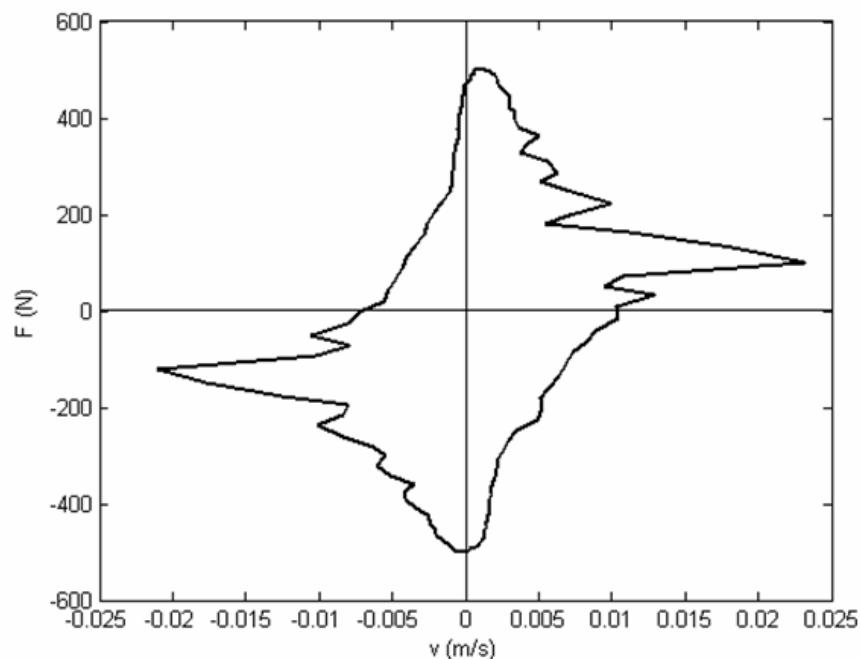


Figura 62: Comportamiento del amortiguador bloqueado con aceite convencional (Repsol Telex).

3.4.3.5. Deslizamiento en las paredes

En ausencia de campo magnético no habrá deslizamiento entre el fluido Lord MRF 122-2ED y la pared, siendo la fuerza de adherencia entre el fluido y la pared del mismo orden o mayor a la adherencia entre las diferentes capas del fluido. No obstante, cuando se aplica un campo magnético las condiciones cambian, y la misma fuerza de adherencia entre el fluido y la pared, puede resultar menor a la adherencia entre las capas del fluido debido a que ésta aumenta a causa de las cadenas de partículas que se forman en presencia del campo magnético. De este modo, las altas tensiones a las que se somete al fluido MR cuando trabaja ante un campo magnético son soportadas por las diferentes capas del fluido, pero no por la fuerza de adherencia entre el fluido y las paredes del conducto, por lo que se produce el deslizamiento de todo el fluido MR como si fuera un bloque respecto a las paredes. Y por ello, el caudal real que circula por el conducto es superior al que indica el modelo físico propuesto.

Para contemplar este hecho en el modelo físico propuesto, se considera como primera aproximación un deslizamiento que es proporcional al esfuerzo cortante en la pared (Ec. 53).

$$u_{y=0} = 4 \cdot 10^{-4} \cdot \tau \quad (\text{Ec. 53})$$

En la Figura 63 se muestra los resultados experimentales y los del modelo físico en el que se han incluido la fricción y el deslizamiento, con lo que se obtiene una mejor predicción. La diferencia entre los resultados experimentales y los numéricos se debe principalmente a la compresibilidad del fluido MR, que es la responsable de ese comportamiento irregular de mayor histéresis en el amortiguador MR.

De este modo, tras el análisis de la influencia de estos factores mecánicos en el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR, se valida el modelo físico desarrollado en esta tesis doctoral.

3. MODELO Y CARACTERIZACIÓN DEL AMORTIGUADOR MR

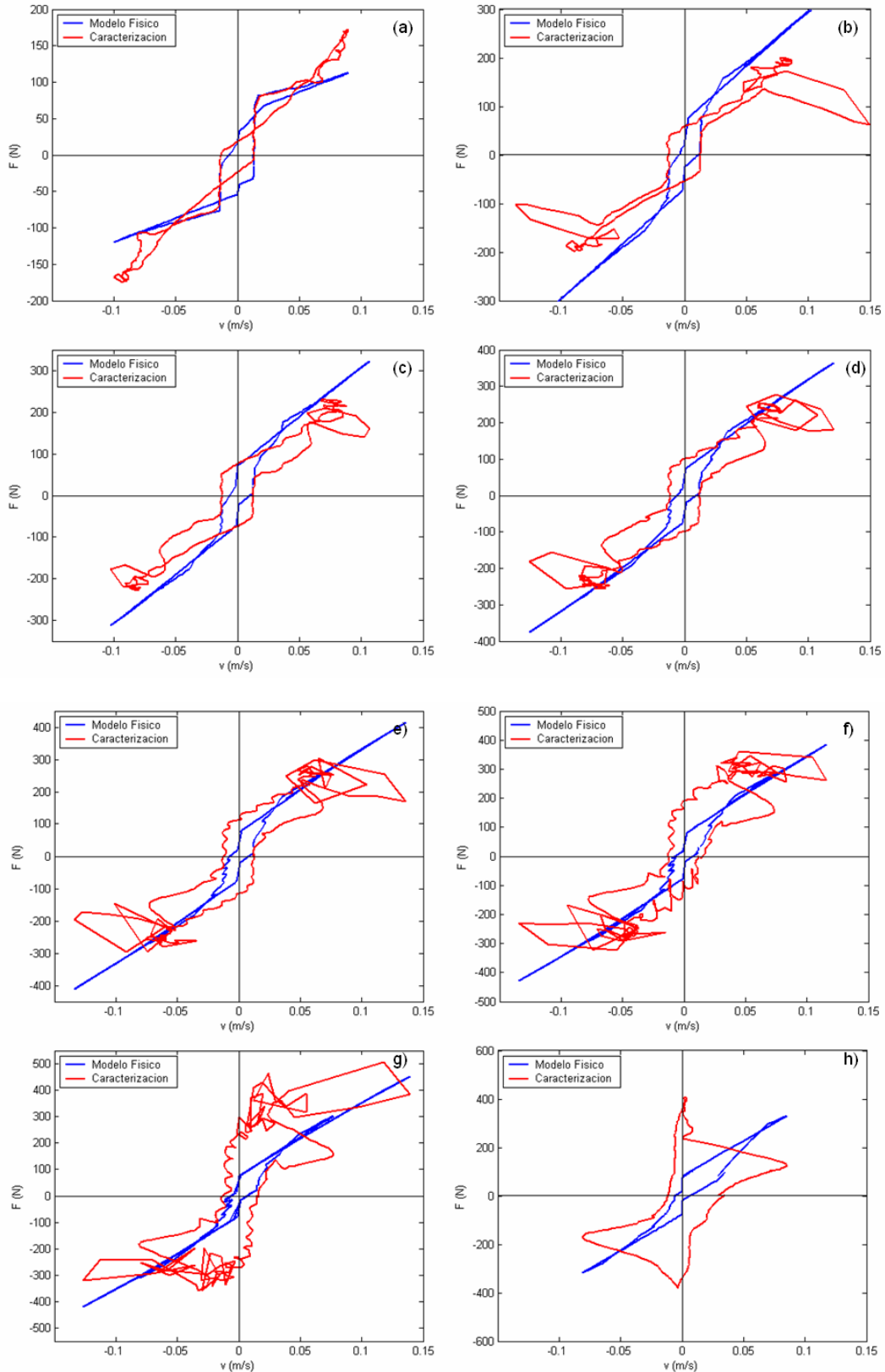


Figura 63: Caracterización corregida del amortiguador respecto al modelo físico considerando la fricción y el deslizamiento, para densidades del flujo magnético en el centro del conducto de: 0 mT (a), 106 mT (b), 122 mT (c), 144 mT (d), 175 mT (e), 220 mT (f), 277 mT (g) y 355 mT (h).

3.5. Discusión de los resultados

En este apartado se ha relacionado el comportamiento magnetoreológico del fluido MR con el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR mediante el modelo físico propuesto. En dicho modelo se ha considerado la geometría del prototipo del amortiguador MR y la caracterización realizada del circuito magnético. Tras la validación del modelo físico mediante la caracterización experimental del amortiguador MR y el análisis de los efectos mecánicos que repercuten en su funcionamiento, cabe destacar que dicho modelo es una herramienta útil en el desarrollo de nuevos amortiguadores MR, ya que permite definir sus parámetros para que el comportamiento se ajuste a los requerimientos de la aplicación.

La caracterización experimental del prototipo del amortiguador MR y su comparación con el modelo físico propuesto ha revelado la importancia de dos propiedades del fluido MR pocas veces consideradas en el desarrollo de los amortiguadores MR; la compresibilidad de este fluido y su deslizamiento respecto a las paredes cuando se aplica un campo magnético.

El deslizamiento ha demostrado ser un factor determinante en el comportamiento del amortiguador MR diseñado para esta tesis doctoral, ya que limita en gran medida las cualidades magnetohidrodinámicas del mismo, por lo que evitar o limitar este deslizamiento debe ser prioritario en el diseño de un amortiguador MR. La adherencia hidrodinámica entre el fluido MR y la pared es del orden de la adherencia hidrodinámica entre las capas del fluido MR cuando no hay campo magnético aplicado, pero es inferior a la adherencia magnetohidrodinámica entre las capas del fluido MR en presencia de un campo magnético, por lo que en esta condición se produce el deslizamiento. Para evitar este deslizamiento se ha de aumentar la adherencia entre el fluido y la pared en presencia de campo magnético por lo menos en la misma medida que se aumenta la adherencia entre las capas del fluido MR. Para ello, la solución más directa pasa por asignar las propiedades de las capas del fluido a la pared, esto es, insertar partículas magnéticas de similar tamaño con una similar distribución en la pared magnéticamente no conductora. De esta forma, al aplicar un campo magnético, las partículas de la pared interactúan con las partículas del fluido creando una adherencia magnética adicional entre la pared y el fluido MR, y equiparando la adherencia magnetohidrodinámica del fluido con la pared a la adherencia magnetohidrodinámica existente entre las capas del fluido, evitando así todo deslizamiento. La inserción de partículas magnéticas en paredes no magnéticas puede ser una solución muy útil para cualquier aplicación de los fluidos MR, tanto si el fluido trabaja en modo de válvula (p.ej. amortiguadores o válvulas de control), en modo de

cizalladura (p. ej. frenos, embragues o reómetros) o en modo mixto (p. ej. amortiguadores). Por este motivo se ha solicitado una patente que proteja esta invención [77] (ver anexo 7).

En cuanto a la compresibilidad del fluido MR, al ser ésta una propiedad intrínseca del fluido, no puede ser evitada, a menos que se altere su síntesis. Ahora bien, su influencia se puede reducir mediante unas pautas en el diseño del amortiguador MR. De este modo, son preferibles los diseños de vástago simple con cámara de compensación, en la que el fluido MR trabaja en todo momento bajo una presión controlada, con lo que se reduce el comportamiento incierto asociado a la compresibilidad del mismo. También resulta preferible que el amortiguador trabaje en modo mixto, puesto que en este modo de trabajo la compresibilidad del fluido MR no afecta al umbral inicial en el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR.

Capítulo 4

Resultados y conclusiones

4.1. Conclusiones

De acuerdo con el objetivo principal de esta tesis, se ha desarrollado un modelo físico que relaciona el comportamiento magnetoreológico del fluido MR con el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR. Además en el proceso de desarrollo de este modelo físico se han obtenido otras conclusiones destacables:

- Se ha definido un método de llenado de la muestra para la configuración de platos paralelos del reómetro.
- Se ha desarrollado un nuevo método numérico para convertir las medidas obtenidas mediante el reómetro en resultados reológicos del fluido analizado.
- Se ha presentado por primera vez un modelo magnetoreológico del fluido MR, que describe el comportamiento reológico del pre-umbral y del post-umbral, y su evolución con el campo magnético.
- Se ha desarrollado un amortiguador MR que magnifica el comportamiento del fluido MR.
- Se ha caracterizado el circuito magnético del amortiguador MR y se ha desarrollado su modelo.

Tras obtener el modelo físico del amortiguador MR en base al modelo magnetorreológico del fluido MR, se ha validado este modelo, caracterizando el amortiguador MR y comparando la predicción del modelo físico con los resultados experimentales. Además en la fase de caracterización del amortiguador también se han obtenido los siguientes resultados:

- Se ha desarrollado un nuevo método de ensayo para amortiguadores en lazo abierto, con el que el amortiguador se caracteriza de forma completa en un único ensayo.
- Se ha definido un método de análisis para los resultados obtenidos en la caracterización de sistemas con alta fricción, con el que se diferencia los resultados estáticos de los dinámicos y la transición entre ambos.
- Se ha desarrollado un nuevo modelo de fricción de dos grados de libertad que describe el comportamiento estático de fricción, el comportamiento dinámico de fricción y la transición entre ambos. El mismo modelo también contempla la variación en el comportamiento de la fricción con la frecuencia.

- Se ha identificado la influencia de dos parámetros en el comportamiento magnetohidrodinámico del amortiguador MR: La compresibilidad del fluido MR y el deslizamiento entre el fluido MR y la pared del conducto.
- Se ha elaborado un diseño de pared válido para cualquier aplicación del fluido MR, con el que se garantiza la ausencia de deslizamiento del fluido MR respecto a dicha pared.
- Se han definido pautas de diseño del amortiguador MR para obtener un mejor comportamiento magnetohidrodinámico que compensan la compresibilidad inherente al fluido MR.

Los resultados obtenidos en esta tesis, así como las pautas de diseño expuestas pueden resultar de gran ayuda en el diseño de amortiguadores MR de aplicación industrial, puesto que se ofrecen las herramientas necesarias para ajustar el diseño del mismo a fin de lograr el comportamiento magnetohidrodinámico deseado.

4.2. Publicaciones

Todos los resultados y conclusiones obtenidos en esta tesis han sido publicados en revistas indexadas, además han sido expuestos en diversos congresos de carácter nacional e internacional. En los anexos se incluyen los artículos y la patente solicitada.

Artículos en revista

- Zubieta, M., Urreta, H., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Model of the behaviour of magnetorheological fluids to analyse the preyield. *Magneto hydrodynamics* 44 (4) pp. 379-387. 2008.
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M., Open loop controlled damper test method for static and dynamic characterization. *Mechanism and Machine Theory* 44 pp. 1560–1569. 2009.
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Numerical Method for the determination of the shear stress of magnetorheological fluids with the parallel plate measuring system. *Rheology Acta* 48 pp. 89–95. 2009.
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Magnetorheological fluids: Characterization and modelling of magnetization. *Smart Material and structures* 18 pp. 1-6. 2009.
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Two yield stresses model for characterization of magnetorheological fluids. *Smart Material and structures* (enviado).
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Physical model for the prediction of the behaviour of a MR damper. *Journal of Sound and Vibration* (enviado).
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Other mechanical effects on MR dampers: Fluid compressibility and wall slip (en preparación).

Patentes

- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M., Pared de contacto para fluidos magnetoreológicos. N° de solicitud: P200930759. País y fecha de prioridad: España 29-09-2009.

Participación en congresos

- Zubieta, M., Urreta, H., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Modèle de friction d'un amortisseur dans une bande de basse fréquence. *8ème Congrès De Mécanique, El Jadida (Marruecos)* 17-20 Abril 2007. Presentación oral.
- Zubieta, M.; Urreta, H.; Elejabarrieta, M.J.; Bou-Ali, M.M.; Characterization of the friction of a damper in open loop control. *12th IFToMM World Congress, Besançon (Francia)* 17-21 Junio 2007. Poster.
- Zubieta, M., Urreta, H., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Model of the behaviour of magnetorheological fluids to analyse the preyield. *11th International conference on Magnetic fluids, Kosice (Eslovaquia)* 23-27 de Julio 2007. Poster.
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Numeric method for magnetorheological characterization in parallel-plate configuration. *European congress and exhibition of Advanced Material and processes, Nurnberg (Alemania)* 10-13 de Septiembre 2007. Poster.
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Quantitative characterization of magnetorheological fluids for smart lubrication. *Lubmat conference & exhibition, San Sebastian (España)* 4-6 de Junio 2008. Presentación oral.
- Zubieta, M., Eceolaza, S., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Caracterización y modelado del comportamiento magnético de los fluidos magnetoreológicos. *X Congreso Nacional de Materiales, San Sebastian (España)* 18-20 de Junio 2008. Poster.
- Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; New characterization technique for the static and dynamic friction of a damper. *Noise and vibrations: emerging methods, Oxford (Inglaterra)* 5-8 de Abril 2009. Presentación oral.

Premios

- First Best Poster Award en el *12º congreso mundial IFToMM* por el trabajo: Characterization of the friction of a damper in open loop control [73].

Colaboraciones en otros trabajos

- Urreta, H., Murillo, N., Zubieta, M., Toledo, N., Bou-Ali, M.M.; Síntesis de ferrofluidos como lubricantes inteligentes para su aplicación en cojinetes hidrostáticos. *IX Congreso Nacional de Materiales, Vigo (España)* 20-22 Junio 2006. Presentación oral.
- Arriaga, M., Zubieta, M., Urreta, H., Bou-Ali, M.M.; Étude expérimental du comportement rhéologique des fluides magnétiques MR et FF. *8ème Congrès De Mécanique, El Jadida (Marruecos)* 17-20 Abril 2007. Presentación oral.

- Urreta, H., Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Murillo, N., Bou-Ali, M.M.; Analytic, numeric and experimental study of hydrostatic journal bearings behaviour for precision grinding machines. *12th IFToMM World Congress, Besançon (Francia)* 17-21 Junio 2007. Presentación oral.
- Arriaga, M., Zubieta, M., Urreta, H., Bou-Ali, M.M.; Estudio de los fluidos magnetoreológicos como lubricantes inteligentes. *IV Congreso Ibérico de Tribología, Bilbao (España)* 21-22 Junio 2007. Presentación oral.
- Urreta, H., Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Analytical study of hydrostatic journal bearings behaviour, lubricated with ferrofluids and magnetorheological fluids. *11th International conference on Magnetic fluids, Kosice (Eslovaquia)* 23-27 de Julio 2007. Poster.
- Eceolaza, S., Zubieta, M., Bou-Ali, M.M.; Estudio del comportamiento magnetoreológico de los ferrofluidos. *X Congreso Nacional de Materiales, San Sebastian (España)* 18-20 de Junio 2008. Poster.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Öhlins Racing AB; Advanced seminar. 2006.
- [2] Alexander, D.; Handling the ride, AEI Online. 2005.
- [3] Akatsu, Y., Iijima, T., Takahashi, K., Murakami, H.; Development of a Hydraulic Active Suspension. *SAE Technical Papers* N° 931971. 1993.
- [4] Gillespie, T.D.; Fundamentals of Vehicle Dynamics. *SAE* ISBN 1-56091-199-9. 1992.
- [5] Dixon, J.C.; The Shock Absorber Handbook. *SAE* ISBN 0-7680-0050-5. 1999.
- [6] http://www.bose.com/controller?event=VIEW_STATIC_PAGE_EVENT&url=/learning/project_sound/suspension_components.jsp
- [7] <http://www.ohlins.com/Automotive/Hidden/CES/tabid/178/Default.aspx>
- [8] <http://delphi.com/manufacturers/auto/other/ride/magneride/>
- [9] Lord Corporation; Lord Corporation Magnetorheological (MR) Fluid for Automotive Damping Systems, *IIR Suspension and Damping Conference*. 2004.
- [10] Spencer, B.F., Dyke, S.J., Sain, M.K., Carlson, J.D.; Phenomenological Model of a Magnetorheological Damper. *ASCE Journal of Engineering Mechanics*. 123 (3) pp. 230-238. 1997.
- [11] Carlson, D., Catanzarite, D.M., St. Clair, K.A.; Commercial magneto-rheological fluid devices. *5th International Conference on Electro-Rheological, Magneto-Rheological Suspensions and Associated Technology*. 1995.
- [12] Carlson, J.D., Chrzan, M.J.; Magnetorheological Fluid Dampers. *US5277281 Patent*. 1994.
- [13] Dyke, S.J., Spencer, B.F., Sain, M.K., Carlson, J.D.; An Experimental Study of MR Dampers for Seismic Protection. *Smart Material and Structures* 7 pp. 693-703. 1998.

- [14] Yoshioka, H., Ramallo, J.C., Spencer, B.F.; Smart Base Isolation Strategies Employing Magnetorheological Damper. *ASCE Journal of Engineering Mechanics*, 128(5), pp. 540-551. 2002.
- [15] <http://www.cadillac.com>
- [16] http://www.chevrolet.com/pop/corvette/msrc_es.jsp
- [17] <http://audi-shootingbrakeconcept.com>
- [18] Poynor, J.C.; Innovative Designs for Magneto-Rheological Dampers. *PHD Virginia Polytechnic Institute*. 2001.
- [19] Durán, J.D.G., Iglesias G.R., Delgado A.V., González-Caballero F., Ahualli S.; Footwear with shock-absorbing effect . WO / 2007 / 125148 patent. 2007.
- [20] Chrzana, M.J., Carlson, J.D.; MR Fluid Sponge Devices and Their Use in Vibration Control of Washing Machines. *Proceedings of the 8th Annual Symposium on Smart Structures and Materials*. 2001.
- [21] Gamota, D.R., Filisko, F.E.; Dynamic Mechanical Studies of Electrorheological Materials: Moderate Frequencies. *Journal of Rheology*, 35(3) pp. 399–425. 1991.
- [22] Wen, Y.K.; Method of random vibration of hysteretic systems. *ASCE Journal of Engineering Mechanics*, 102 pp. 249–263. 1976.
- [23] Dominguez, A., Sedaghati, R., Stiharu, I.; A new dynamic hysteresis model for magnetorheological dampers. *Smart Materials and Structures* 15 pp. 1179–1189. 2006
- [24] Choi, S.B., Lee, S.K., Park, Y.P.; A hysteresis model for the field-dependent damping force of a magnetorheological damper. *Journal of Sound and Vibration*, 245(2) pp. 375-383. 2001
- [25] Ahmadian, M.; Vahdati, N.; An analytical evaluation of the transient dynamics of semiactive dampers. *Proceedings of ASME IMECE*. 43254. 2003.
- [26] Gavriloski, V.; Improvement of the vehicle dynamic behaviour by implementation of a semi-active suspension and air spring with integrated mechatronic approach. *Doctoral thesis, Faculty of Mechanical Engineering, Skopje*. 2005.
- [27] Barnes, H.A.; The yield stress everything flows?. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 81 pp. 133–178. 1999.

- [28] López-López, M.T., Kuzhir, P., Lácis, S., Bossis, G., González-Caballero, F., Durán, J.D.G.; Magnetorheology for suspensions of solid particles dispersed in ferrofluids. *Journal of physics: condensed matter* 18 pp. 2803–2813. 2006.
- [29] Volkova, O., Bossis, G., Guyot, M., Bashtovoi, V, Reks, A.; Magnetorheology of magnetic holes compared to magnetic particles. *Journal of Rheology*, 44 (1) pp. 91-104. 2000.
- [30] Rosenweig, R.E.; Ferrohydrodynamics. *Dover* ISBN 0-486-67834-2. 1985.
- [31] Bossis, G., Lácis, S., Meunier, A., Volkova, O.; Magnetorheological fluids. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 252 (1) pp. 224-228. 2002.
- [32] Jolly, M.R., Carlson, J.D., Munoz, B.C.; A model of the Behaviour of Magnetorheological Materials. *Smart Materials and Structures* 5 pp. 607-614. 1996.
- [33] Ginder, J.M., Davis, L.C.; Shear stress in Magnetorheological fluids: Role of Magnetic Saturation. *Applied Physics Letters*, 65(26) pp. 3410 – 3412. 1994.
- [34] Ginder, J.M., Davis, L.C., Elie, L.D.; Rheology of Magnetorheological Fluids: Models and Measurements. *5th International Conference on ER Fluids and MR Suspensions*. 1995.
- [35] Genç, S., Phulé, P.P.; Rheological Properties of Magnetorheological Fluid. *Smart materials and structures* 11 (1) pp. 140-146. 2002.
- [36] Choi, H.J., Cho, M.S., Kim, J.W., Kim, C.A., Jhon, M.S.; A Yield Stress Scaling function for electrorheological fluids. *Applied physics letters* 78 (24) pp. 3806-3808. 2001.
- [37] Klingenberg, D. J., Ulicny, J. C., Golden, M. A.; Mason Numbers for Magnetorheology. *Journal of Rheology* 51 (5) pp. 883-893. 2007.
- [38] Goncalves, F.D., Koo, J.H., Ahmadian, M.; A Review of the State of the Art in Magnetorheological Fluid Technologies – Part I: MR fluid and MR fluid models. *The Shock and Vibration Digest* 38 (3) pp. 203–219. 2006.
- [39] Stanway, R., Sproston, J.L., El-Wahed, A.K.; Applications of Electro-rheological Fluids in Vibration Control: a Survey. *Smart Materials and Structures* 5(4) pp. 464–482. 1996.
- [40] Gandhi F., Bullough W.A.; On the Phenomenological Modeling of Electrorheological and Magnetorheological Fluid Preyield Behaviour. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 16 pp. 237-248. 2005.

- [41] Kamath, G.M. and Wereley, N.M.; A Nonlinear Viscoelastic-Plastic Model for Electrorheological Fluids. *Smart Materials and Structures* 6 pp. 351–359. 1997
- [42] Kamath, G.M., Wereley, N.M., Jolly, M.R.; Characterization of Magnetorheological Helicopter Lag Dampers. *Journal of American Helicopter Society* 44(3) pp. 234–248. 1999.
- [43] Wereley, N.M., Lindler, J., Rosenfeld, N., Choi, Y.T.; Biviscous damping behaviour in electrorheological shock absorbers. *Smart materials and structures* 13 (4) pp. 743-752. 2004.
- [44] Ma, X.Q., Rakheja, S., Su, C.Y.; Relative Assessments of Current Dependent Models for Magneto-Rheological Fluid Dampers. *Proceedings of International Conference on Networking, Sensing and Control* pp. 510-515. 2006.
- [45] Laeuger, J., Wollny, K., Stettin, H., Huck, S.; A new device for the full rheological characterization of magneto-rheological fluids. *International Journal of Modern Physics* 19 pp. 1353–1359. 2004.
- [46] Anton Paar; Manual del Reómetro MCR-501. 2006.
- [47] DIN 53 018; Measurement of the Dynamic Viscosity of Newtonian Fluids with Rotational Viscometers. 1976.
- [48] Mezger, T.G.; The Rheology-Handbook. *Ulrich Zorll*. ISBN 3-87870-745-2. 2002.
- [49] Soskey, P.R., Winter, H.H.; Large Step Shear Strain Experiments with Parallel-Disk Rotational Rheometers. *Journal of Rheology* 28(5) pp. 625-645. 1984.
- [50] Shaw, M. T., Liu, Z.Z.; Single-point Determination of Nonlinear Rheological Data from Parallel-Plate Torsional Flow. *Applied Rheology* 16 (2) pp. 70– 79. 2006.
- [51] Schümmer, P., Worthoff, R.H.; An Elementary Method for the Evaluation of the Flow Curve. *Chemical Engineering Science* 33 pp. 759-763. 1978.
- [52] Carvalho, M.S., Padmanabhan, M., Macosko, C.W.; Single-Point Correction for Parallel Disks Rheometry. *Journal of Rheology* 38 pp. 1925-1936. 1994.
- [53] Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Numerical Method for the determination of the shear stress of magnesorheological fluids with the parallel plate measuring system. *Rheology Acta* 48 pp. 89–95. 2009.

- [54] Rabinowitsch, B.; The Viscosity and Elasticity of Sols, *Zeitschrift F|R Physikalische Chemie* A145 pp. 1-26. 1929.
- [55] Zubieta, M., Urreta, H., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Model of the behaviour of magnetorheological fluids to analyse the preyield. *Magneto hydrodynamics* 44 (4) pp. 379-387. 2008.
- [56] Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Magnetorheological fluids: Characterization and modelling of magnetization. *Smart Material and structures* 18 pp. 1-6. 2009.
- [57] Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Two yield stresses model for characterization of magnetorheological fluids. *Smart Material and structures* (enviado)
- [58] Linder, J.E., Dimcock, D.A., Wereley, N.M.; Design of a magnetorheological shock absorber. *Proceedings of the SPIE* 3985 pp. 426-437. 2000.
- [59] Huang, J., He, J.M., Zhang, J.Q.; Viscoplastic Flow of the MR Fluid in a Cylindrical Valve. *Key Engineering materials* 274 pp. 969-974. 2004.
- [60] Szelag, W.; Analysis of coupled phenomena in a MR fluid damper. *Archives of electrical engineering* 56 (220) pp. 139-148. 2007.
- [61] Yoo, J.H., Wereley, N.M.; Quasi-steady axisymmetric Bingham-plastic model of magnetorheological flow damper behaviour. *Proceedings of IMECE*. 2005.
- [62] Aydar, G., Evrensel, C.A., Gordaninejad, F.; Magneto-rheological fluid damper for a front-loading washing machina: design, fabrication and characterization. *Proceedings of the 10th international conference on ERM*. 2006.
- [63] Wereley, N.M.; Nondimensional analysis of electrorheological and magnetorheological dampers using a Herschel-Bulkley constitutive model. *Proceedings of IMECE*. 2003.
- [64] Hong, S.R., John, S., Wereley, N.M.; Quasi-Steady Analysis of Magnetorheological Dampers for Design and Application. *Proceedings of ISSS*. 2005
- [65] Chooi, W.W., Oyadiji, S.O.; Design, modelling and testing of magnetorheological (MR) dampers using analytical flow solutions. *Computers and Structures* 86 pp. 473-482. 2008.
- [66] He, J.M.; Huang, J., Fu, L.J.; Design analysis of a magnetorheological damper. *Proceedings of SPIE* 60402B pp. 1-7. 2005.

- [67] Hong, S.R., Wereley, N.M., Choi, Y.T., Choi S.B.; Analytical and experimental validation of a nondimensional Bingham model for mixed-mode magnetorheological dampers. *Journal of Sound and Vibration* 312 pp. 399–417. 2008.
- [68] Nam, Y.J., Park, M.K.; Performance Evaluation of Two Different Bypass-type MR Shock Dampers. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 18 pp. 707-717. 2007.
- [69] <http://www.eclipse-magnetics.co.uk>
- [70] <http://www.auxhi.com>
- [71] Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M.; Physical model for the prediction of the behaviour of a MR damper (en preparación).
- [72] <http://www.instron.com/ist/products/damper.asp>
- [73] Zubieta, M.; Elejabarrieta, M.J.; Bou-Ali, M.M.; Open loop controlled damper test method for static and dynamic characterization. *Mechanism and Machine Theory* 44 pp.1560–1569. 2009.
- [74] Laun, H.M., Schmidt, F., Gabriel, C., Kieburg, C.; Reliable plate-plate MRF magnetorheometry based on validated radial magnetic flux density profile simulations. *Rheology Acta* 47 pp. 1049-1059. 2008.
- [75] Hong, S.R., Wang, G., Hu, W. , Wereley N.M.; Liquid spring shock absorber with controllable magnetorheological damping. *Journal of Automobile Engineering* 220 pp. 1019-1030. 2006.
- [76] Wang, X., Gordaninejad, F.; Flow Analysis and Modeling of Field-Controllable, Electro- and Magneto-Rheological Fluid Dampers. *Journal of Applied Mechanics* Vol. 74 pp. 13-22. 2007.
- [77] Zubieta, M., Elejabarrieta, M.J., Bou-Ali, M.M., Pared de contacto para fluidos magnetoreológicos. N° de solicitud: P200930759. País y fecha de prioridad: España 29-09-2009.

Anexo 1

Numerical method for the determination of the shear stress of magneto-rheological fluids with the parallel plate measuring system

A numerical method for determining the shear stress of magnetorheological fluids using the parallel-plate measuring system

Mikel Zubietta · María Jesús Elejabarrieta · Mounir Bou-Ali

Received: 26 February 2008 / Accepted: 1 August 2008 / Published online: 31 October 2008
© Springer-Verlag 2008

Abstract This work proposes a new numerical method for determining the shear stress, which does not need any preassumption about the exact behavior of the fluid to achieve absolute data using a parallel-plate measuring system. The ability for representing different behaviors along the entire shear-rate range makes this method particularly interesting for the study of magnetorheological (MR) fluids. In this work, the conversion factors used by the rheometer for concentric-cylinder, cone-plate, and parallel-plate measuring systems are first analyzed. This analysis shows that the software used by the rheometer is not appropriate for the quantitative characterization of non-Newtonian fluids using the parallel-plate measuring system. Therefore, a new method for conversion of the parameters measured by the rheometer to the rheological parameters of the fluid is proposed; simultaneously, this new method is compared with other correction methods proposed in the literature: the Rabinowitsch-type method and the single-point method. Finally, the proposed method is applied for the quantitative characterization of an MR fluid.

Keywords Rheometer · Yield stress · Rheology · Numerical · Herschel-Bulkley · Modeling

M. Zubietta (✉) · M. J. Elejabarrieta · M. Bou-Ali
Loramendi 4, 20500 Mondragón, Spain
e-mail: mzubietta@eps.mondragon.edu

M. J. Elejabarrieta
e-mail: mjelejabarrieta@eps.mondragon.edu

M. Bou-Ali
e-mail: mbouali@eps.mondragon.edu

Study of the conversion factors used by the rheometer

Rheometers work with two conversion factors for each measurement system: one relates the rotational velocity with the shear rate (C_{SR}), and the other relates the torque with the shear stress (C_{SS}).

$$\dot{\gamma} = C_{SR} \cdot \omega; \quad (1)$$

and,

$$\tau = C_{SS} \cdot M, \quad (2)$$

where $\dot{\gamma}$ represents the shear rate, ω the rotational velocity, τ the shear stress, and M the torque.

The conversion factors of Eqs. 1 and 2 are regulated by the Deutsche Industrie Norm (DIN) 53018-1 (1976) standard for concentric-cylinder, cone-plate, and parallel-plate measuring systems. The conversion factors specified in the standard only refer to Newtonian fluids; nonetheless, rheometers usually apply them for any type of fluid.

The shear-rate conversion factors are not influenced by the type of fluid because the deformation conditions of the fluids are equal. However, the same deformation conditions cause different stress conditions, which affect the conversion factors for the shear stress. The shear-stress conversion factors for different geometries are discussed in the following section.

In the case of a concentric-cylinder measuring system, the fluid layers, of constant shear stress, are arranged in the radial direction. The torque transmitted

through a layer is obtained by the sum of the height differentials, dz :

$$M = \int_0^z \tau \cdot r \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dz. \quad (3)$$

As the shear rate is not dependent on the height, the shear stress is also independent of this geometrical parameter; therefore, the integral can be solved as follows:

$$M = \tau \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot z; \quad (4)$$

$$\tau = \frac{M}{2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot z}. \quad (5)$$

Equation 5 shows that the relation between the torque and the shear stress is independent of the fluid type in a layer; therefore, considering the fact that the gap between concentric-cylinders is small, it can be assumed that the shear stress is constant throughout the gap, and hence the conversion factors indicated in the DIN 53018-1 (1976) standard is valid for both Newtonian and non-Newtonian fluids in a concentric-cylinder geometry.

On the contrary, in the cone-plate and parallel-plate measuring systems, the fluid layers are disposed axially forming a circle of radius R . In this configuration, the torque transmitted by the fluid layer is the sum of the differential areas of r radius and dr thickness.

$$M = \int_0^R \tau \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr. \quad (6)$$

In the cone-plate configuration, neither the shear rate nor the shear stress is dependent on the radius.

$$M = 2 \cdot \pi \cdot \tau \cdot \int_0^R r^2 \cdot dr = \frac{2 \cdot \pi \cdot R^3}{3} \cdot \tau(\dot{\gamma}); \quad (7)$$

$$\tau = \frac{3 \cdot M}{2 \cdot \pi \cdot R^3}. \quad (8)$$

The relationship between the torque and the shear stress is not dependent on the fluid type; hence, the conversion factor used by the rheometer is valid for every fluid type with the configuration of the cone-plate measuring system.

However, in the parallel-plate configuration, the shear rate is not constant throughout the sample, but it increases linearly along the radius. This implies that the integral of the Eq. 6 cannot be solved until the rheological behavior of the fluid is defined, which implies that

a unique conversion factor for every fluid is impossible to be found.

The conversion factor indicated by the DIN standard (DIN 1976) is obtained considering a Newtonian fluid, for which the viscosity, μ , is constant.

$$\begin{aligned} M &= \int_0^R \mu \cdot \frac{\omega \cdot r}{h} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr = \frac{2 \cdot \pi \cdot \mu \cdot \omega}{h} \cdot \left[\frac{r^4}{4} \right]_0^R \\ &= \frac{\pi \cdot \mu \cdot \omega \cdot R^4}{2 \cdot h} = \frac{\pi \cdot R^4}{2 \cdot r} \cdot \tau; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\tau(r) = \frac{2 \cdot M \cdot r}{\pi \cdot R^4}. \quad (10)$$

Because the shear rate and the shear stress are both dependent on the radial distance, the conversion factors used must refer to the same distance. Usually, the maximum radial distance, i.e., the rim radius, R , is chosen to obtain the standard conversion factors for the rheometer software.

$$\tau = \frac{2 \cdot M}{\pi \cdot R^3}. \quad (11)$$

However, a difficulty arises when Eq. 11 is applied to a non-Newtonian fluid, as in the case of magnetorheological (MR) fluids. This type of fluid is usually analyzed using the Herschel-Bulkley model (τ_{HB}).

$$\tau_{HB} = \tau_0 + \mu \cdot \dot{\gamma}^n, \quad (12)$$

where τ_0 is the yield stress and n is the power index.

For this fluid type, the torque needed (M_{HB}) for turning the plate, according to the Eq. 6, is

$$\begin{aligned} M_{HB} &= \int_0^R \left(\tau_0 + \mu \cdot \left(\frac{\omega \cdot r}{h} \right)^n \right) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr \\ &= 2 \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \left(\frac{\tau_0}{3} + \mu \cdot \frac{\left(\frac{\omega \cdot R}{h} \right)^n}{n+3} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Applying Eqs. 11 to 13, the response of the rheometer software to this type of fluid ($\tau_{C_{SS}}$) is calculated as follows:

$$\begin{aligned} \tau_{C_{SS}} &= \frac{2 \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \left(\frac{\tau_0}{3} + \mu \cdot \frac{\dot{\gamma}^n}{n+3} \right)}{\frac{\pi \cdot R^3}{2}} \\ &= \frac{4}{3} \cdot \tau_0 + \frac{4}{n+3} \cdot \mu \cdot \dot{\gamma}^n. \end{aligned} \quad (14)$$

The shear stress as determined on the basis of the conversion factor used by the software of the rheometer, $\tau_{C_{SS}}$, compared with the behavior of the Herschel-Bulkley fluid, τ_{HB} ($\tau_0 = 2,000 \text{ N/m}^2$, $\mu = 30 \text{ N}\cdot\text{s/m}^2$, and $n = 0.7$) is shown in Fig. 1.

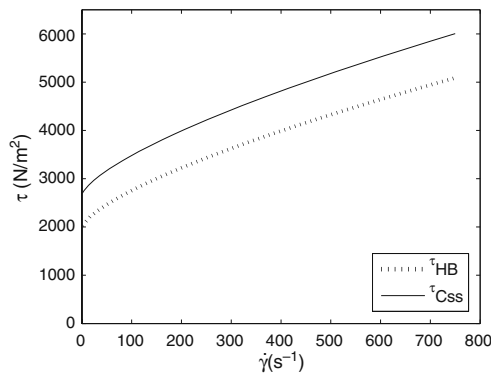


Fig. 1 Shear stress with respect to the shear rate (τ_{HB} : the shear stress of an Herschel-Bulkley fluid and $\tau_{C_{SS}}$: the shear stress obtained using the rheometer software’s conversion factor)

Therefore, for a non-Newtonian fluid, the conversion factor used by the software of the rheometer is not appropriate when a parallel-plate measuring system is used. For this reason, in spite of the existence of other correction methods in literature that are also discussed in this work, a new numerical method for this particular circumstance is presented in this work.

Conversion-factor corrections for parallel-plate methodology

One of the most used correction method is that described by Soskey and Winter (1984).

$$\tau_R = \frac{2 \cdot M}{\pi \cdot R^3} \cdot \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{4} \cdot \frac{d \ln M}{d \ln \dot{\gamma}_R} \right). \tag{15}$$

This correction has been obtained using a method similar to that developed by Rabinowitsch for capillary rheometers (Rabinowitsch 1929).

However, the accuracy of this method has been questioned because, as Shaw and Liu (2006) argue, when Rabinowitsch-type corrections are used, the differentiation of data can produce substantial errors, which may be distinctly systematic near the high and low ends of the dataset. Therefore, they suggest corrections using single-point methods to avoid the problems associated with the analysis of non-Newtonian fluids using parallel-plate measuring systems.

Schümmer and Worthoff (1978) state that there exists a certain radius, r_s , at which the conversion carried out on the basis of the consideration as a Newtonian fluid will be accurate. In the single-point correction methods, the conversion factor of the rheometer is applied for this radius instead of the maximum radius,

R , so that the relation between both the radii (Eq. 16) defines the single-point correction method.

$$r_s^* = \frac{r_s}{R}. \tag{16}$$

The single-point methods are especially useful in the characterization of the power-law fluids, in which a single r_s^* value can be applied for the majority of such fluids.

Shear stress on the radius r_s on the basis of a Newtonian fluid, $\tau'(r_s)$, is determined from Eq. 10, whereas the shear stress for the power-law fluid at the same radius, $\tau(r_s)$, can be derived from Eq. 6. Comparing both these equations, the value of r_s^* suitable to be used in the single-point method for power-law fluids can be determined.

$$\tau'(r_s) = \frac{2 \cdot r_s}{\pi \cdot R^4} \cdot M; \tag{17}$$

$$\tau(r_s) = \frac{(n + 3) \cdot r_s^n}{2 \cdot \pi \cdot R^{n+3}} \cdot M; \tag{18}$$

and

$$r_s^* = \left(\frac{4}{n + 3} \right)^{\frac{1}{n-1}}. \tag{19}$$

Because Eq. 19 gives values between 0.75 and 0.7835 for r_s^* in the more commonly used power-law fluids with exponents from 0 to 1.2, Carvalho et al. (1994) propose the use of a single point where $r_s^* = 0.755$, so that the error in the analysis of the most common power-law fluids is always less than 1%.

But the behavior of MR fluids is very different from that of the power-law fluids. The single-point methods cannot represent abrupt transitions due to changes in behavior because they only analyze a point. This problem is clearly noticeable in a biviscous fluid.

For $\dot{\gamma} \leq \dot{\gamma}_{lim}$ $\tau = \mu_1 \cdot \dot{\gamma}$; and

for $\dot{\gamma} \geq \dot{\gamma}_{lim}$ $\tau = \mu_1 \cdot \dot{\gamma}_{lim} + \mu_2 \cdot (\dot{\gamma} - \dot{\gamma}_{lim})$. (20)

In Fig. 2, the rheological behavior of a biviscous fluid ($\mu_1 = 40 \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$, $\mu_2 = 3 \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$, $\dot{\gamma}_{lim} = 100 \text{ s}^{-1}$) is represented with respect to the result achieved by the single-point and Rabinowitsch-type corrections.

As can be observed in Fig. 2, the single-point correction method is not able to represent the rheological behavior with abrupt transitions because there are no references of other points. Conversely, the Rabinowitsch-type correction method considers two points in the differentiation for every conversion;

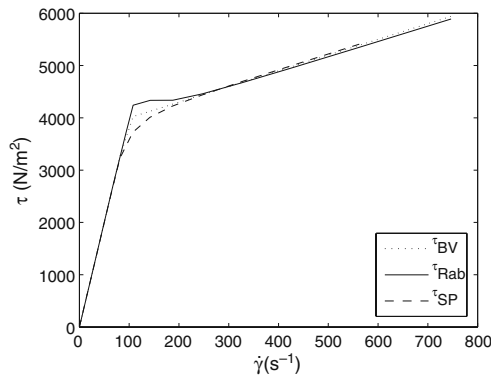


Fig. 2 Shear stress with respect to the shear rate (τ_{BV} : the shear stress of a biviscous fluid, τ_{Rab} : the shear stress obtained using the Rabinowitsch-type correction, and τ_{SP} : the shear stress obtained using the single-point correction)

therefore, the changes in the rheological behavior are better perceived.

For the best representation of any sudden variation in the rheological behavior, the authors have developed

$$\begin{aligned}
 &\text{For } 0 < \dot{\gamma} < \dot{\gamma}_1, \quad \tau_{pm}(\dot{\gamma}) = \mu_1 \cdot \dot{\gamma}; \\
 &\text{for } \dot{\gamma}_1 < \dot{\gamma} < \dot{\gamma}_2, \quad \tau_{pm}(\dot{\gamma}) = \mu_1 \cdot \dot{\gamma}_1 + \mu_2 \cdot (\dot{\gamma} - \dot{\gamma}_1); \text{ and} \\
 &\text{for } \dot{\gamma}_{i-1} < \dot{\gamma} < \dot{\gamma}_i, \quad \tau_{pm}(\dot{\gamma}) = \sum_{j=1}^{i-1} \mu_j \cdot (\dot{\gamma}_j - \dot{\gamma}_{j-1}) + \mu_i \cdot (\dot{\gamma} - \dot{\gamma}_{i-1}), \quad \text{for } i > 2.
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

To define the rheological behavior, $\tau_{pm}(\dot{\gamma})$, of the fluid using the proposed method, every viscosity, μ_i , must be established. The first viscosity value is determined considering a Newtonian behavior:

$$\mu_1 = \frac{M_1}{2 \cdot \pi \cdot R^3} \tag{22}$$

Determination of the second viscosity value is carried out as follows: first, the torque transmitted by the portion of the plate subjected to shear rates corresponding to the first viscosity interval is considered; subsequently, the viscosity value of the second interval is established so that the torque generated on the rest of the plate due to this viscosity completes the total torque. Determination of the remaining viscosities follows the same approach: first, the torque generated by the previous viscosities is calculated and afterward the last viscosity value is so obtained that the total measured torque is completed. To ensure that each new interval has the same weight in the calculations, the proposed method uses a logarithmic scaling, λ , between successive steps as follows:

$$\dot{\gamma}_i = \lambda \cdot \dot{\gamma}_{i-1}. \tag{23}$$

a new conversion method for parallel-plate geometry, which considers every stress–deflection data of the previously analyzed points with a lower shear rate. This new conversion method is particularly applicable for fluids that show different behaviors along the entire range of shear rate, as for example, the MR fluids.

Proposed method

In the proposed numerical method, a generic rheological behavior is considered, which is differentiated in equidistant intervals, as shown in Fig. 3. A constant viscosity value of μ_i is assigned to each interval in Fig. 3 so that any rheological behavior can be represented, wherein the accuracy of the representation depends on the quantity of differentials considered.

The generic behavior shown in Fig. 3 is described by the following equations:

Equation 6 can be solved by considering the rheological behavior indicated by the Eq. 21 with a logarithmic scaling (Eq. 23), and, thus, the expression for

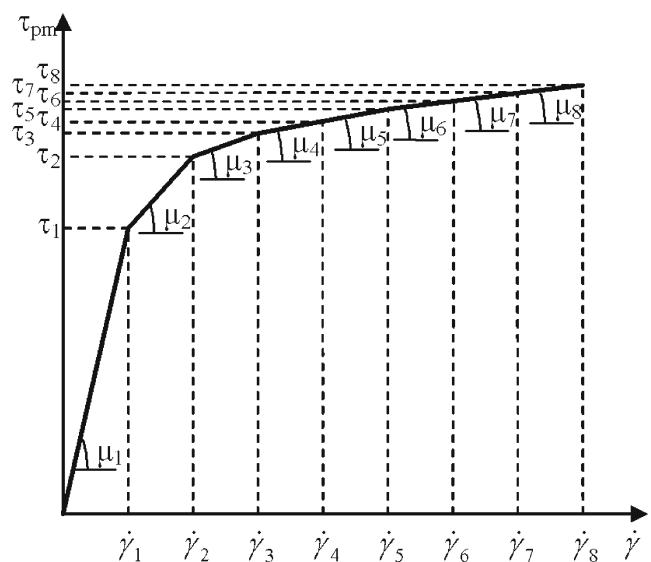


Fig. 3 Numerical shear-stress modeling curve of a generic fluid according to the proposed method

the viscosity of the last interval can be determined as follows:

$$M_i = 2 \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \left(\frac{\mu_1 \cdot \dot{\gamma}_i}{4 \cdot \lambda^{4(i-1)}} + \sum_{j=2}^i \left(\mu_j \cdot \dot{\gamma}_i \cdot \frac{x^4 - 1}{4 \cdot \lambda^{4(i-j+1)}} + \left(\mu_j \cdot \dot{\gamma}_{j-1} - \sum_{k=1}^{j-1} \mu_k \cdot (\dot{\gamma}_k - \dot{\gamma}_{k-1}) \right) \cdot \frac{1 - \lambda^3}{3 \cdot \lambda^{3(i-j+1)}} \right) \right) \tag{24}$$

$$\mu_i = \frac{\frac{M_i}{2 \cdot \pi \cdot R^3} - \frac{\mu_1 \cdot \dot{\gamma}_i}{4 \cdot \lambda^{4(i-1)}} - \sum_{j=2}^i \left(\sum_{k=1}^{j-1} \mu_k \cdot (\dot{\gamma}_k - \dot{\gamma}_{k-1}) \right) \cdot \frac{\lambda^3 - 1}{3 \cdot \lambda^{3(i-j+1)}} - \sum_{j=2}^{i-1} \left(\mu_j \cdot \dot{\gamma}_{j-1} \cdot \frac{\lambda^3 - 1}{3 \cdot \lambda^{3(i-j+1)}} - \mu_j \cdot \dot{\gamma}_i \cdot \frac{\lambda^4 - 1}{4 \cdot \lambda^{4(i-j+1)}} \right)}{\dot{\gamma}_i \cdot \frac{\lambda^4 - 1}{4 \cdot \lambda^4} - \dot{\gamma}_{i-1} \cdot \frac{\lambda^3 - 1}{3 \cdot \lambda^3}} \tag{25}$$

As indicated by Shaw and Liu (2006), the simultaneous consideration of different intervals can lead to systematic errors because precision in the measurement of successive points can differ. To avoid this type of errors, the proposed method restricts the viscosity obtained by Eq. 25 to values between 0 and the apparent viscosity, μ_{ap} , because no other value can be considered to represent the decreasing behavior of the apparent viscosity of an MR fluid (Arriaga et al. 2007).

$$\begin{aligned} &\text{if } \mu_i < 0, & \mu_{i \text{lim}} &= 0; \\ &\text{if } \mu_i > \mu_{ap}, & \mu_{i \text{lim}} &= \mu_{ap}; \\ &\text{else,} & \mu_{i \text{lim}} &= \mu_i. \end{aligned} \tag{26}$$

Restrictions on the viscosity values results in a non-correspondence of the torque as represented by the following equations:

$$M_i = \sum_{j=1}^i M_i^j = \sum_{j=1}^{i-1} M_i^j + K_i^i \cdot \mu_i; \tag{27}$$

$$M_{i \text{lim}} = \sum_{j=1}^i M_i^j = \sum_{j=1}^{i-1} M_i^j + K_i^i \cdot \mu_{i \text{lim}} \neq M_i. \tag{28}$$

The need for limiting the viscosity on a fluid with decreasing apparent viscosity means that either the last experimental torque measurement or the previously obtained viscosity measurement is erroneous. Hence, in the case for which a viscosity value is restricted, the proposed method also corrects for the viscosity of the previous interval, so that the total torque considered (M'_i) is the average between the measured torque (M_i) and the limited torque ($M_{i \text{lim}}$).

$$M'_i = \sum_{j=1}^i M_i^j = \sum_{j=1}^{i-2} M_i^j + K_i^{i-1} \cdot \mu'_{i-1} + K_i^i \cdot \mu_{i \text{lim}}, \tag{29}$$

$$M'_i = \frac{M_i + M_{i \text{lim}}}{2}. \tag{30}$$

The viscosity of the previous interval can be calculated using Eqs. 27 to 30, in which the values of the weighting constants, K , are obtained by developing the Eq. 6 as follows:

$$\mu'_{i-1} = \mu_{i-1} + \frac{K_i^i}{K_i^{i-1}} \cdot \frac{(\mu_i - \mu_{i \text{lim}})}{2}; \tag{31}$$

$$K_i^{i-1} = (7 \cdot \lambda^4 - 8 \cdot \lambda^3 - 4 \cdot \lambda + 5) \cdot \frac{\omega \cdot R^4}{h}; \tag{32}$$

and

$$K_i^i = (3 \cdot \lambda^4 - 4 \cdot \lambda^3 + 1) \cdot \lambda^4 \cdot \frac{\omega \cdot R^4}{h}. \tag{33}$$

The proposed method is validated by determining the shear stress from Eq. 13 and comparing it with the behavior of the Herschel-Bulkley fluid (Eq. 12; Fig. 4). In this case, contrary to the rheometer’s software method (Fig. 1), both curves fully coincide, indicating that the proposed method works accurately.

Figure 5 shows the ability of the proposed method for representing abrupt transitions by analyzing the same biviscous fluid (Eq. 20) that has been analyzed

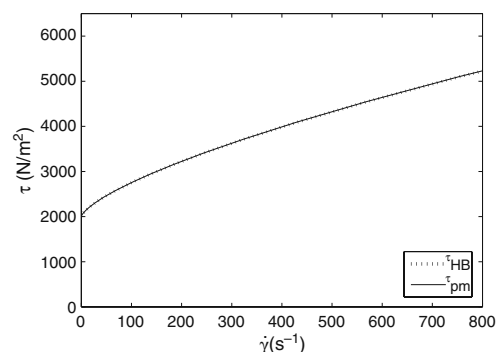


Fig. 4 Shear stress with respect to the shear rate (τ_{HB} : the shear stress of an Herschel Bulkley fluid, and τ_{PM} : the shear stress obtained using the proposed method)

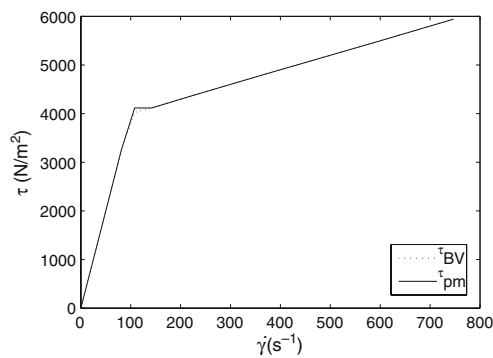


Fig. 5 Shear stress with respect to the shear rate (τ_{BV} : the shear stress of a biviscous fluid and τ_{pm} : the shear stress obtained using the proposed method)

using the Rabinowitsch-type correction and single-point correction methods (Fig. 2).

Implementation of the method

Lord[®] MRF-122-2ED commercial MR fluid has been chosen to experimentally verify the conversion model developed in this work. The physical properties of this fluid are described in Table 1.

However, as outlined in the technical specifications from the Lord Corporation, the product data in Table 1 are only approximate and hence not applicable to specific purposes. Proof of this can be obtained from the viscosity data that provide very little information about the rheological behavior.

The characterization of the fluid has been carried out by an Anton Paar Physica MCR-501 rheometer equipped with an MRD-180 cell (Laeuger et al. 2004) and a parallel-plate measuring system. The rheometer is connected to a Julabo-F25 thermal bath to ensure a constant temperature of 25 °C, with an accuracy of 0.02 °C. The measurements are carried out with a plate of 20-mm diameter, positioned with a gap of 1 mm, which provides a measuring range of the shear rate from 0 to 800 s⁻¹. The characterization of the sample has been conducted under magnetic fields of

Table 1 Physical properties of the Lord[®] MRF-122-2ED MR fluid

Appearance	Dark gray liquid
Viscosity, Pa at 40°C	0.061 ± 0.070
Calculated as slope 500–800 s ⁻¹	
Density, g/cm ³	2.32–2.44
Solid content by weight, %	72
Flash point, °C	> 150
Operating temperature, °C	–40 to +130

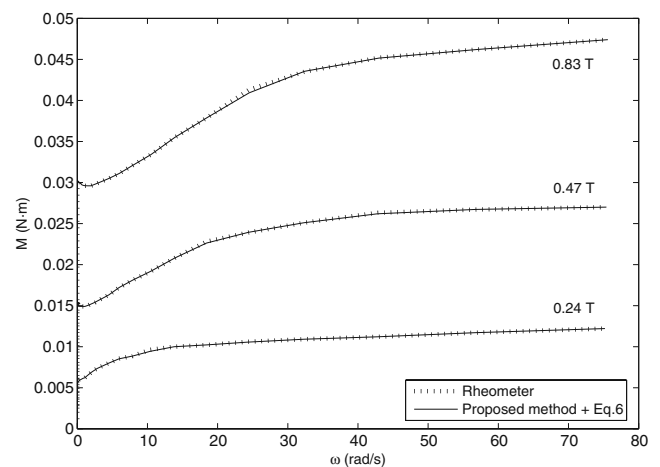


Fig. 6 Experimental validation of the proposed method using a Lord[®] MRF-122-2ED fluid excited at 0.24, 0.47, and 0.83 T

0.24, 0.47, and 0.83 T. Another delicate aspect of the parallel-plate measuring system is the sample-filling process. The parallel-plate measuring system uses small quantities of fluid in the characterization process. Thus, even a small variation in the quantity can substantially alter the test results, more so, when the difference in the quantity is on the outside of the plate, where it provides more resistance to fluid rotation. To avoid errors of repeatability in the filling process, results from the double-gap measuring system with no applied magnetic field are used as reference because they have a good repeatability and encounter no difficulties in numerical conversion. This referential rheological behavior is transformed to the torque referential behavior using Eq. 6, and, subsequently, the sample is filled in the parallel-plate configuration without any applied magnetic field, until the torque measurements of the rheometer correspond with it. Following this process

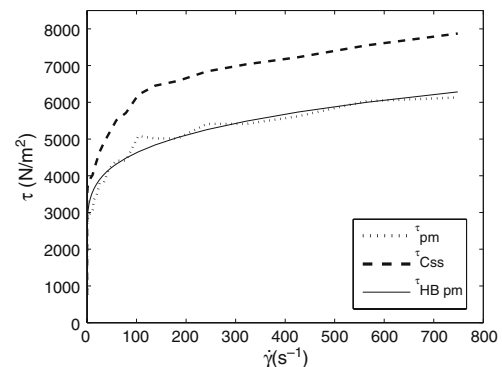


Fig. 7 Results of the software of the rheometer and the proposed method and model for the rheological behavior of the Lord[®] MRF-122-2ED fluid excited at 0.24 T

ensures a high repeatability of the results leading to reliable measurements.

The experimental validation of the numerical method proposed herein (Fig. 6) is accomplished by comparing the torque and rotational velocity values directly measured by the rheometer with the values that have been converted using the proposed method to obtain the shear stress and which are then transformed back to torque values using Eq. 6.

As shown in Fig. 6, the torque obtained from the rheological behavior determined by the numerical method proposed herein is similar to that measured by the rheometer, indicating that the conversion carried out by the proposed numerical method is correct. Thus, it is possible to approximate the results through a model and consider it representative of the analyzed behavior. As an example, in Fig. 7, the obtained behavior for 0.24 T is modeled by a Herschel-Bulkley model (Eq. 12) with the fitting: $\tau_0 = 2,100 \text{ N/m}^2$, $\mu = 800 \text{ N}\cdot\text{s/m}^2$, and $n = 0.25$. In the same figure, the results for the conversion by the software of the rheometer are included.

From the model fit realized, it is possible to say for instance that the fluid has an apparent yield stress of $2,100 \text{ N/m}^2$; thus, the characterization made using the proposed conversion method acquires a quantitative magnitude as against the qualitative result obtained from the conversion by the software of the rheometer for this type of fluids (if the results from the rheometer were to be fitted, a similar result would be obtained in shape, but the fitting values would be erroneous).

Conclusions

The conversion factors applied by rheometers do not allow a quantitative characterization of non-Newtonian fluids when the parallel-plate measuring system is used, which implies that the use of parallel plates should be limited to the study of Newtonian fluids or to the qualitative study of non-Newtonian fluids.

This article discusses various correction methods designed to solve the above-mentioned problem, finally concluding that it is necessary to consider the stress–deflection conditions of previously analyzed intervals to

correctly represent every progression of the behavior to complete a quantitative analysis of non-Newtonian fluids using the parallel-plate measuring system. Considering this factor, the authors of this article have proposed a new numerical conversion method, which has been theoretically and experimentally validated. The advantage of the proposed method is that it is a numerical method which does not need any preassumption about the exact behavior of the fluid. The proposed method leads to the yield of better absolute data with parallel-plate geometries for any fluid with decreasing apparent viscosity; moreover, it is particularly suitable for fluids that show different behaviors along the shear-rate range. Consequently, the proposed method encompasses a great advantage for the characterization of MR fluids, which are of immense current interest and which constitute a principal focus of research in our laboratory.

Acknowledgements This research was partially supported by grant BFI06.111 of the Basque Government and by the ACTIMAT and the AMORFLU projects.

References

- Arriaga M, Zubieta M, Urreta H, Bou-Ali MM (2007) Étude expérimentale du comportement rhéologique des fluides magnétiques MR et FF; 8eme Congrès de Mécanique, Al Jadida
- Carvalho MS, Padmanabhan M, Macosko CW (1994) Single-point correction for parallel disks rheometry. *J Rheol* 38:1925–1936
- Deutsches Institute für Normung (1976) Measurement of the dynamic viscosity of Newtonian fluids with rotational viscometers. DIN 53 018-1
- Laeuger J, Wollny K, Stettin H, Huck S (2004) A new device for the full rheological characterization of magneto-rheological fluids. *Int J Mod Phys B* 19:1353–1359
- Rabinowitsch B (1929) The viscosity and elasticity of sols. *Z Phys Chem* 1:26–145
- Schümmer P, Worthoff RH (1978) An elementary method for the evaluation of the flow curve. *Chem Engr Sci* 33:759–763
- Shaw MT, Liu ZZ (2006) Single-point determination of nonlinear rheological data from parallel-plate torsional flow. *Appl Rheol* 16:70–79
- Soskey PR, Winter HH (1984) Large step shear strain experiments with parallel-disk rotational rheometers. *J Rheol* 28:625–645

Anexo 2

**Model of the behaviour of magnetorheological fluids to
analyse the preyield**

MODEL OF BEHAVIOUR OF MAGNETORHEOLOGICAL FLUIDS TO ANALYSE THE PREYIELD

M. Zubieta, M.J. Elejabarrieta, M.M. Bou-Ali

Mondragon University, Loramendi 4 20500 Mondragon, Spain

In this work a double yield stress model that describes the behaviour of magnetorheological (MR) fluids is presented. The first yield stress is elastic and the second yield stress is viscous, defining an initial elastic behaviour and posterior biviscous behaviour. The model presented has been validated by experimental tests realized using a rotational rheometer equipped with a parallel plates measuring system. In these tests, the preyield behaviour has been studied with detailed interest. The experimental tests show that the tested MR fluid has an initial solid-like behaviour and a posterior liquid-like behaviour, therefore, the proposed model shows a good agreement with the experimental results.

Introduction. The MR fluids are materials of growing interest in the market, due to their rheological properties altered in the presence of magnetic fields, making possible an intelligent control of their behaviour. These controllability properties are the reason of the interest to these materials for different industrial applications as automotive industry [1], civil engineering [2], home appliances [3], machine tools [4] or military purposes [5]. However, to obtain the maximum control capacity in these applications, the response of the MR fluid must be known for different operating conditions and external stimulus. That is the reason for the importance of developing a good model of the rheological behaviour of the MR fluids.

The yield stress is the feature that distinguishes the MR fluids. It sets clear limits between the behaviour before this yield (preyield) and the later behaviour (postyield). The yield stress takes place at deformation velocity conditions close to 0, for this reason in many industrial applications it is considered to happen at null velocity. Therefore, it is usual to characterize the MR fluid by only its postyield behaviour, using models as the Bingham model or the Herschel Buckley model, whose behaviour is shown in Fig. 1.

Nowadays, the Bingham model is the most utilized to represent the MR fluids behaviour. This model comprises an initial yield stress, τ_0 , in terms of the applied magnetic field, and a later Newtonian behaviour. The initial threshold represents the resistance to the fluency caused by the alignment of the magnetic particles, for which there is no movement below threshold efforts. The Herschel Buckley model is an evolution of the Bingham model, where the postyield Newtonian behaviour is replaced by a pseudoplastic behaviour represented by the exponential index $n < 1$. This pseudoplastic behaviour is common for fluids with particles in suspension, because in dispersions shearing can cause the orientation of the particles in the flowing direction and the disintegration of agglomerates that lowers the interaction force between the particles and also the flow resistance [6].

Nevertheless, the most recent applications require more precise models in order to reproduce with greater accuracy the fluid behaviour and reach the maximum control performance. And this leads to a more exhaustive analysis of the

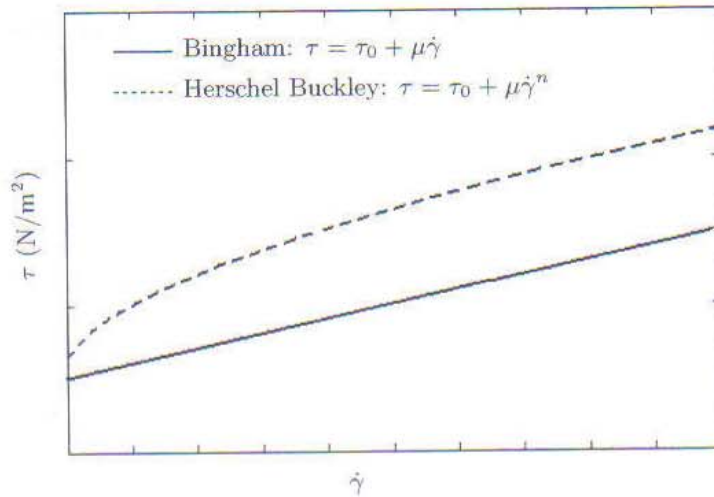


Fig. 1. Bingham and Herschel Buckley postyield models, where the relation between the shear rate $\dot{\gamma}$ and the shear stress τ is represented.

MR fluid behaviour, where it is necessary to especially study the preyield region, which is the more distinctive part of the behaviour, and at the same time, the more unknown part. There are some discrepancies at describing the behaviour in the preyield, since some authors attribute the solid-like behaviour to this region, while other authors assert that the preyield behaviour is fluid-like.

In the article of Gandhi *et al.* [7] multiple models for representing the preyield behaviour are reviewed, including solid models (elastic spring, Kelvin-Voigt solid, Zener element) and fluid models (viscous models, Maxwell fluid, three-parameter fluid). This work [7] analyses also a diversity of tests in the preyield range. Considering these results, Gandhi *et al.* deduce that the behaviour in the preyield region is dominated by the elastic behaviour, although there is also a slight energy loss related to the viscous behaviour, and consequently, they propose to model the preyield by a Kelvin-Voigt solid with a high stiffness along with a low viscous damping coefficient.

1. Experimental tests. In this work some tests had been made to characterise the Lord MRF-122-2ED MR fluid by the Anton Paar MCR-501 rotational rheometer with the MRD magnetorheological cell and the parallel plates measuring system. All test had been completed with the same applied magnetic field, which corresponded to an intensity of 0.5 A. In the tests, different measure intervals were considered (0.5, 1, 2, 5, 10, 20 and 50 s for each measurement), thus, different relations between the displacement and the velocity were analysed. The fluid was characterized by test velocities between 10^{-6} and 100, taking 50 points in logarithmical scale, so that a detailed examination was made in the preyield range. In each test, the required torque M was recorded for diferents rotational angles φ and rotational rates ω (Fig. 2).

To rheologically characterize the MR fluid, $\tau = f(\dot{\gamma})$ and $\tau = g(\gamma)$ curves must be obtained, using the row data measured by the rheometer for this purpose. At transformation of the measured variables to the rheological curves it must be considered that in the parallel plate measuring system the shear rate is not constant at all surface; it increases lineally from 0 at the centre to the maximum shear rate at the periphery as shown in [6], and just as indicates Eq. (1):

$$\dot{\gamma} = \frac{\omega \cdot r}{h}. \quad (1)$$

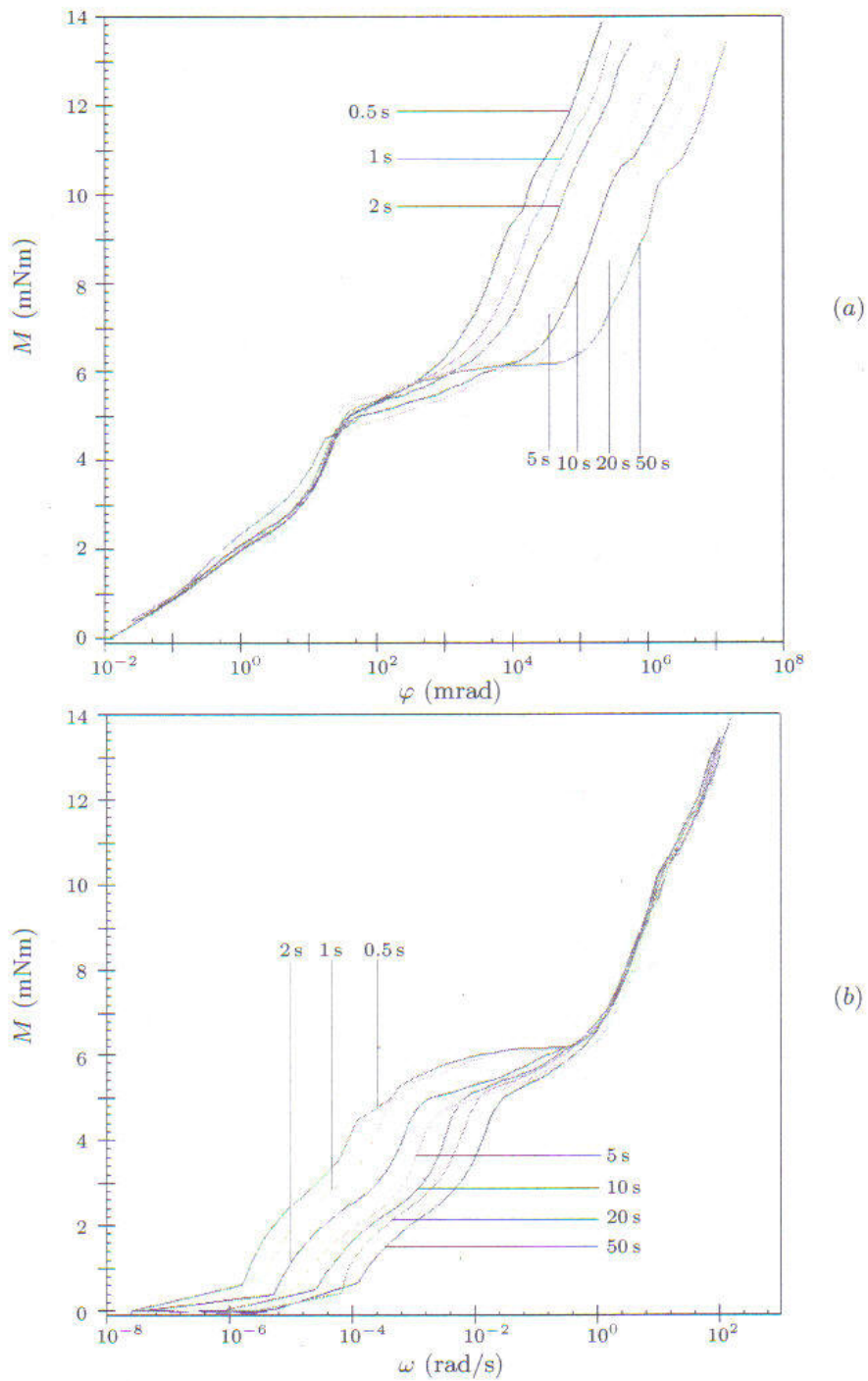


Fig. 2. Behaviour of the MR fluid measured by the rheometer, where the torque M is shown (a) in terms of the rotation angle φ and (b) the same torque M in terms of the rotation velocity ω .

For this reason, direct transformation from the rotational torque M to the shear stress τ by conversion factors is suitable only for the Newtonian fluids.

Considering this fact, another work had been presented at the European Congress and the Exhibition of Advanced Materials and Processes [8], where a new numerical method to obtain the rheological parameters from the rheometer measurements was presented, and which is valid for Newtonian and also for non-

Newtonian fluids. Utilizing this method, the representative curves of the MR fluid were obtained (Fig. 3).

In Fig. 3, an abrupt transition in the behaviour of the MR fluid is observed, realized in every test. This transition corresponds to the yield stress point, and for the magnetization conditions studied the yield stress value corresponds to about 2500 N/m^2 . Comparing the results in terms of the strain with the same results in terms of the shear rate, it can be concluded that the behaviour in the preyield depends greatly on the strain, while the behaviour in the postyield depends mainly on the shear rate. Therefore, the experimental results confirm that the MR fluid behaves like a solid until surpassing the yield stress, when it starts to behave like a liquid.

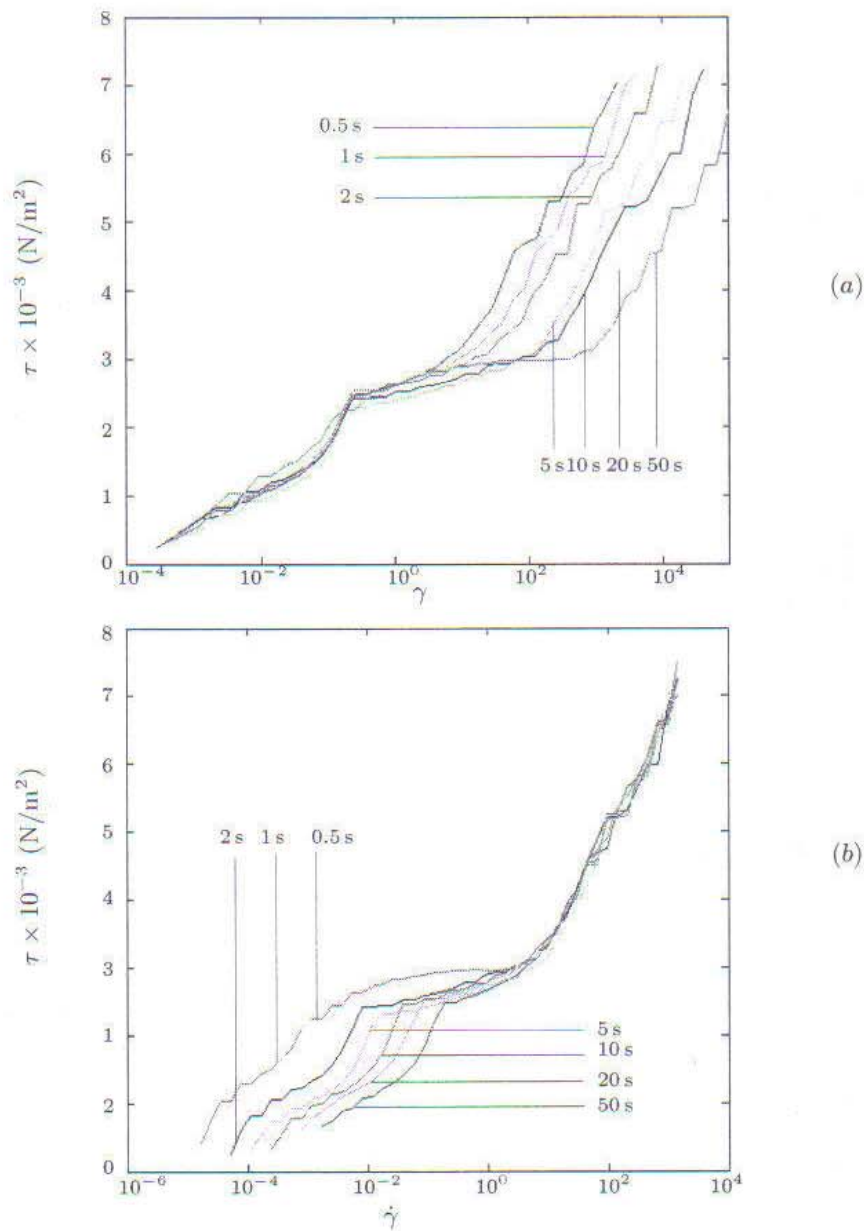
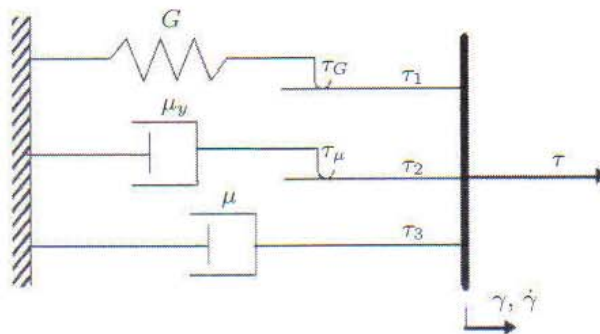


Fig. 3. Rheological parameters of the MR fluid obtained by the numerical method proposed in [8]: (a) $\tau = g(\gamma)$ and (b) $\tau = f(\dot{\gamma})$.

Fig. 4. Proposed model for the MR fluid.



2. Proposed model. In this work a new model is proposed (Fig. 4) with an initial elastic behaviour and later pseudoplastic behaviour represented by a biviscous model. The behaviour of the proposed model is shown in Fig. 5, where three different zones are distinguished. The transition between these zones is represented in the model by the coulomb elements, which limit the action of the elastic element and viscous element when the established threshold is surpassed.

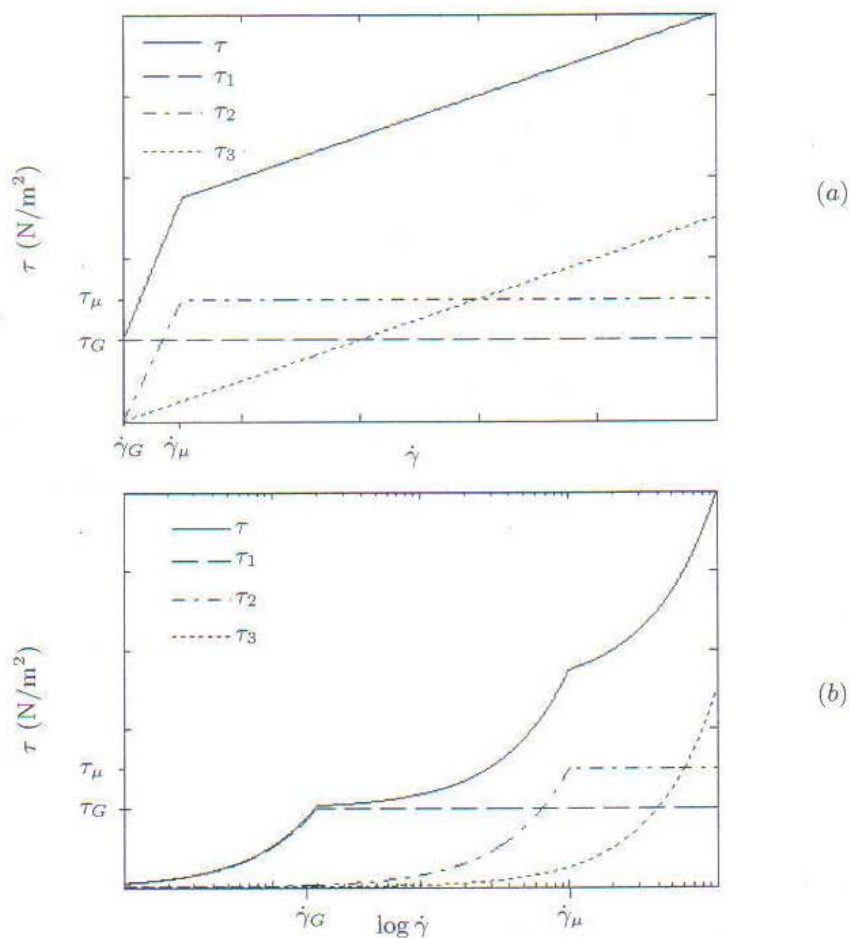


Fig. 5. Behaviour of the proposed model: (a) in lineal scale and (b) in logarithmic scale.

The behaviour of the MR fluid is governed by equation

$$\tau_0 = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 \quad (2)$$

where

$$\tau_1 = \begin{cases} G \cdot \gamma & \text{if } \gamma \leq \gamma_G, \\ G \cdot \gamma_G = \tau_G & \text{if } \gamma > \gamma_G; \end{cases}$$

$$\tau_2 = \begin{cases} \mu_y \cdot \dot{\gamma} & \text{if } \dot{\gamma} \leq \dot{\gamma}_\mu, \\ \mu_y \cdot \dot{\gamma}_\mu = \tau_\mu & \text{if } \dot{\gamma} > \dot{\gamma}_\mu; \end{cases}$$

$$\tau_3 = \mu \cdot \dot{\gamma}.$$

The first and second yield stresses are associated with the strain γ_G and with the shear rate $\dot{\gamma}_\mu$ respectively, so that the rheological behaviour is divided in three intervals. The behaviour on each of these intervals is mainly determined by a single property; shear modulus, G , in the first, transition viscosity, μ_y , in the second, and stationary viscosity, μ , in the third.

In the first interval, the fluid behaviour is equivalent to the Kelvin-Voight model, with a high stiffness along with a low viscous damping coefficient (the sum of μ and μ_y coefficients). In this region, the fluid behaves like a solid due to the forces of attraction between the particle chains that obstruct the flow of the MR fluid. When the shear stress next to the elastic limit τ_G is surpassed, the cohesion of the magnetic particles is broken and the fluency of the MR fluid is initialized. From this elastic yield stress point in advance, a force to maintain the fluid in the liquid state ($\tau_1 = \tau_G$) will be necessary in addition to the force related to the fluency ($\tau_2 + \tau_3$). At the beginning of the fluency the particle chains are broken even if they keep certain alignment that complicates the flow. Nevertheless, the flow movement will drag these chains and cause its alignment in the sense of the flow, helping in this way the fluency. This alignment process will require some energy that depends on the velocity of alignment, thus, the greater the velocity, the greater the alignment shear stress τ_2 , until the complete alignment is achieved when a effort τ_μ is applied to this task. Behind this second yield stress, the fluid behaviour is in a second flowing-phase that depends on the shear rate (τ_3). However, in this range the viscous shear stress ($\tau_2 = \tau_\mu$), which keeps the particle chains aligned, and the elastic shear stress ($\tau_1 = \tau_G$), which prevents the MR fluid solidification, must be also considered along with the flow stress (τ_3).

The experimental results according to a magnetization of 0.5 A (Fig. 3) have been adjusted by the proposed model (Fig. 4), where the following adjustment coefficients are used: $G = 10\,000 \text{ N/m}^2$, $\mu_y = 26 \text{ Ns/m}^2$, $\mu = 1.3 \text{ Ns/m}^2$, $\gamma_G = 0.25$, $\dot{\gamma}_\mu = 100$. The adjustment results for four tests realized are presented in Fig. 6.

As can be observed in Fig. 6, the proposed model represents, in every tests realized, the transition zones of the MR fluid that correspond to the elastic shear stress and viscous shear stress. The less approximate adjustment in the remainder part of the curve signifies that the evolutions of the three intervals are not linear. Even so, the simplicity of the linealized intervals of the proposed model can be very interesting when the computational cost of the MR fluid control is considered.

3. Conclusions. In this work diverse tests on a MR fluid have been realized, making special emphasis on its preyield behaviour, which is the most distinctive aspect of these fluids. The test results have shown that the initial behaviour of the MR fluid depends largely on the strain, while the later behaviour depends mainly on the shear rate. Hence, a clear yield stress has been found, which

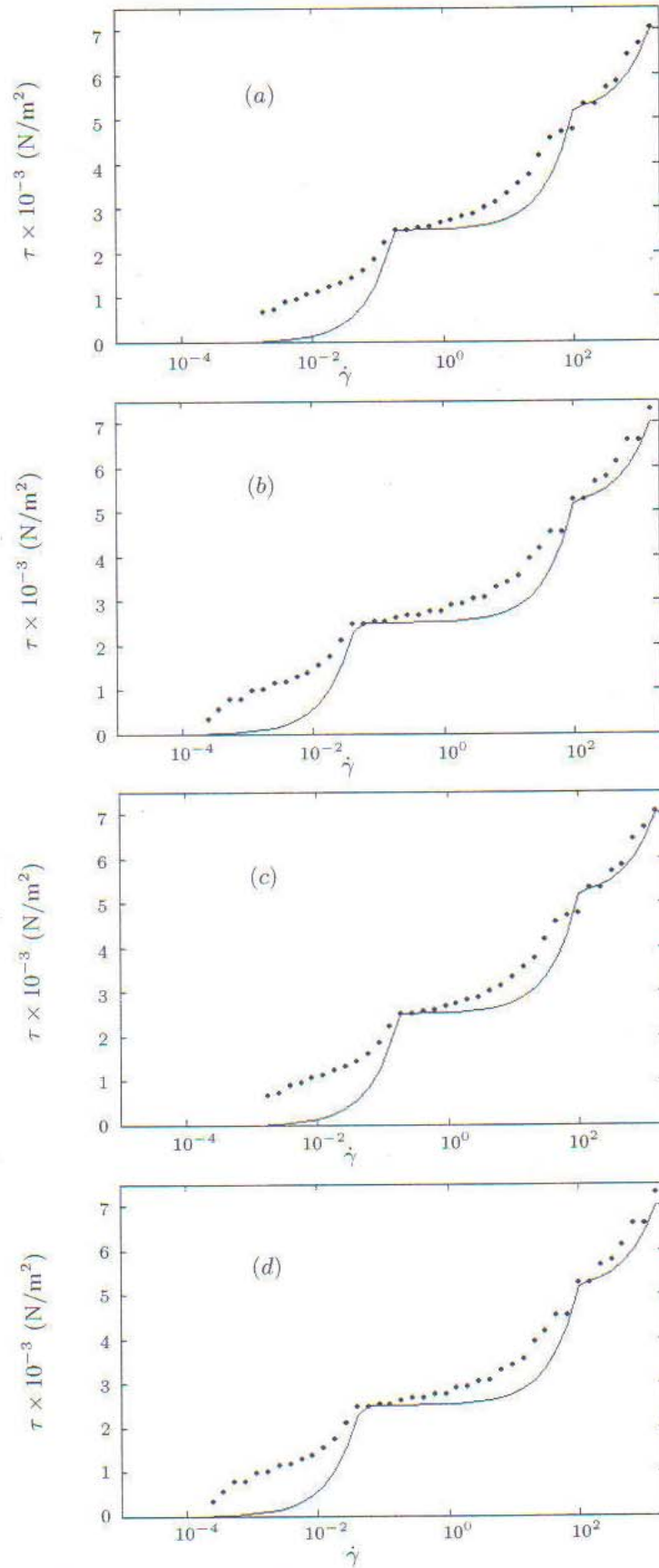


Fig. 6. Adjustment of the model for different time of measurements: (a) 0.5 s, (b) 2 s, (c) 10 s and (d) 50 s. • - Experimental measures, — - proposed model.

establishes a solid-like preyield behaviour and a liquid-like postyield behaviour. In addition to this elastic yield stress, the test results reveal also another viscous yield stress related to the alignment of the magnetic particle chains in the flow direction.

A new model has been proposed in this work to reflect the observed behaviour. The model is composed of lineal spring and dashpot elements that are limited by coulomb elements. The prediction of this model is in good agreement with the experimental results, since it reproduces correctly the transitions between the three behaviour zones of the MR fluid.

Acknowledgements This research is partially supported by BFI06.111 Basque Government grant, and ACTIMAT and AMORFLU projects from the Basque Government.

REFERENCES

- [1] F. GORDANINEJAD AND S.P. KELSO. Magnetorheological fluid shock absorbers for HMMWV. *Proc. SPIE*, vol. 3989 (2000), pp. 266–273.
- [2] H. YOSHIOKA, J.C. RAMALLO AND B.F. SPENCER. Smart base isolation strategies employing magnetorheological dampers. *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, vol. 128(5) (2002), pp. 540–551.
- [3] M.J. CHRZANA AND J.D. CARLSON. MR fluid sponge devices and their use in vibration control of washing machines. *Proc. the 8th Annual Symposium on Smart Structures and Materials*, (2001).
- [4] H. URRETA, N. MURILLO AND M.M. BOU-ALI. Overview of the ferrofluids synthesis for mechanical applications. *The Euromech colloquium on Magnetic Fluid Research*, (2005).
- [5] J.C. POYNOR. Innovative Designs for Magneto-Rheological Dampers. *PHD*, (2001).
- [6] T.G. MEZGER. The Rheology Handbook. *Vincentz, Edited by Ulrich Zorll*, ISBN 3-87870-745-2 (2002)
- [7] F. GANDHI AND W.A. BULLOUGH. On the phenomenological modeling of electrorheological and magnetorheological fluid preyield. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, Vol. 16 (2005), pp. 237–248.
- [8] M. ZUBIETA, H. URRETA, M.J. ELEJABARRIETA AND M.M. BOU-ALI. Numeric method for magnetorheological characterization in parallel-plate configuration. *European Congress and Exhibition of Advanced Materials and Processes*, (2007).

Received 29.05.2008

Anexo 3

Magnetorheological fluids: Characterization and modelling of magnetization

Magnetorheological fluids: characterization and modeling of magnetization

M Zubieta, S Eceolaza, M J Elejabarrieta and M M Bou-Ali

Mondragon Unibersitate, Loramendi 4, 20500 Arrasate-Mondragón, Spain

E-mail: mzubieta@eps.mondragon.edu

Received 31 October 2008, in final form 5 June 2009

Published 17 July 2009

Online at stacks.iop.org/SMS/18/095019

Abstract

This paper presents a magnetization model that endeavors to capture the change in the rheological behavior due to the application of magnetic fields to ferrofluids (FFs) and magnetorheological fluids (MRFs). Samples of Ferrotec APG 2115 FF and Lord MRF-122-2ED MRF have been tested using an Anton Paar MCR 501 rotational rheometer fitted with a parallel-plate measuring system. On the basis of the results, the FF has been modeled using the Newtonian model whereas the MRF has been adjusted using the Bingham and Herschel–Bulkley models. All three models have been extended using the herein-proposed magnetization model, that provides good adjustment of any of the models to the entire range of applied magnetic field.

1. Introduction

Magnetorheological fluids are suspensions of magnetizable nanoparticles, ferrofluids (FFs), or microparticles, magnetorheological fluids (MRFs), dispersed in a carrier liquid. When a magnetic field is applied, the particles acquire an aligned bipolar moment, forming chains parallel to the external field, which changes the rheological behavior of the fluid. Simplifying, the change in rheological behavior is often defined as a change in the apparent viscosity of the fluid. In the case of FFs, the Newtonian model [1] can be used to model the variation in viscosity that is observed when a magnetic field is applied. However, MRFs need a more complex model to describe their rheological behavior because other parameters in addition to viscosity are altered when a magnetic field is applied. The most used models are the Bingham and Herschel–Bulkley models [2–7]. To truly capture and describe the complete model applicable to a particular FF or MRF; every variation shown by each parameter on any model due to the application of a magnetic field must be described by a magnetization model.

2. Magnetization model

In the literature, there are some magnetization models for magnetorheological fluids that show a linear relationship with

the applied magnetic field [8, 9], whereas others show a quadratic [10] or exponential [11] evolution. For instance; Ginder *et al* [12], using finite element calculations, have found that parameters such as ‘yield stress’ have a quadratic evolution with respect to the applied magnetic field at low magnetic field. For higher magnetic fields, Ginder *et al* propose a lower magnetization relation, in addition to presenting a different model applicable at magnetic saturation. Although there exists a good agreement when one uses these models [13, 14] to predict experimental results, a single model that describes the entire magnetization behavior is extremely useful. Choi *et al* [15] joined the behavior of electrorheological fluids at low and high electric fields by a hybrid equation, and they propose that the same equation could be used to join the low and high magnetic field behavior described by Ginder *et al* [12]. Additionally, Ma *et al* [16] have used an asymmetrical sigmoid model to represent the magnetization behavior observed, and Klingenberg *et al* [17] relate the magnetization behavior to a modified Mason number for MR fluids. On the other hand Chaudhuri *et al* [18, 19] use genetic algorithms to describe the magnetization of different fluid models.

The present work proposes a new magnetization model that considers both the magnetization at low magnetic fields and the saturation at high magnetic fields. The magnetization model proposed in this paper has been developed from the parameters of the models selected (Newtonian, Bingham

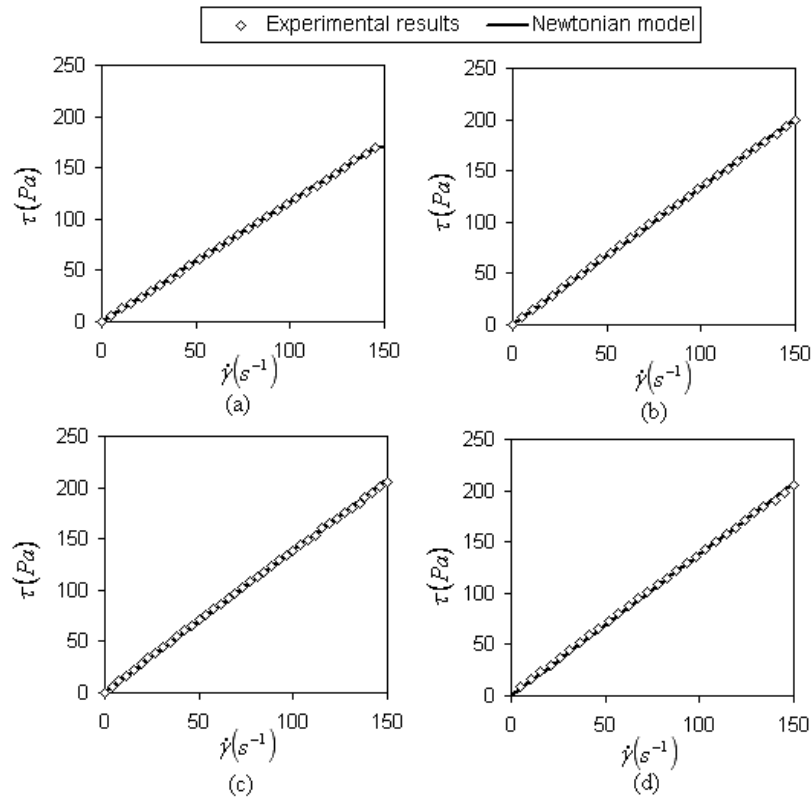


Figure 1. Diagrams of shear stress versus shear rate for Ferrotec APG 2115 at 25 °C at magnetic fields of 0 mT (a), 173 mT (b), 432 mT (c), and 802 mT (d).

and Herschel–Buckley) to describe the behavior of the magnetorheological fluids (Ferrotec APG 2115 FF and Lord MRF-122-2ED MRF). Parameter values of any utilized model vary on adjustment of the analyzed fluids at different magnetic fields. All of the parameters (Y) show similar evolution when the applied magnetic field (B) increases, and therefore the same magnetization model is suitable for every parameter (equation (1)):

$$Y = Y_{\infty} + (Y_0 - Y_{\infty}) \frac{1 - \alpha_f e^{-\alpha_s B}}{1 - \alpha_f} e^{-\alpha_s B}. \quad (1)$$

The value of the parameter Y tends from the ‘value without applied field’ (Y_0) to the ‘value at saturation’ (Y_{∞}). The value of α_s relates to the saturation moment: the bigger the value of α_s , the smaller is the magnetic field required for saturation. The term α_f delays the initial reaction, and its range goes from 0, where there is no delay, to 0.5, where the derivative of (1) becomes zero and there is no initial reaction and delay is maximum, as shown in equation (2):

$$\left. \frac{dY}{dB} \right|_{B=0} = \frac{2\alpha_f - 1}{1 - \alpha_f} (Y_0 - Y_{\infty}) \alpha_s = 0. \quad (2)$$

Physically, the initial reaction is highly related to the induced nature of the dipoles [12], and the particle size. The nanoparticles of the FF are monodomains and hence react very fast when a magnetic field is applied. Therefore, the α_f factor value would be near to zero. However, the microparticles of the MRF are composed by multiple domains, and thus an internal

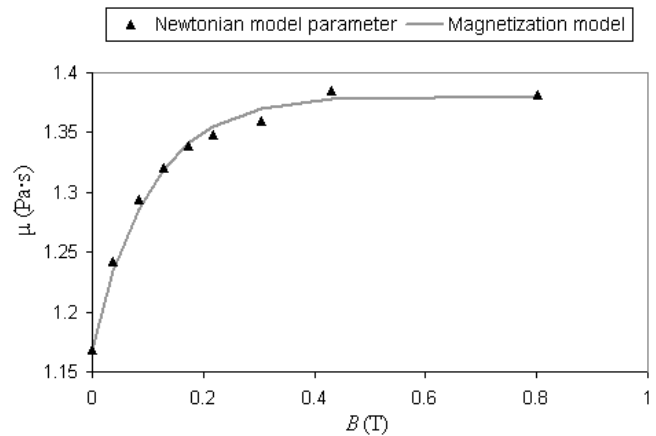


Figure 2. Variation in the viscosity (Pa s) of Ferrotec APG 2115 at 25 °C depending on the applied magnetic field (T) in the Newtonian model.

lineup of the domains inside the particle is first required when a magnetic field is applied before variations in the behavior of the fluid are observable. Therefore, the α_f factor value would be near to 0.5 in the MRF.

3. Experimental validation

Samples of Ferrotec APG 2115 FF and Lord MRF-122-2ED MRF were characterized using the Anton Paar Physica MCR-

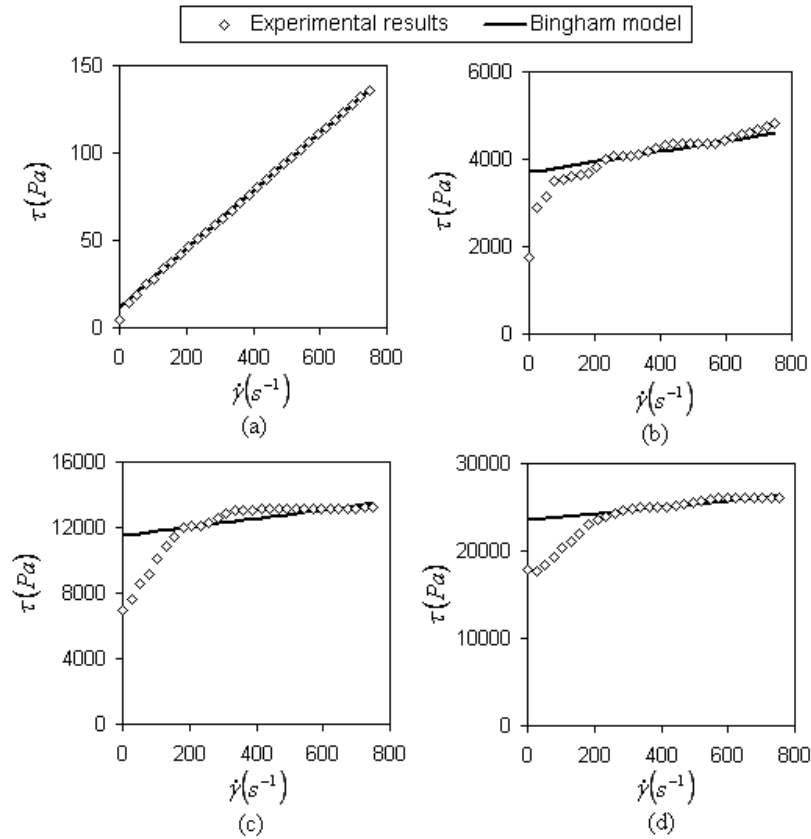


Figure 3. Diagrams of shear stress versus shear rate for Lord MRF-122-2ED at 25 °C at magnetic fields of 0 mT (a), 173 mT (b), 432 mT (c), and 1296 mT (d).

501 rotational rheometer equipped with an MRD-180 cell and a parallel-plate measuring system. Tests were carried out at a controlled temperature of 25 °C and under magnetic fields ranging between zero and saturation (0.8 T on FF and 1.3 T on MRF). For the quantitative analysis of the samples, the raw data measured by the rheometer were converted into the corresponding rheological parameters using the discretized method [20].

The results obtained have been modeled independently for each magnetic field analyzed by using the more often used rheological models. Accordingly, a Newtonian model, equation (3), has been used for the prediction of FFs [1] as follows:

$$\tau = \mu \dot{\gamma}, \quad (3)$$

where τ is the shear stress, $\dot{\gamma}$ is the shear rate, and μ is the dynamic viscosity.

The MRF has been modeled using the Bingham (equation (4)) and Herschel–Bulkley (equation (5)) models [2],

$$\tau = \tau_y + \mu \dot{\gamma}; \quad \text{and} \quad (4)$$

$$\tau = \tau_y + K \dot{\gamma}^n \text{sgn}(\dot{\gamma}); \quad (5)$$

where τ_y is the yield stress, K the consistency, and n the pseudoplastic index.

Adjusting the results obtained at different magnetic fields for each of the models mentioned above, the evolutions of their parameters with reference to the applied magnetic field

can be determined with the herein-proposed magnetization model (equation (1)). Thus, the proposed magnetization model extends every rheological model for the entire range of excitation.

3.1. Newtonian model for FF

Among the magnetic fields modeled, figure 1 illustrates the regression carried out using the adjustment obtained with the Newtonian model for the results obtained for the FF at magnetic fields of 0, 173, 432, and 802 mT.

The results presented in figure 1 indicate that the behavior of the FF is properly captured by the Newtonian model along the entire range of magnetic field.

The evolution of the viscosity as obtained from the adjustments of the results for an FF with the Newtonian model at different magnetic fields has been modeled by the proposed magnetization model. Approximating the α_f factor of the FF to zero, the viscosity of the FF can be defined by the following simplified equation (6):

$$\mu = \mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty) e^{-\alpha_S B}. \quad (6)$$

Adjustment of the viscosity parameter (figure 2) is achieved using the following values: $\mu_0 = 1.168$ Pa s, $\mu_\infty = 1.381$ Pa s, and $\alpha_S = 9.7$ T⁻¹.

Figure 2 clearly illustrates a good agreement between the magnetization model and the values used by the Newtonian

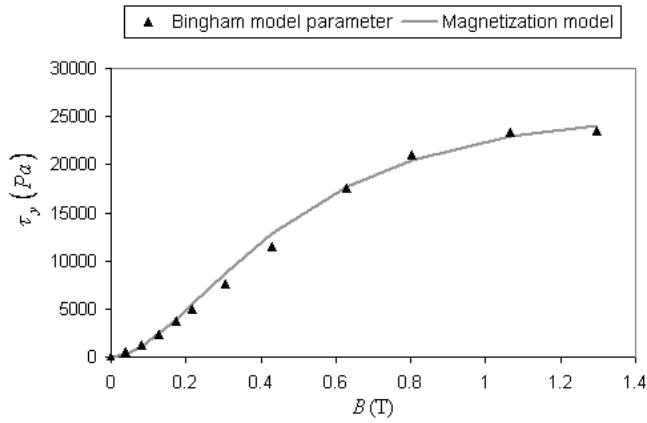


Figure 4. Variation in the yield stress (Pa) of Lord MRF-122-2ED at 25 °C depending on the applied magnetic field (T) using the Bingham model.

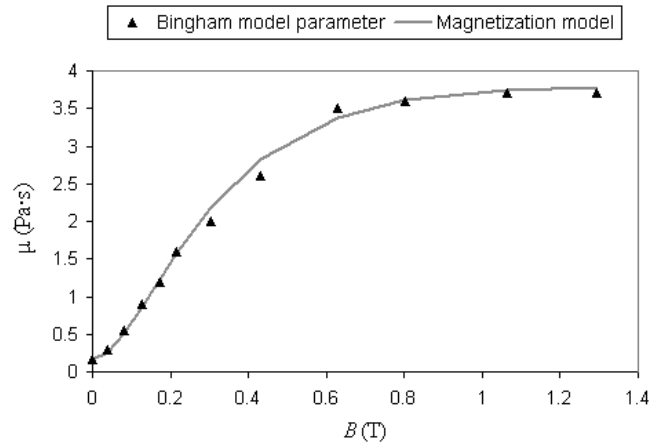


Figure 5. Variation in the viscosity (Pa s) of Lord MRF-122-2ED at 25 °C depending on the applied magnetic field (T) in the Bingham model.

model along the entire range of magnetic field analyzed. Thus, the inclusion of the magnetization model in the proposed model permits the extension of the validity of the Newtonian model to the desired range of magnetic field.

3.2. Bingham model for an MRF

Figure 3 shows the adjustment obtained with the Bingham model against the results for the MRF acquired at magnetic fields of 0, 173, 432, and 1296 mT.

Despite the inconsistency shown in figure 3 between the Bingham model and the experimental results at low shear rates, the Bingham model approximately represents the general behavior of MR fluids.

The two parameters used in the Bingham model, τ_y and μ , are adjusted by the proposed magnetization model. Considering $\alpha_f = 0.5$ on the MRF, the magnetization models

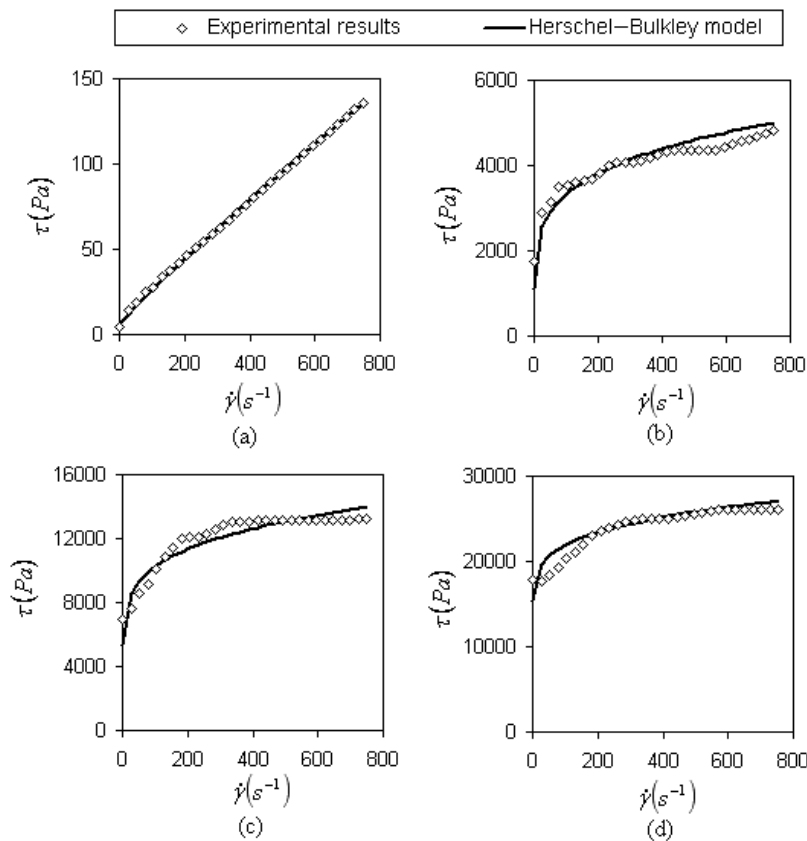


Figure 6. Diagrams of shear stress versus shear rate for Lord MRF-122-2ED at 25 °C at magnetic fields of 0 mT (a), 173 mT (b), 432 mT (c), and 1296 mT (d).

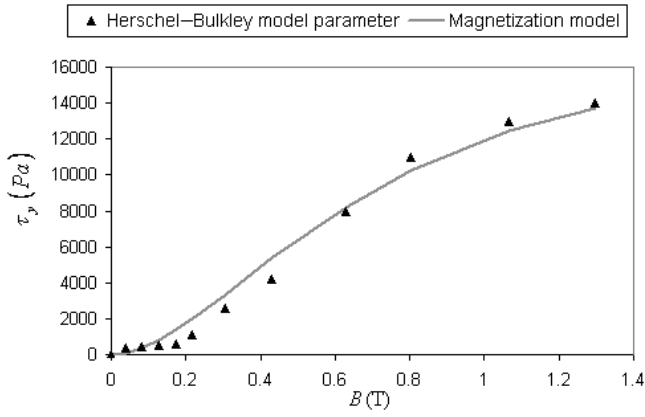


Figure 7. Variation in the yield stress (Pa) for Lord MRF-122-2ED at 25 °C depending on the applied magnetic field (T) in the Herschel–Bulkley model.

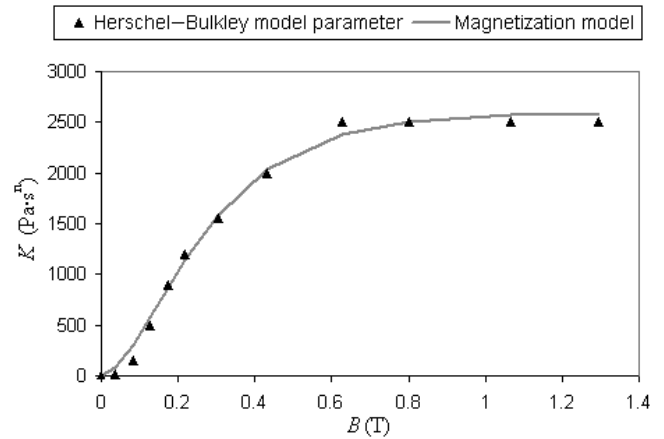


Figure 8. Variation in the consistency index (Pa sⁿ) for Lord MRF-122-2ED at 25 °C depending on the applied magnetic field (T) in the Herschel–Bulkley model.

for the two parameters of the Bingham model are

$$\tau_y = \tau_{y\infty} + (\tau_{y0} - \tau_{y\infty})2(e^{-\alpha_{S\tau_y} B} - 0.5e^{-2\alpha_{S\tau_y} B}); \quad (7)$$

and

$$\mu = \mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty)2(e^{-\alpha_{S\mu} B} - 0.5e^{-2\alpha_{S\mu} B}). \quad (8)$$

Adjustment for the parameters using the Bingham model (figures 4 and 5) is subsequently achieved using the following values: $\tau_{y0} = 12$ Pa, $\tau_{y\infty} = 25\,200$ Pa, $\alpha_{S\tau_y} = 2.9$ T⁻¹, $\mu_0 = 0.166$ Pa s, $\mu_\infty = 3.8$ Pa s, and $\alpha_{S\mu} = 4.5$ T⁻¹.

In spite of the discrepancies shown by the Bingham model with respect to the experimental results at low shear rates (figure 3), there is a good agreement between the magnetization model and the values determined by the Bingham model along the range of magnetic field analyzed (figures 4 and 5). Thus, in spite of the limitations of the fluid model, the magnetization model can achieve good evolution of the fluid-model parameter for the best adjustment using this fluid models. Therefore, by the inclusion of the magnetization model, the validity of the Bingham model is extended throughout the desired range of magnetic fields.

3.3. Herschel–Bulkley model for MRF

Figure 6 depicts the adjustment obtained with the Herschel–Bulkley model for the results of the MRF obtained at magnetic fields of 0, 173, 432, and 1296 mT.

Comparing figures 3 and 6, it can be observed that the Herschel–Bulkley model fits the experimental results better than the Bingham model. The better fit was achieved mainly due to a third adjustment parameter that has been added in. The parameter of yield stress is represented by equation (7), whereas the consistency index and the pseudoplastic index are defined by equations (9) and (10).

$$K = K_\infty + (K_0 - K_\infty)2(e^{-\alpha_{SK} B} - 0.5e^{-2\alpha_{SK} B}). \quad (9)$$

$$n = n_\infty + (n_0 - n_\infty)2(e^{-\alpha_{Sn} B} - 0.5e^{-2\alpha_{Sn} B}). \quad (10)$$

Adjustment of the parameters of the Bingham model (figures 7–9) is subsequently achieved using the following

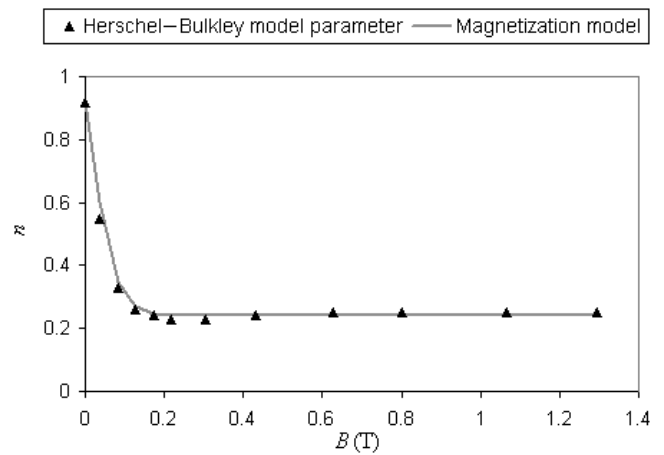


Figure 9. Variation in the pseudoplastic index for Lord MRF-122-2ED at 25 °C depending on the applied magnetic field (T) in the Herschel–Bulkley model.

values: $\tau_{y0} = 6$ Pa, $\tau_{y\infty} = 16\,000$ Pa, $\alpha_{S\tau_y} = 2$ T⁻¹, $K_0 = 0.3$ Pa sⁿ, $K_\infty = 2600$ Pa sⁿ, $\alpha_{SK} = 5$ T⁻¹, $n_0 = 0.917$, $n_\infty = 0.24$, and $\alpha_{Sn} = 30$ T⁻¹.

The adjustment for yield stress (Pa) (figure 7) is not as good as that for consistency index (Pa sⁿ) (figure 8), and the pseudoplastic index (figure 9), because no reaction is observed in the experiments until 0.2 T excitement. Nonetheless, the magnetization model successfully adjusts the evolutionary trends of the different parameters, and the overall adjustment of the Herschel–Bulkley parameters is satisfactory along the range of magnetic field analyzed. Therefore, the inclusion of the magnetization model within the fluid model permits the extension of the validity of the Herschel–Bulkley model to the desired range of applied magnetic field.

4. Conclusion

The herein-proposed magnetization model adequately captures the change in behavior that the magnetorheological (both FF and MRF) fluids show when an applied magnetic field

is varied. Therefore, the magnetization model should be implemented in conjunction with any rheological model to extend its validity over a wide range of magnetic fields. Regardless of the limitations of the fluid model in representing the comprehensive behavior of the MRF, the same magnetization model successfully captures the evolution of all the parameters of the analyzed models (Newtonian, Bingham and Herschel–Bulkley). This implies that the magnetization model presented in this study not only adjusts the magnetization of the fluid, but also adjusts the magnetization of any parameter used to model the fluid.

The magnetization model proposed in this study has been validated against the experimental results obtained from the commercial Ferrotec APG 2115 FF, which has been modeled using a Newtonian fluid, and the commercial Lord MRF-122-2ED MRF, which has been modeled using the Bingham and Herschel–Bulkley models.

Acknowledgments

This research was partially supported by grant BFI06.111 of the Basque Government; in addition, this study was supported by the ACTIMAT and the AMORFLU projects.

References

- [1] Arriaga M, Zubieta M, Urreta H and Bou-Ali M M 2007 Étude expérimental du comportement rhéologique des fluides magnétiques MR et FF *8ème Congrès De Mécanique*
- [2] Goncalves F D, Koo J H and Ahmadian M 2006 A review of the state of the art in magnetorheological fluid technologies—part I: MR fluid and MR fluid models *Shock Vib. Dig.* **38** 203–19
- [3] Chooi W W and Oyadiji S O 2008 Design, modelling and testing of magnetorheological (MR) dampers using analytical flow solutions *Comput. Struct.* **86** 473–82
- [4] Wang X and Gordaninejad F 2007 Flow analysis and modeling of field-controllable, electro- and magneto-rheological fluid dampers *J. Appl. Mech.* **74** 13–22
- [5] Farjoud A, Vahdati N and Fah Y F 2008 Mathematical model of drum-type MR brakes using Herschel–Bulkley shear model *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **19** 565–72
- [6] Hitchcock G H, Wang X and Gordaninejad F 2007 A new bypass magnetorheological fluid damper *J. Vib. Acoust.* **129** 641–7
- [7] Wereley N M 2008 Nondimensional Herschel–Bulkley analysis of magnetorheological and electrorheological dampers *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **19** 257–68
- [8] Choi S B, Lee S K and Park Y P 2001 A hysteresis model for the field-dependent damping force of a magnetorheological damper *J. Sound Vib.* **245** 375–83
- [9] Spencer B F, Dyke S J, Sain M K and Carlson J D 1997 Phenomenological model of a magnetorheological damper *ASCE J. Eng. Mech.* **123** 230–8
- [10] Wereley N M, Lindler J, Rosenfeld N and Choi Y T 2004 Biviscous damping behavior in electrorheological shock absorbers *Smart Mater. Struct.* **13** 743–52
- [11] Lee D Y, Choi Y T and Wereley N M 2002 Performance analysis of ER/MR impact damper systems using Herschel–Bulkley Model *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **13** 525–31
- [12] Ginder J M, Davis L C and Elie L D 1995 *5th Int. Conf. on ER Fluids and MR Suspensions* pp 504–14
- [13] Genç S and Phulé P P 2002 Rheological properties of magnetorheological fluids *Smart Mater. Struct.* **11** 140–6
- [14] Hong R Y, Rena Z Q, Hana Y P, Lib H Z, Zhengc Y and Dingd J 2007 Rheological properties of water-based Fe₃O₄ ferrofluids *Chem. Eng. Sci.* **62** 5912–24
- [15] Choi H J, Cho M S, Kim J W, Kim C A and Jhon M S 2001 A yield stress scaling function for electrorheological fluids *Appl. Phys. Lett.* **78** 3806–8
- [16] Ma X Q, Rakheja S and Su C Y 2006 Relative assessments of current dependent models for magneto-rheological fluid dampers *Proc. Int. Conf. on Networking, Sensing and Control, 06* pp 510–15
- [17] Klingenberg D J, Ulicny J C and Golden M A 2007 Mason numbers for magnetorheology *J. Rheol.* **51** 883–93
- [18] Chaudhuri A, Wereley N M, Kotha S, Radhakrishnan R and Sudarshan T S 2005 Viscometric characterization of cobalt nanoparticle-based magnetorheological fluids using genetic algorithms *J. Magn. Magn. Mater.* **293** 206–14
- [19] Chaudhuri A, Wereley N M, Radhakrishnan R and Choi S B 2006 Rheological parameter estimation for a ferrous nanoparticle-based magnetorheological fluid using genetic algorithms *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **17** 261–9
- [20] Zubieta M, Elejabarrieta M J and Bou-Ali M M 2009 A numerical method for determining the shear stress of magnetorheological fluids using the parallel-plate measuring system *Rheol. Acta* **48** 89–95

Anexo 4

Two yield stresses model for characterization of magnetorheological fluids

Two yield stresses model for characterization of magnetorheological fluids

M Zubieta, M J Elejabarrieta, and M M Bou-Ali

Mondragon Unibersitatea, Loramendi 4, 20500 Arrasate-Mondragón

E-mail: mzubieta@eps.mondragon.edu

Abstract. This article defines a model for magnetorheological fluids comprising two yield stresses. The first yield stress sets the limit between the initial elastic and the later viscous behaviors, whereas the second yield stress shows the change in viscosity during the transition to its stationary rheological state. The viscoelastic behavior of the proposed model corroborates the experimental results for the preyield. Each parameter of the presented model is governed by a single magnetism model; thus, the prediction model can be extended to the entire range of magnetic fields analyzed. All the results have been validated using a Lord MRF-122-2ED® magnetorheological fluid. **PACS code:** 47.65.Cb

1. Introduction

Magnetorheological (MR) fluids are materials commanding growing interest in the market, because their rheological properties are altered by the presence of magnetic fields, permitting intelligent control of their behavior. To exercise proper control over devices that contain MR fluids (dampers, brakes, or clutches) [1, 2], prediction of the behavior of these fluids under various operating conditions is necessary; therefore, a reliable model of the rheological behavior of MR fluids is required.

The model most widely used to represent the behavior of MR fluids is the Bingham model [3], which includes an initial yield stress, which depends on the applied magnetic field in addition to a Newtonian behavior. The success of this model is due to its simplicity in explaining the approximate general behavior of an MR fluid. However, better control of the fluid requires models that are more advanced in predicting the complete rheological behavior of an MR fluid, with special emphasis on the yield stress concept that is the most characteristic attribute of these fluids.

Barnes [4] defines the yield stress as the critical stress below which no flow occurs. From this definition, he states that yield stresses do not exist in any material, although this concept can be useful in a wide range of applications, as for example, in the characterization of MR fluids. For MR fluids, generally, only a single yield stress is considered [5]; however, a few researchers affirm that there are two yield stresses; one static and the other dynamic [6]. In these cases, the yield stress is considered as the profound change in the behavior of the fluid leading to a less resistant state under pressure. Therefore, the behavior in the preyield can be either solid-like or liquid-like. Gandhi et al. [7] have collated multiple models and experimental results on the preyield and have observed that the elastic behavior prevails with a slight influence of the viscous behavior. Consequently, these authors have selected the Kelvin-Voight solid model [8] to describe the preyield using a firm spring and a weak dashpot in parallel. On the contrary, Kamath and Wereley [9] propose a liquid model described by a Kelvin-Voight model in series with a dashpot to predict the preyield behavior.

In this article, the preyield is initially analyzed, and a model that predicts the behavior of the fluid at different magnetic excitations is subsequently developed. This model has been validated with the experimental results obtained.

2. Preyield behavior

To study the preyield, an MR fluid, Lord MRF-122-2ED®, has been tested at 97 mT magnetic excitation using an Anton Paar MCR-500 rheometer. The preyield behavior has been tested by analyzing 50 points logarithmically spaced between the shear rates of 10^{-5} s^{-1} and 2000 s^{-1} at a constant temperature of $25 \text{ }^\circ\text{C}$. The torque and rotational velocity registered by the rheometer are converted into rheological results by the discretized conversion method [10]. The test has been conducted at several sampling intervals (0.5 s, 1 s, 2 s, 5 s, 10 s, 20 s, and 50 s), which implies that the same shear rate values produce different strain values. Figure 1 shows the results of the shear stress, τ , with respect to the strain, γ , (Figure 1 (a)) and the shear rate, $\dot{\gamma}$ (Figure 1 (b)).

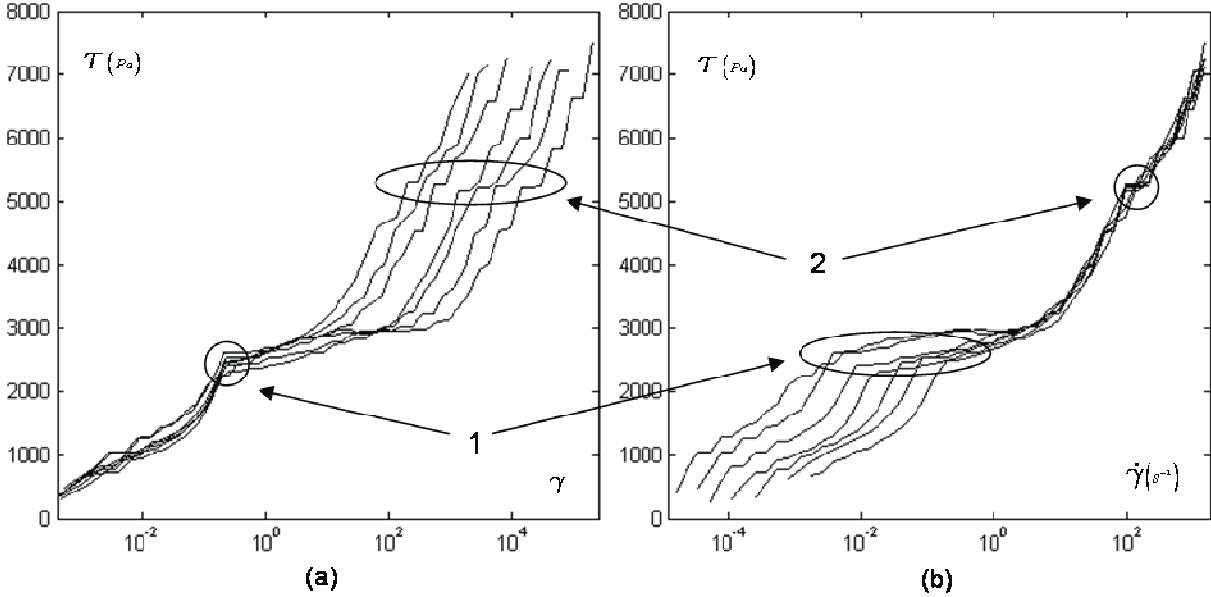


Figure 1: Rheological behavior of MR fluid at 97 mT at different sampling intervals (0.5 s, 1 s, 2 s, 5 s, 10 s, 20 s, 50s): (a) Shear stress with reference to the strain and (b) Shear stress with reference to the shear rate

Figure 1 (a) shows that the behavior of the fluid for all sampling intervals is similar up to a critical value of strain (zone 1), which indicates that the shear stress is basically dependent on strain in this first interval, and thus the behavior is mainly elastic. At this critical value, a change in the curvature is observed, which implies a profound change in behavior, and consequently, the response at higher strain is no longer similar for different sampling intervals.

However, in Figure 1 (b), the response for all the sampling intervals is similar at shear rates above the zone 1, indicating the dependence of the shear stress and the shear rate, thus the behavior is mainly viscous. In the same panel, a second change of curvature (Zone 2) is observed, which is related to the change in viscosity, thereby confirming a biviscous behavior in the liquid-like portion [11].

On the basis of these results, the behavior of the fluid can be defined by two yield stresses [12]: The first yield stress limits the solid-like and liquid-like behaviors, and the second yield stress corresponds to the change in viscosity on the liquid-like behavior.

3. Proposed model

According to the results pointed out in the preceding paragraph, a model based on three elements—one elastic part, τ_E , and two viscous parts, τ_{V1} and τ_{V2} , which are restricted by two yield stresses, τ_G and τ_μ —is presented (Figure 2 (a)). The elastic part, τ_E , is governed by a shear modulus, G , up to the first yield stress, τ_G , which is related to the deflection, γ_G . The first viscous part, τ_{V1} , is governed by a viscosity, μ_1 , up to the second yield-stress, τ_μ , which is related to the strain $\dot{\gamma}_\mu$. The second viscous part, τ_{V2} , is governed by a viscosity, μ_2 , that acts on the entire range of shear rates. Superposition of these elements results in an overall behavior with two changes of curvature (Figure 2 (b)).

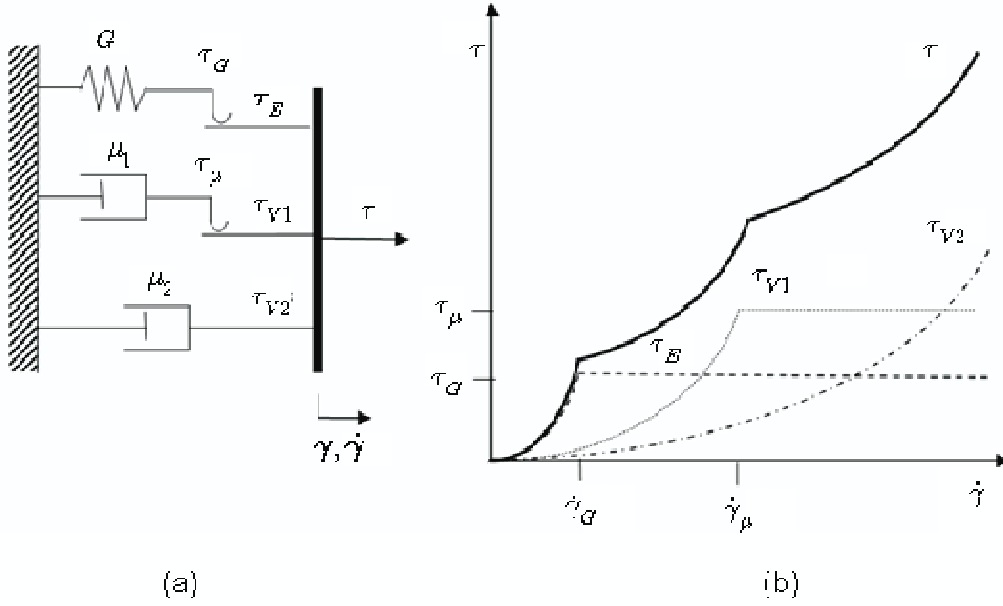


Figure 2: Proposed model for the MR fluid: (a) diagram, (b) rheogram.

The equations that describe the behavior of the proposed model are obtained by superposition of the three different parts:

$$\begin{aligned}
 \tau &= \tau_E + \tau_{V1} + \tau_{V2} \\
 \text{If } \gamma &\leq \gamma_G, \quad \tau_E = G \cdot \gamma; \quad \text{else,} \quad \tau_e = \tau_G = G \cdot \gamma_G; \\
 \text{If } \dot{\gamma} &\leq \dot{\gamma}_\mu, \quad \tau_{V1} = \mu_1 \cdot \dot{\gamma}; \quad \text{else,} \quad \tau_{V1} = \tau_\mu = \mu_1 \cdot \dot{\gamma}_\mu; \\
 \tau_{V2} &= \mu_2 \cdot \dot{\gamma}
 \end{aligned} \tag{1}$$

Because the rheological behavior of MR fluids depends on the applied magnetic field, B , the model parameters (G , γ_G , μ_1 , $\dot{\gamma}_\mu$, and μ_2) have to be sensitive to this field [13], in consequence, every parameter, Y , conforms with the next magnetization behavior:

$$Y = Y_0 + (Y_\infty - Y_0) \cdot \left(1 - \frac{1 - \alpha_Y \cdot e^{-\lambda_Y \cdot B}}{1 - \alpha_Y} \cdot e^{-\lambda_Y \cdot B} \right) \tag{2}$$

Each of the five model parameters has an initial value, Y_0 , related to the nonmagnetized state and a saturation value, Y_∞ . The parameter λ_Y defines the saturation rate of each parameter with respect to the magnetic field, whereas the parameter α_Y identifies the initial reaction when a magnetic field is applied ($\alpha_Y = 0.5$ involves a null initial reaction, whereas $\alpha_Y = 0$ involves the highest initial reaction) [13].

4. Implementation of the model and discussion of the results

To validate the model proposed in this work, a commercial MR fluid, Lord MRF-122-2ED®, has been characterized, whose physical properties, as provided by the Lord Corporation, are detailed in Table 1.

Appearance	Dark Gray Liquid
Viscosity, Pa @ 40 °C Calculated as slope 500–800 sec ⁻¹	0.061 ± 0.070
Density, g/cm ³	2.32–2.44
Solid Content by Weight, %	72
Flash Point, °C	> 150
Operating Temperature, °C	–40 to +130

Table 1: Typical properties of Lord MRF-122-2ED® Magnetorheological Fluid

The characterization of the fluid has been achieved using an Anton Paar Physica MCR-501 rheometer, equipped with a parallel-plate measuring system and an MRD-180 cell. The temperature on the rheometer is

controlled by a Julabo F25 water bath (accuracy of 0.02 K). The tests have been carried out with a plate of 20-mm diameter and a gap of 0.75 mm, which provides a shear-rate measurement range from 0 to 750 s⁻¹. In this range, 50 logarithmically spaced measurements have been registered with a sampling interval of 5 s at a constant temperature of 25 ° C. The rheological characterization has been carried out at several magnetic fields from 0 to 552 mT. The results of the torque obtained from the tests with reference to the rotational speed have been transformed by the discretized conversion method into the rheological result of shear stress with reference to the shear rate [10].

The behavior of the MR fluid throughout the range of magnetic fields analyzed is aptly described by the model proposed, as shown by the values of the parameters presented in Table 2.

Y	Y_0	Y_∞	α_Y	λ_Y
G	$G_0(Pa)$	$G_\infty(Pa)$	α_G	$\lambda_G(T^{-1})$
	7	42000	0.5	7.8
γ_G	γ_{G0}	$\gamma_{G\infty}$	α_{γ_G}	$\lambda_{\gamma_G}(T^{-1})$
	0.17	0.4	0.5	6
μ_1	$\mu_{10}(Pa \cdot s)$	$\mu_{1\infty}(Pa \cdot s)$	α_{μ_1}	$\lambda_{\mu_1}(T^{-1})$
	11	33.8	0.5	11
$\dot{\gamma}_\mu$	$\dot{\gamma}_{\mu 0}(s^{-1})$	$\dot{\gamma}_{\mu \infty}(s^{-1})$	$\alpha_{\dot{\gamma}_\mu}$	$\lambda_{\dot{\gamma}_\mu}(T^{-1})$
	0.8	240	0.35	9.5
μ_2	$\mu_{20}(Pa \cdot s)$	$\mu_{2\infty}(Pa \cdot s)$	α_{μ_2}	$\lambda_{\mu_2}(T^{-1})$
	0.17	3.2	0.4	10.5

Table 2: Parameter adjustment for the proposed model

Figure 3 shows the MR behavior of Lord MRF-122-2ED® and the results achieved using the proposed model at the same magnetic excitation.

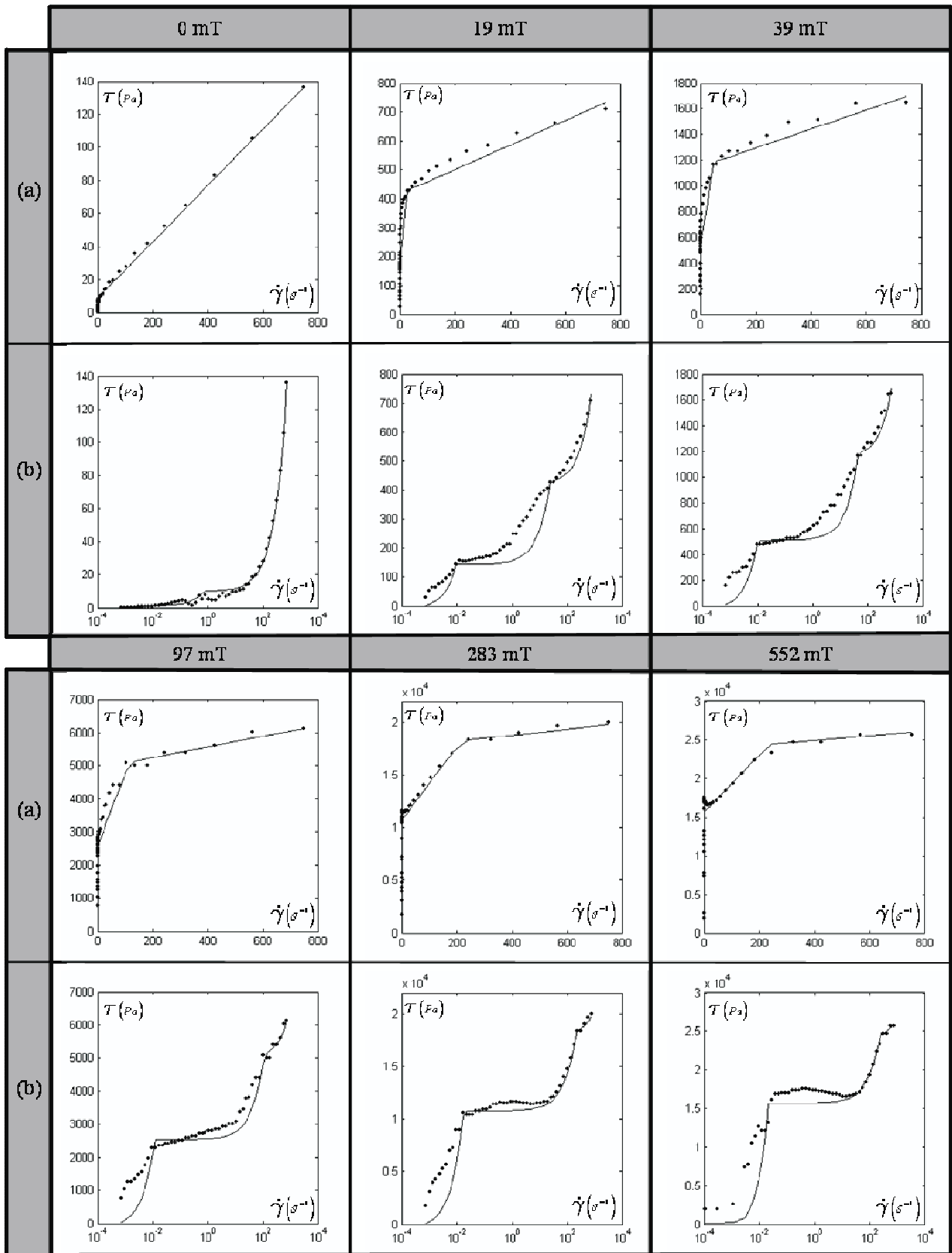


Figure 3: Rheological behavior, $\tau(\dot{\gamma})$, of the Lord MRF-122-2ED® fluid, excited at magnetic fields from 0 mT to 552 mT (•), and the prediction by the proposed model for the same excitement (—) using linear (a) and logarithmic (b) scales.

Figure 3 shows a good agreement between the proposed model and the experimental results across the entire range of magnetic excitation analyzed. Special emphasis is provided to the identification of the two yield

stresses: the first yield stress, which indicates the transition between the solid-like and liquid-like behaviors, can be clearly observed in the logarithmic plot (Figure 3 (b)), whereas the second yield stress, which defines the biviscous behavior, is identified better in the linear plot (Figure 3 (a)).

In Figure 3 (a), it can be observed that at low magnetic excitations, the second yield stress is more representative than the first one, whereas at higher magnetic fields, the first one is more representative than the second yield stress. Definition of a single preyield and postyield behavior in relation to the first yield stress using the proposed model leads to a Kelvin-Voigt model, with a stiff spring (G) and a weak dashpot (resulting from the sum of μ_1 and μ_2) for the preyield behavior, according to the conditions set by Gandhi et al. [7]. In this case, the postyield behavior is represented by a biviscous model [11]. However, if the second yield stress is considered to limit the preyield and postyield, the proposed model results in a viscous model of the preyield that agrees with the experimental results obtained by Kammath et al. [8]. In the latter case, the postyield behavior is represented by a Newtonian model. Thus, the proposed model simultaneously matches both the preyield models (the liquid-like and the solid-like behaviors); therefore, the discrepancy between the authors Gandhi et al. and Kammath et al. [7-8] is probably due to the different criteria used for defining the yield stresses.

5. Conclusions

In this work, an analysis of the behavior of MR fluids in the preyield has been carried out. As a result, two yield stresses have been identified, because of which a profound change in the rheological behavior is observed. The behavior is elastic until the first yield stress and subsequently becomes viscous. During this viscous-behavior phase, a decrease in the value of viscosity occurs at the second yield stress.

A model with two yield stresses, which predicts the MR behavior obtained in the experimental results, has been thus developed in this study. This model agrees with both the liquid-like and the solid-like models of the preyield. All parameters of the model have been subjected to the same magnetization model, which therefore extends the prediction of the proposed model to any condition of magnetic excitation of the fluid. The agreement with the experimental results confirms the validity of the proposed model, in addition to corroborating the convenience of considering two yield stresses for MR fluids.

Acknowledgments

This research was partially supported by grant BFI06.111 of the Basque Government and by the ACTIMAT and the AMORFLU projects.

References

- [1] Rabinow J 1951 *US Patent* 2575360
- [2] Carlson J D, Chrzan M J 1994 *US Patent* 5277281
- [3] Goncalves F D, Koo J H, Ahmadian M 2006 *The Shock and Vibration Digest* **38** [3] 203-219
- [4] Barnes H A 1999 *Journal of Non-Newtonian Fluid Mech*, **81** 133-178
- [5] Gordaninejad F, Kelso S P 2000 *Proceedings of SPIE* **3989** 266-273
- [6] López-López M T, Kuzhir P, Laci S, Bossis G, González-Caballero F, Durán J D G 2006 *Journal of physics: condensed matter* **18** 2803-2813
- [7] Gandhi F, Bullough W A 2005 *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* **16** 237-248
- [8] Kamath G M, Wereley N M, Jolly M R 1999 *J. Amer. Helicopter Soc.* **44** [3] 234-248
- [9] Kamath G M, Wereley N M 1997. *Smart materials and structures* **6** 351-359
- [10] Zubieta M, Elejabarrieta M J, Bou-Ali M M 2009 *Rheology Acta* **48** 89-95
- [11] Dimock G A, Lindler J E, Wereley N M 2000 *Proceedings of SPIE* **3985** 444-455
- [12] Zubieta M, Elejabarrieta M J, Bou-Ali M M 2008 *Magneto hydrodynamics* **44** [4] 379-387
- [13] Zubieta M, Elejabarrieta M J, Bou-Ali M M *Smart materials and structures* (in press)

Anexo 5

Physical model for a MR damper

Physical model for a MR damper

Mikel Zubieta* María Jesús Elejabarrieta Mohammed Mounir Bou-Ali

Mondragon Unibertsitatea, Loramendi 4, C.P. 20500 Mondragon (Spain)

mzubieta@eps.mondragon.edu

mjelejabarrieta@eps.mondragon.edu

mbouali@eps.mondragon.edu

Tel. +34 943794700

Fax. +34 943791536

Abstract

This paper presents a physical model that predicts the behaviour of a magnetorheological (MR) damper design. The physical model is developed from empirical models, developed by the authors, of the MR fluid and the magnetic circuit, so that the contribution of both is highlighted in the magnetohydrodynamic behaviour of the MR damper. Thus, using the proposed physical model the MR damper design can be defined and correctly sized to meet the requirements of the application where it is deployed.

Keywords: Physical model, magnetorheological damper, magnetorheological model, magnetic characterization.

Introduction

MR fluids are suspensions of magnetizable micro-particles dispersed in a carrier liquid by surfactants. In the presence of a magnetic field, these particles are aligned, forming chains in the direction of magnetic flux. So, an initial effort is required to break the chains and start the flow of fluid, this effort depends on the applied magnetic field and the type of MR fluid.

The MR fluids containing dampers [1] control the dynamic behaviour by the applied magnetic field. These dampers are of great interest in various fields such as automotive [2], civil engineering [3], military [4], or household appliances [5]. Each of these applications requires specific MR damper suitable to the operating conditions of the product. Thus, physical models allow describing the magnetohydrodynamic behaviour of MR damper in terms of the various parameters of design.

In literature there are physical models for MR dampers in different configurations and different models based on MR fluids [6-16]. In the work of Huang et al. [6] the physical model is developed from the characterization and modelling of the fluid, while in other works [7-16] the development starts from generic models of MR fluid, where in some cases [7.11], the model parameters are fit based on the experimental dynamic behaviour of the MR damper. However, none of the cited work presents a characterization of the applied magnetic field, so that in those works is considered a constant magnetic flux density in the area analyzed.

This paper shows the characterization and modelling of both, the MR fluid and the applied magnetic field, and based on these models, and the design of the MR damper a physical model for the analyzed damper has been developed

MR damper design

The MR damper design considered in this work is based on a double rod cylinder in which the two chambers are connected externally through a duct of rectangular section in the centre of l_C length, b_C width, and h_C height (Fig. 1). Lord MRF-122-2ED fluid has been selected for the damper. The applied magnetic field on the MR fluid is regulated by the distance d between the two Eclipse Magnetics Neodymium magnets arranged on either side of the rectangular duct.

Because the proposed damper has dual rod is not necessary to use a gas chamber to compensate for variations in the internal volume of the chambers, and thus elastic behaviour in the damper is discarded. The lowest section of the hydraulic circuit corresponds to the area of magnetic field application, so that the viscous behaviour of the rest of the circuit can be considered negligible as well as the friction of the damper. So the study of the behaviour of the MR damper is concentrated on the analysis of the rectangular duct section where the magnetic field is applied. The ratio of the rectangular section behaviour with the behaviour of MR damper is established from the piston area A_e . This paper considers a design of MR damper with $h_C = 1$ mm, $b_C = 8$ mm, $l_C = 28$ mm, and $A_e = 412$ mm².

Empirical model for the MR fluid

The Lord MRF-122-2ED fluid selected for this MR damper design has been characterized and modelled previously by the authors in the article [17]. This paper presents a magnetorheological model that presents the behaviour in the pre-yield and the post-yield, and shows their evolution in reference to the magnetic field. From this work [17], for the application discussed in the current work the behaviour in the pre-yield is negligible, so the magnetorheological model proposed in the article [17] is simplified to the biplastic model of the Fig. 2. Thus, the rheological behaviour that relates the shear rate, $\dot{\gamma}$, with the shear stress, τ , is defined by two yield stress, τ_A at zero shear rate, and τ_B at $\dot{\gamma}_B$ shear rate. Among both yield stress the fluid is modelled with a μ_A viscosity, while for shear stress bigger than the second yield stress a μ_B viscosity is used. The biplastic behaviour of the MR fluid is defined by intervals according to Eq. (1):

$$\begin{aligned} \tau \leq -\tau_B \quad \dot{\gamma} &= \frac{\tau + \tau_B}{\mu_B} - \dot{\gamma}_B \\ -\tau_B \leq \tau \leq -\tau_A \quad \dot{\gamma} &= \frac{\tau + \tau_A}{\mu_A} \end{aligned}$$

$$-\tau_A \leq \tau \leq \tau_A \quad \dot{\gamma} = 0 \quad (1)$$

$$\tau_A \leq \tau \leq \tau_B \quad \dot{\gamma} = \frac{\tau - \tau_A}{\mu_A}$$

$$\tau_B \leq \tau \quad \dot{\gamma} = \frac{\tau - \tau_B}{\mu_B} + \dot{\gamma}_B$$

Being,

$$\tau_B = \tau_A + \mu_A \cdot \dot{\gamma}_B \quad (2)$$

where the value of each parameter of the rheological model, Y , depends on the magnetic flux density, B , applied to the MR fluid, according to the magnetic model represented in the Eq. (3). The value of the parameters Y_0 , Y_∞ , α and λ of the Eq. (3) for every parameter of the rheological model are shown in Table 1, according to [17]

$$Y = Y_\infty + (Y_0 - Y_\infty) \cdot \frac{1 - \alpha \cdot e^{-\lambda \cdot B}}{1 - \alpha} \cdot e^{-\lambda \cdot B} \quad (3)$$

Empirical model for the applied magnetic field

The characterization of the magnetic field has been done by a Hirst Magnetics GM07 Gaussmeters. In the first instance, the magnetic flux flow in the duct with air is characterized, and then, the magnetic flux in the case of MR fluid is determined considering the variation of the reluctance, \mathfrak{R} , (Eq. (4)) due to the higher permeability of the MR fluid.

$$\mathfrak{R} = \frac{d - h_C}{\varepsilon_0 \cdot l_C \cdot b_C} + \frac{h_C}{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot l_C \cdot b_C} \quad (4)$$

where $\varepsilon_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ Tm/A}$ is the permeability of vacuum and ε_r is the relative permeability of the MR fluid, which has been determined according to the experimental

characterization made by the Rheometer department of Anton Paar Germany GmbH [18] whose results are shown in Fig. 3.

Fig. 4 shows the results of the maximum magnetic flux density corresponding to the centre of the duct, in function of the distance between the two magnets, both for the air in the duct and the correction for MR fluid in the duct. The results will define the following model for the maximum magnetic flux with MR fluid in the duct:

$$B = -39200 \cdot d^3 + 2500 \cdot d^2 - 57.2 \cdot d + 0.549 \quad (5)$$

Analyzing the magnetic flux density at various points the distribution of magnetic flux in the duct has been determined. It has been observed that the magnetic flux between the magnets is distributed similarly for any distance d , so the same distribution pattern is used in all cases (Fig. 5). According to this distribution, along both axis, x , and width, z , the magnetic flux density is greatest at the centre of the magnet (from 5 mm from the ends of the magnet), and is considered null outside the magnet (from 6 mm from the ends).

MR damper physical model

The physical model for the MR damper is obtained with the study of the MR fluid flow through the duct at different magnetic fields. For this, first the flow of fluid between two infinite parallel walls under a constant magnetic flux density is analyzed, then the impact of the side walls is evaluated, and finally the calculated behaviour is extended to the MR damper taking into account the changing magnetic flux in the duct.

Calculation of flow between two infinite parallel walls

For the calculation of the hydrodynamic flow between two infinite parallel walls a differential volume of length Δx , height Δy and width Δz is considered (Fig. 6), where the magnetic flux density is constant on the whole differential. This differential volume moves with a unidirectional velocity \mathbf{u} .

Applying the equations of momentum conservation and mass conservation in the differential volume in the x direction yields:

$$\sum F = F_P - \left(F_P + \frac{dF_P}{dx} \cdot \Delta x \right) + F_\tau - \left(F_\tau + \frac{dF_\tau}{dy} \cdot \Delta y \right) = 0 \quad (6)$$

where F_P is the force due to the pressure P , $F_P = P \cdot \Delta y \cdot \Delta z$, and F_τ is the force due to the shear stress, $F_\tau = \tau \cdot \Delta x \cdot \Delta z$, so:

$$\frac{d\tau}{dy} = -\frac{dP}{dl} = -p \quad (7)$$

being p the pressure difference for length unit.

Eq. (7) shows that whereas the pressure decreases in the flow direction, x , the shear stress increases with height. Due to symmetry $\tau = 0$ when $y = \frac{h_C}{2}$, and so the behaviour of the volume differential is extended to all the height h_C (Fig. 7).

$$\tau = -p \cdot \left(y - \frac{h_c}{2} \right) \quad (8)$$

The shear rate also increases with height, considering the rheological behaviour of the fluid (Fig. 2), so for a positive velocity of flow in the centre of the duct, Eq. (9) is defined:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du}{dy} \quad (9)$$

Different segments are defined through the height of the duct according to the applied pressure difference, so that each segment is associated with an interval of the MR fluid model (Eq. (1)). Thus the velocity profile in the duct is determined by segment, depending on the pressure difference. The profiles are obtained considering the continuity between adjacent segments and the boundary condition of zero velocity on the walls. Next the velocity profiles are determined for the three possible pressure conditions.

1. Low pressure difference for length unit (p_1): All the fluid is subjected to a shear stress below the first yield stress in magnitude, $|\tau| \leq \tau_A$, thus,

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_1}{dy} = 0 \quad (10)$$

from which it follows that,

$$u_1 = 0 \quad (11)$$

2. Medium pressure difference for length unit (p_2): Part of the fluid is subjected to a shear stress greater than the first yield stress in magnitude and below the second, $\tau_A \leq |\tau| \leq \tau_B$, so that from 0 to y_{A2} , where y_{A2} is the height where $-\tau_A$ is achieved, the flux is defined as:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{21}}{dy} = \frac{\tau + \tau_A}{\mu_A} = -\frac{p_2 \cdot (y - y_{A2})}{\mu_A} \quad (12)$$

from which it follows that,

$$u_{21} = \frac{p_2}{\mu_A} \cdot \left(\frac{y^2}{2} - y_{A2} \cdot y \right) \quad (13)$$

and from y_{A2} to $h_c/2$, the flux is defined as:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{22}}{dy} = 0 \quad (14)$$

from which it follows that,

$$u_{22} = -\frac{p_2 \cdot y_{A2}^2}{2 \cdot \mu_A} \quad (15)$$

The velocity profile from $h_c/2$ to h_c is obtained by symmetry.

3. High pressure difference for length unit (p₃): Part of the fluid is subjected to a shear stress greater than the first yield stress in magnitude, $\tau_A \leq |\tau| \leq \tau_B$, and another part to a shear stress greater than the second, $|\tau| \geq \tau_B$, so that, from 0 to y_{B3} , where y_{B3} is the height where $-\tau_B$ is achieved, the flux is defined as:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{31}}{dy} = \frac{\tau + \tau_B}{\mu_B} - \dot{\gamma}_B = -\frac{p_3 \cdot (y - y_{B3})}{\mu_B} - \dot{\gamma}_B \quad (16)$$

from which it follows that,

$$u_{31} = \frac{p_3}{\mu_B} \cdot \left(\frac{y^2}{2} - y_{B3} \cdot y \right) + \dot{\gamma}_B \cdot y \quad (17)$$

from y_{B3} to y_{A3} , where y_{A3} is the height where $-\tau_A$ is achieved, the flux is defined as:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{32}}{dy} = \frac{\tau + \tau_A}{\mu_A} = -\frac{p_3 \cdot (y - y_{A3})}{\mu_A} \quad (18)$$

from which it follows that,

$$u_{32} = \frac{p_3}{\mu_A} \cdot \left(\frac{y^2 - y_{B3}^2}{2} - y_{A3} \cdot (y - y_{B3}) \right) - \frac{p_3}{\mu_B} \cdot \frac{y_{B3}^2}{2} + \dot{\gamma}_B \cdot y_{B3} \quad (19)$$

and from y_{A3} to $h_c/2$, the flux is defined as:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du_{33}}{dy} = 0 \quad (20)$$

from which it follows that,

$$u_{33} = -\frac{p_3}{\mu_A} \cdot \frac{(y_{A3} - y_{B3})^2}{2} - \frac{p_3}{\mu_B} \cdot \frac{y_{B3}^2}{2} + \dot{\gamma}_B \cdot y_{B3} \quad (21)$$

The velocity profile from $h_c/2$ to h_c is obtained by symmetry.

Figure 8 represents, as example, the shear and the velocity profiles for two infinite parallel walls separated by 1 mm with an MR fluid subjected to a magnetic flux density of 355mT for low, medium and high pressure differences per length unit.

Study of the influence of the side walls

Calculating the flow between two infinite parallel walls the profiles for each pressure difference per unit length and each applied magnetic field are obtained. On one hand the opposition to the flow caused by the lower and upper wall is studied, and on the other hand the opposition of the side walls is, and adding both, the total opposition to flow into the duct is obtained. Fig. 9 shows that the velocity profiles in the duct for a pressure difference per length unit of 50 MPa/m at different magnetic flux densities.

Fig. 9 (a) shows that the velocity profile in the absence of applied magnetic field is very similar along the width of the duct, being only noticeable influence of the side walls in positions very close to them. Thus the effect of the side walls may be neglected to calculate the flow through the duct. When a magnetic field is applied in the duct (Figures 9 (b), 9 (c) and 9 (d)) a vertical magnetic flux appears, which generates particle chains between the upper and lower wall, so

that these chains increase opposition to the flow for these walls, however the chains do not interfere with the opposition to the flow corresponding to the sidewalls. Thus the effect of the sidewalls in the flow at any magnetic field corresponds to the rheological behaviour of the fluid without field. This demonstrates that the influence of the side walls is negligible when analyzing a duct with an aspect ratio $b_c/h_c \gg 1$ and an even more when the MR fluid is subjected to a magnetic flux, so it is proper to direct the behaviour obtained for two infinite parallel walls (Fig. 8) to the entire duct.

Fig. 9 also shows the evolution of the flow for the same condition of pressure difference per unit length at different magnetic flux densities considering the latter constant throughout the duct. As seen the higher the applied magnetic field the lower the flow velocity, which clearly shows the ability to control the behaviour of the MR damper with the applied magnetic field.

However in the design of MR damper analyzed the magnetic flux density is variable (Fig. 5) so that the flow through the duct is more complex.

Calculation of the flow on the duct with a variable magnetic flux density

From the results presented in Fig. 8, the flow per unit width, q , is determined for each differential volume depending on the pressure difference per unit length and the applied magnetic field (Fig. 10) considering the three segments discussed above:

1. Low pressure difference for length unit (p_1):

$$q_1 = \int_0^{h_c} u_1(y) \cdot dy = 0 \quad (22)$$

2. Medium pressure difference for length unit (p₂):

$$q_2 = 2 \cdot \left(\int_0^{y_{A2}} u_{21}(y) \cdot dy + \int_{y_{A2}}^{h_c/2} u_{22}(y) \cdot dy \right) = -\frac{p_2}{\mu_A} \cdot \left(\frac{1}{3} \cdot y_{A2}^3 + \frac{1}{2} \cdot y_{A2}^2 \cdot h_c \right) \quad (23)$$

3. High pressure difference for length unit (p₃):

$$q_3 = 2 \cdot \left(\int_0^{y_{B3}} u_{31}(y) \cdot dy + \int_{y_{B3}}^{y_{A3}} u_{32}(y) \cdot dy + \int_{y_{A3}}^{h_c/2} u_{33}(y) \cdot dy \right) = -\frac{p_3}{\mu_B} \cdot \left(\frac{y_{B3}^2 \cdot hc}{2} - \frac{y_{B3}^3}{3} \right) \\ + \frac{p_3}{\mu_A} \cdot \left(\frac{y_{B3}^3}{6} - \frac{y_{B3}^2 \cdot y_{A3}}{2} + \frac{y_{A3}^3}{3} - \frac{(y_{A3} - y_{B3})^2 \cdot hc}{2} \right) + \dot{\gamma}_B \cdot y_{B3} \cdot (hc - y_{B3}) \quad (24)$$

The differential volume behaviour described in Fig. 10 extends throughout the duct and is related to the piston area to obtain the dynamic behaviour of MR damper, defined by the force, F , exerted by the damper and its velocity, v .

$$F = A_e \cdot \sum p(B) \cdot \Delta x \\ v = -\frac{\sum q(B) \cdot \Delta z}{A_e} \quad (25)$$

The extension of the behaviour is first performed across the width under the assumption that the pressure difference per length unit is constant. Considering a cross section of the duct, and

because the magnetic flux density is lower on the edges, the opposition to the fluid flow is lower there, which implies that the flow, Q , mainly goes for the edges as shown in Fig. 11 (a).

Subsequently, the behaviour is extended in length according to the law of mass conservation. Fig 11 (b) shows that the pressure difference decreases at the edges of the duct in a similar manner to how decreases the magnetic flux density in length (Fig.5). Thus considering the distribution of flow through the duct and the pressure differences on it and according to the Eq. (25), the dynamic behaviour of MR damper is predicted for different magnetic fields (Fig. 12).

Fig. 12 shows the magnetic field effect on the force exerted by the damper. It is seen that increasing the magnetic flux density in the duct the initial threshold of the damper increases and so the subsequent viscous behaviour, with a smooth transition between both behaviours. The later shows that even when the MR fluid has very marked magnetorheological behaviour depending on the shear rate (Fig. 2), the MR damper will always have a continuous and progressive magnetohydrodynamic behaviour according to the velocity.

Conclusions

In this work, a physical model from empirical models of MR fluid and the magnetic circuit has been developed. The flow study through the duct shows that not all of the MR fluid is subjected to the same rheological solicitation, just as the magnetic characterization indicates that the magnetic flux density is variable in the duct. This implies that the MR fluid has a very different magnetorheological behaviour in different parts of the duct, so that changes in the rheological behaviour of MR fluid happen progressively over the same. That is why the magnetohydrodynamic behaviour of MR damper cannot be predicted with the same model used for the MR fluid.

Development of the physical model has shown that the restriction associated with the side walls is negligible in rectangular ducts where the width is much larger than the height. Moreover, it is even more negligible when a magnetic field is applied in the sense of height, since the opposition to the flow of the side walls does not increase as the opposition to the flux for the upper and lower wall.

The developed physical model serves to predict the magnetohydrodynamic behaviour of MR dampers based on their design, so establishing the relationship of each design parameter with the behaviour of the damper. Thus, it is possible to modify and adjust the design of the damper before it is built, so that its magnetohydrodynamic behaviour matches the application requirements.

Acknowledgments

This research was partially supported by grant BFI06.111 of the Basque Government and by ACTIMAT, AMORFLU, DAFLUIN (PI 2009-25) and LAVSI (UE 2009-3) projects.

References

- [1] J.D.Carlson, M.J.Chrzan, Magnetorheological Fluid Dampers. US Patent No. 5,277,281, 1994.
- [2] Lord Corporation, Lord Corporation Magnetorheological (MR) Fluid for Automotive Damping Systems, *IIR Suspension and Damping Conference*, 2004.
- [3] S.J.Dyke, B.F.Spencer, M.K.Sain, J.D.Carlson, An Experimental Study of MR Dampers for Seismic Protection, *Smart Material and Structures*, 7, 1998, pp. 693-703.
- [4] J.C.Poynor, Innovative Designs for Magneto-Rheological Dampers, PHD Virginia Polytechnic Institute, 2001.

- [5] M.J.Chrzana, J.D.Carlson, MR Fluid Sponge Devices and Their Use in Vibration Control of Washing Machines. *Proceedings of the 8th Annual Symposium on Smart Structures and Materials*, 2001.
- [6] J.Huang, J.M.He, J.Q.Zhang, Viscoplastic Flow of the MR Fluid in a Cylindrical Valve, *Key Engineering materials*, 274, 2004, pp. 969-974.
- [7] J.E.Linder, D.A.Dimcock, N.M.Wereley, Design of a magnetorheological shock absorber, *Proceedings of the SPIE*, 3985, 2000, pp. 426-437.
- [8] W.Szelag, Analysis of coupled phenomena in a MR fluid damper. *Archives of electrical engineering*, 56 (220), 2007, pp. 139-148.
- [9] G.Aydar, C.A.Evrensel, F.Gordaninejad, Magneto-rheological fluid damper for a front-loading washing machine: design, fabrication and characterization, *Proceedings of the 10th international conference on ERMR*, 2006.
- [10] S.R.Hong, S.John, N.M.Wereley, Quasi-Steady Analysis of Magnetorheological Dampers for Design and Application, *Proceedings of ISSS*, 2005.
- [11] S.R.Hong, N.M.Wereley, Y.T.Choi, S.B.Choi, Analytical and experimental validation of a nondimensional Bingham model for mixed-mode magnetorheological dampers, *Journal of Sound and Vibration*, 312, 2008, pp. 399–417.
- [12] N.M.Wereley, J.Lindler, N.Rosenfeld, Y.T.Choi, Biviscous damping behaviour in electrorheological shock absorbers. *Smart materials and structures* 13 (4), 2004, pp. 743-752.
- [13] J.H.Yoo, N.M.Wereley, Quasi-steady axisymmetric Bingham-plastic model of magnetorheological flow damper behaviour, *Proceedings of IMECE*, 2005.
- [14] N.M.Wereley, Nondimensional analysis of electrorheological and magnetorheological dampers using a Herschel-Bulkley constitutive model, *Proceedings of IMECE*, 2003.
- [15] W.W.Chooi, S.O.Oyadiji, Design, modelling and testing of magnetorheological (MR) dampers using analytical flow solutions, *Computers and Structures*, 86, 2008, pp. 473–482.

- [16] J.M.He, J.Huang, L.J.Fu, Design analysis of a magnetorheological damper, *Proceedings of SPIE*, 60402B, 2005, pp. 1-7.
- [17] M.Zubieta, M.J.Elejarrrieta, M.M.Bou-Ali, Two yield stresses model for characterization of magnetorheological fluids, *Smart Material and structures* (send)
- [18] Personal communication Dr – Ing Loredana Pop, Product Management of the Rheometers department at Anton Paar Germany GmbH.

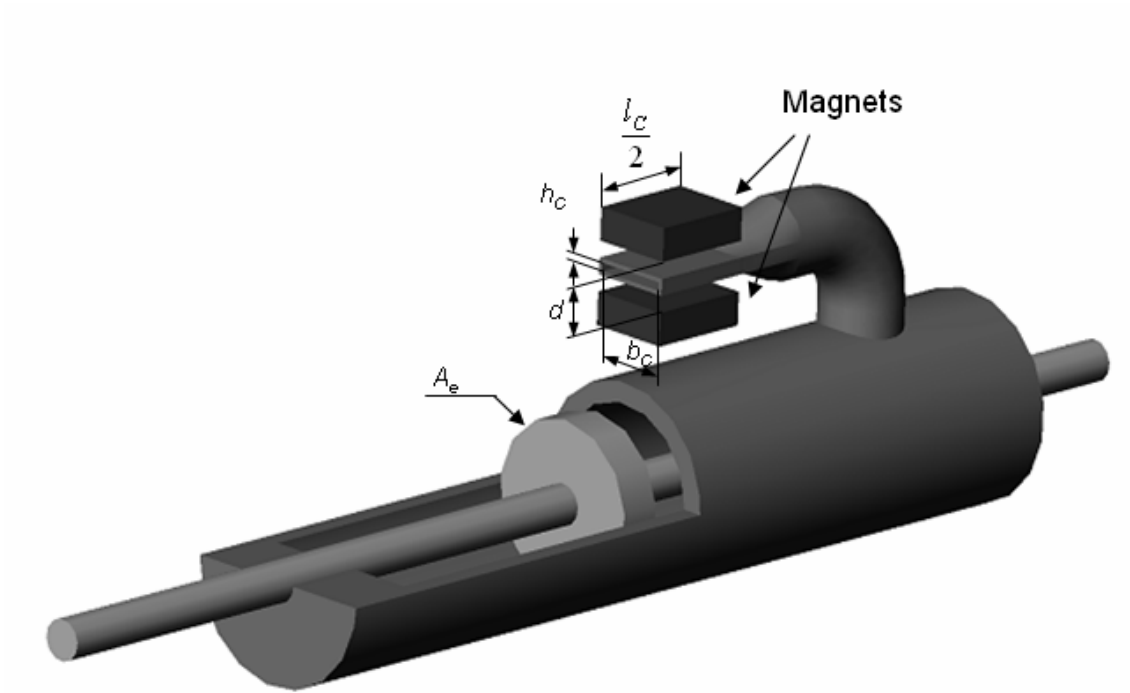


Fig. 1. Partial cut of the MR damper design.

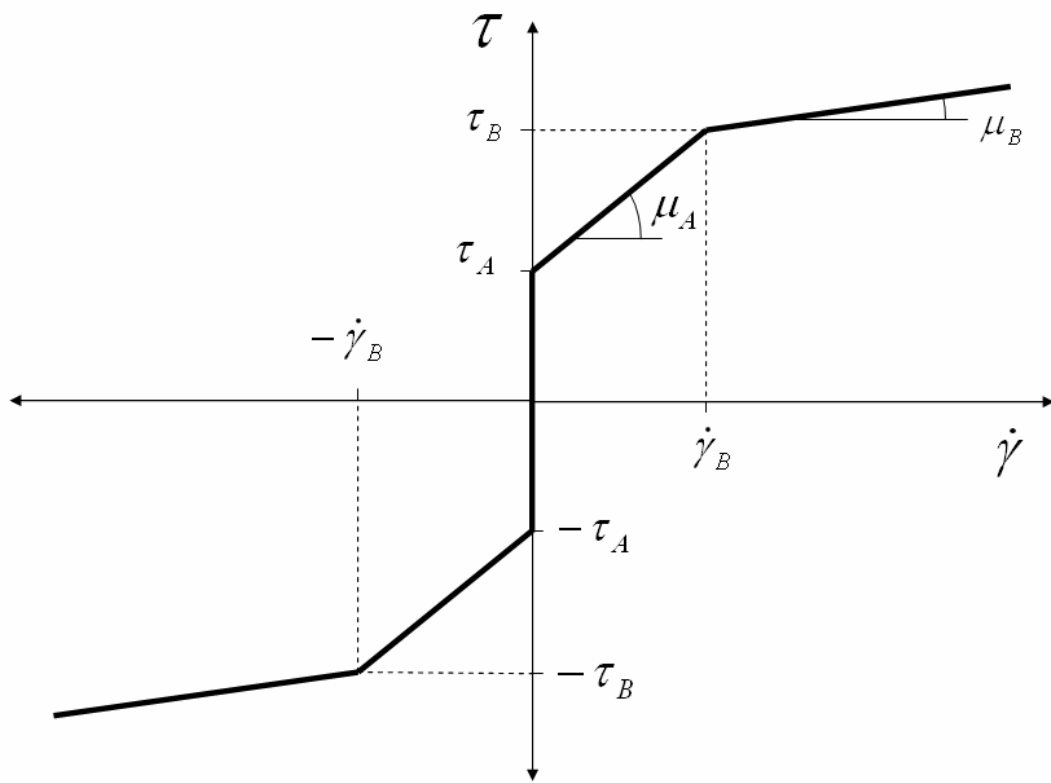


Fig. 2. Biplastic model.

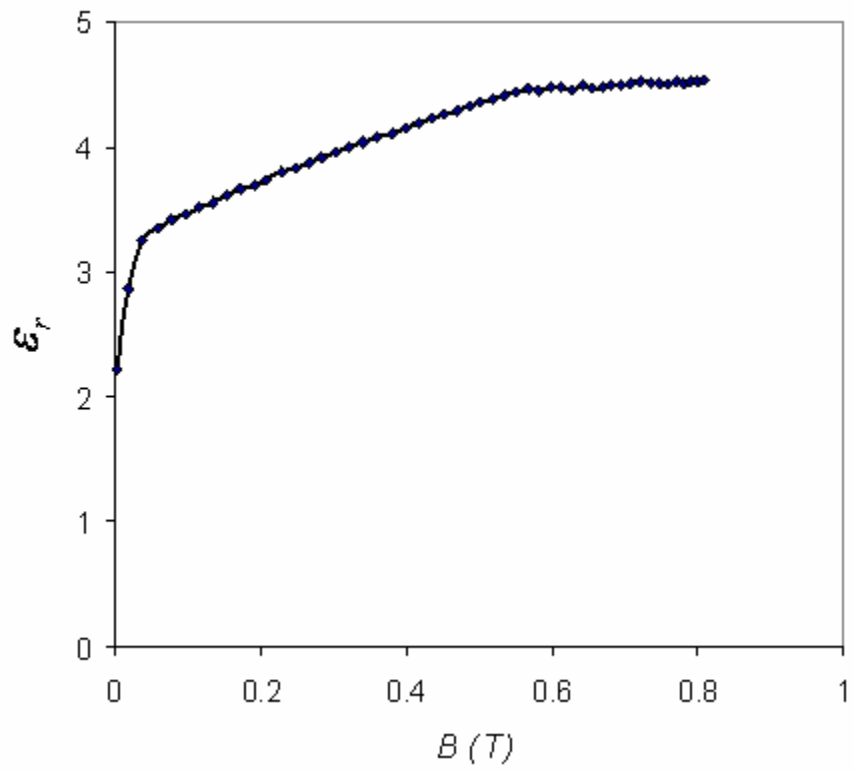


Fig. 3. MR fluid relative permeability respect to the magnetic flux density [18]

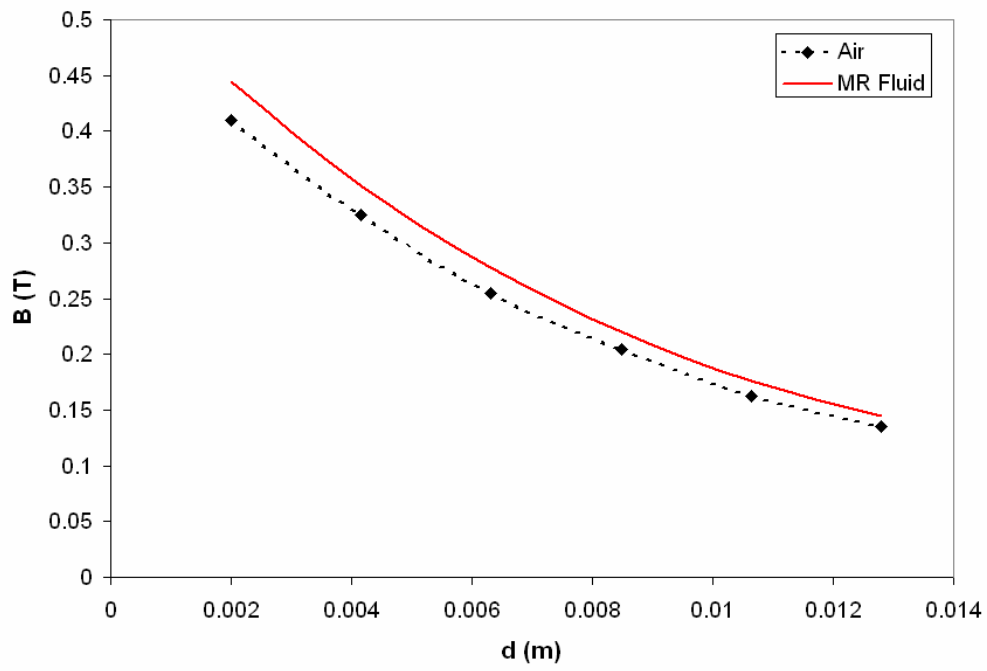


Fig. 4. Magnetic flux density in the centre of the magnet respect to the separation of the magnets with air and MR fluid.

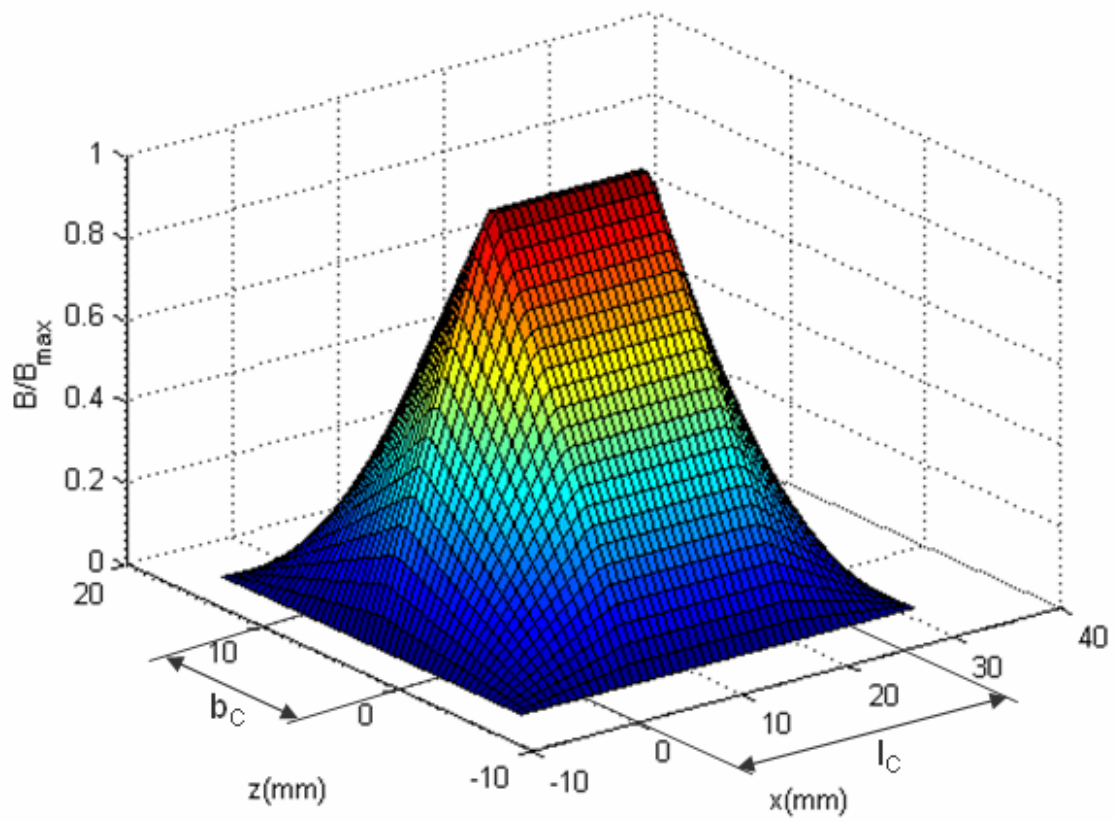


Fig. 5. Magnetic flux distribution pattern in the duct.

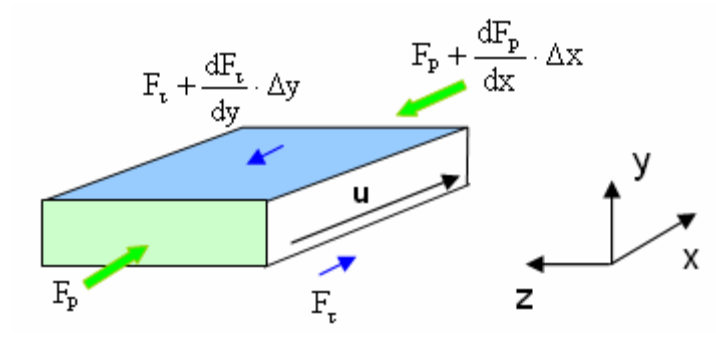


Fig. 6. Volume differential for the MR fluid.

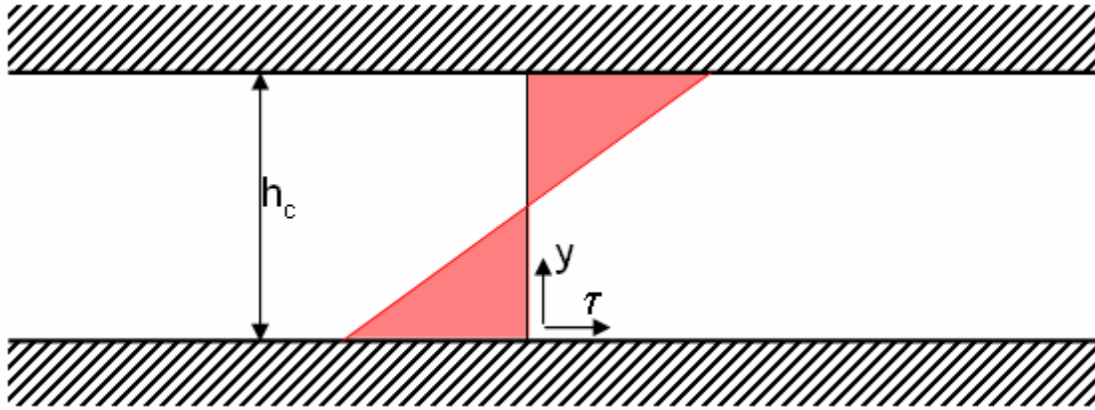


Fig. 7. Shear stress distribution along the height of the duct.

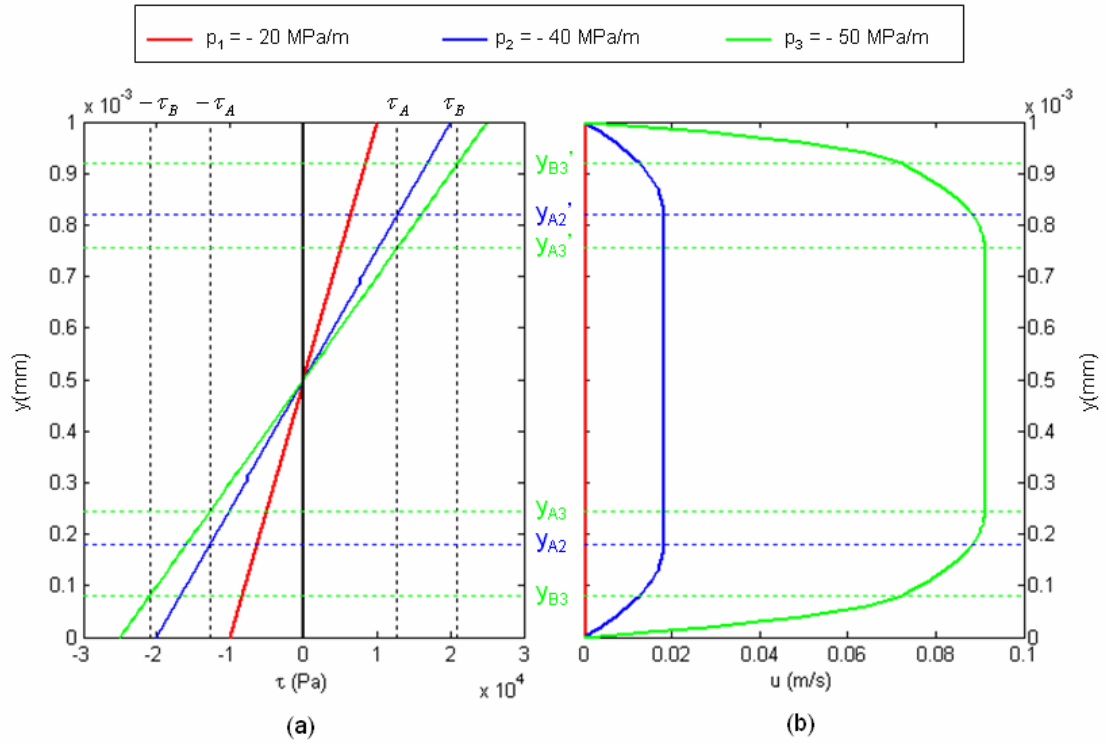


Fig. 8. Shear profile (a) and velocity profile (b) for the Lord MRF-122-2ED fluid with a magnetic flux density of 355mT between parallel walls separated 1 mm.

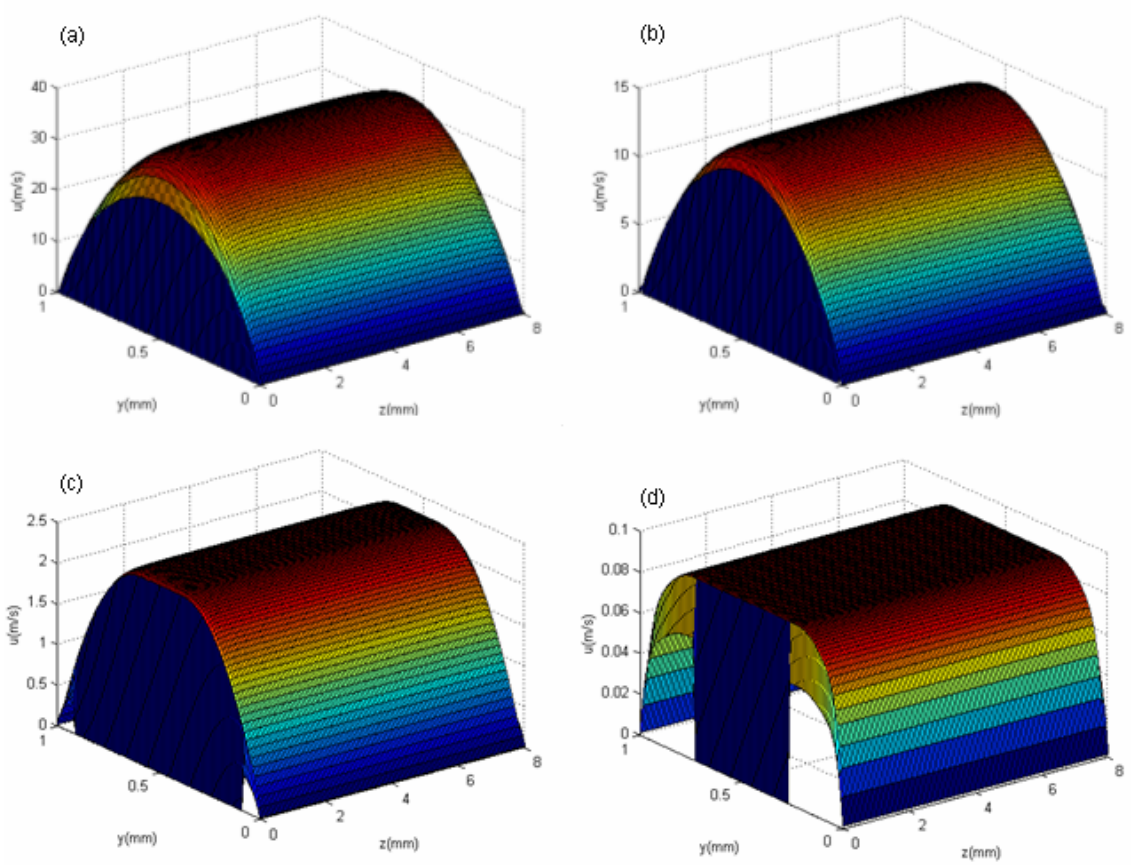


Fig. 9. Velocity profiles in the conduct for a pressure difference for length unit of -50 MPa/m for different magnetid flux densities: 0 mT (a), 20 mT (b), 100 mT (c) and 355 mT (d).

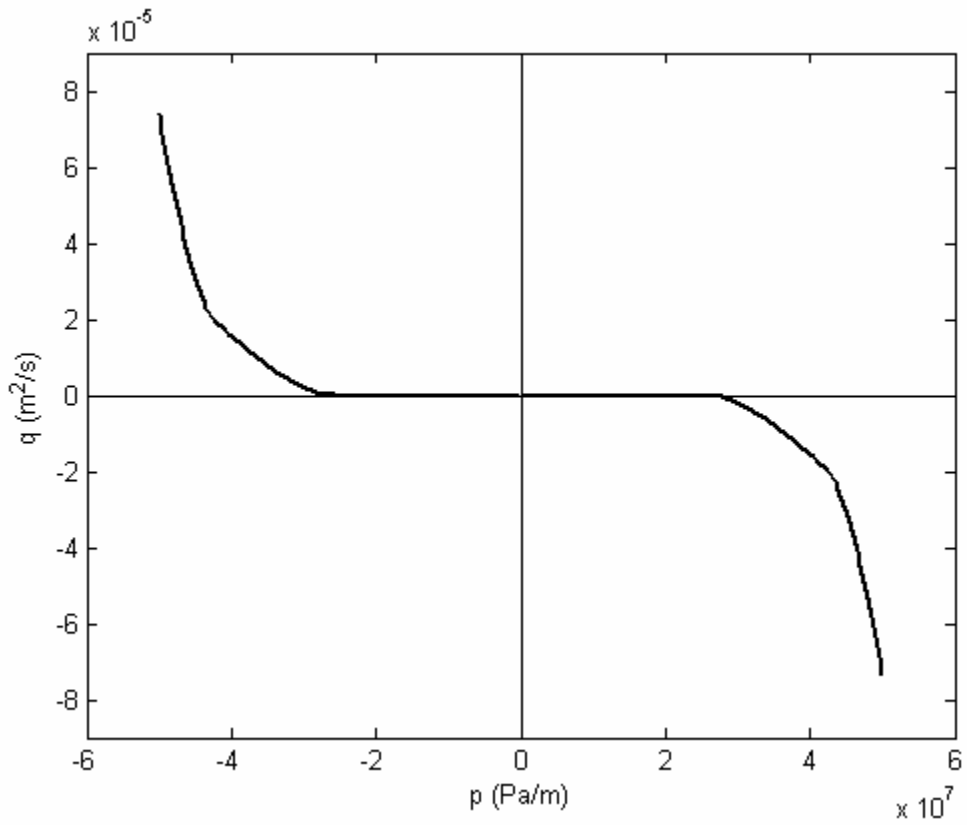


Fig. 10. Flow per width unit as a function of the pressure difference per length unit for the Lord MRF-122-2ED fluid with a magnetic flux density of 355mT between parallel walls.

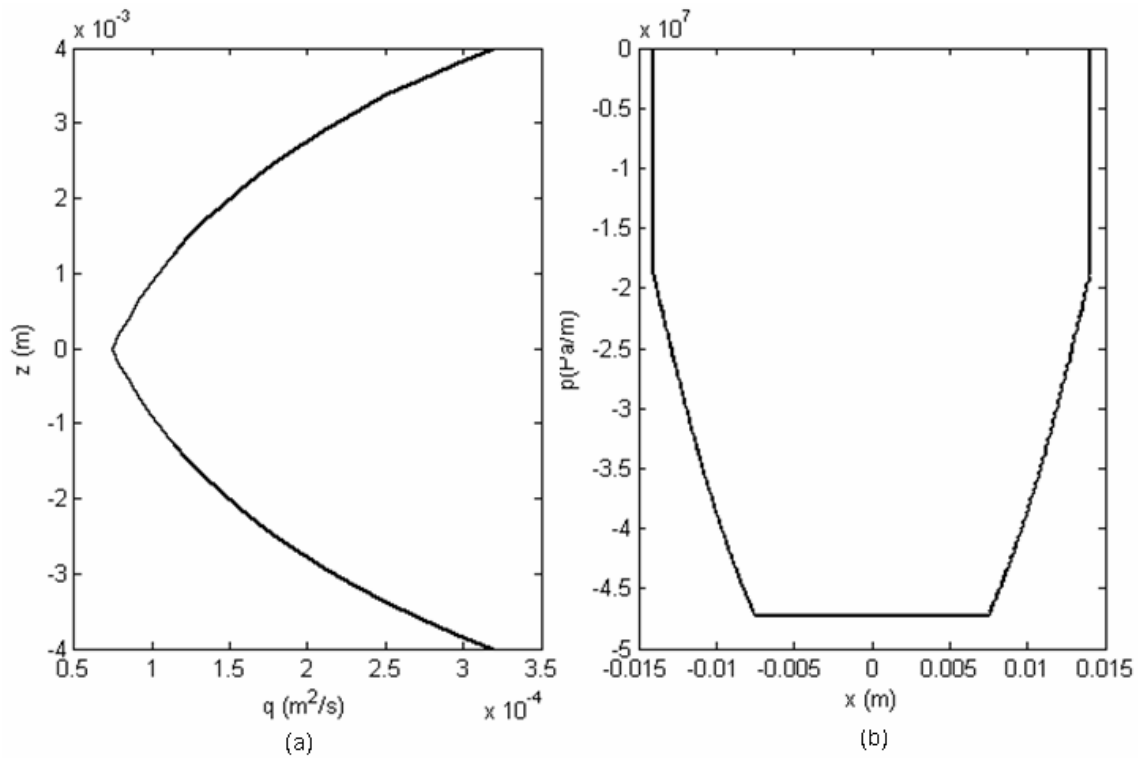


Fig. 11. Flow distribution in width for $p=-50\text{Mpa/m}$ (a) and the pressure difference for length unit for $Q = 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ (b) for Lord MRF-122-2ED with a magnetic flux density of 355mT in the centre of the duct.

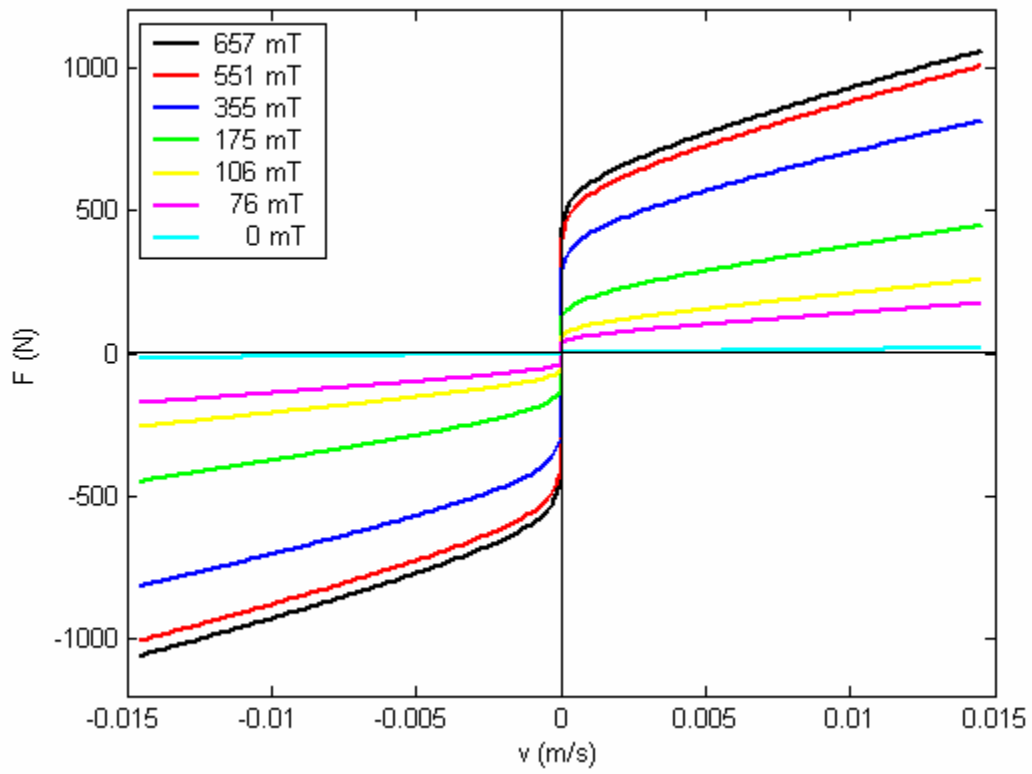


Fig. 12. Magnetohydrodynamic behaviour of the MR damper for a variety of magnetic flux densities in the centre of the duct.

Table 1. Magnetic parameter values for the Biplastic model of the Lord MRF-122-2ED.

Y	Y_0	Y_∞	α_Y	λ_Y
τ_A	$\tau_{A0} (Pa)$	$\tau_{A\infty} (Pa)$	α_{τ_A}	$\lambda_{\tau_A} (T^{-1})$
	1.19	16800	0.5	7
μ_A	$\mu_{A0} (Pa \cdot s)$	$\mu_{A\infty} (Pa \cdot s)$	α_{μ_A}	$\lambda_{\mu_A} (T^{-1})$
	11	33.8	0.5	11
$\dot{\gamma}_B$	$\dot{\gamma}_{B0} (s^{-1})$	$\dot{\gamma}_{B\infty} (s^{-1})$	$\alpha_{\dot{\gamma}_B}$	$\lambda_{\dot{\gamma}_B} (T^{-1})$
	0.8	240	0.35	9.5
μ_B	$\mu_{B0} (Pa \cdot s)$	$\mu_{B\infty} (Pa \cdot s)$	α_{μ_B}	$\lambda_{\mu_B} (T^{-1})$
	0.17	3.2	0.4	10.5

Anexo 6

Open loop controlled damper test method for static and dynamic characterization



Contents lists available at ScienceDirect

Mechanism and Machine Theory

journal homepage: www.elsevier.com/locate/mechmt

Characterization and modeling of the static and dynamic friction in a damper

Mikel Zubieta *, María Jesús Elejabarrieta, M. Mounir Bou-Ali

Mondragón Unibertsitatea, Loramendi 4, 20500 Mondragón, Spain

ARTICLE INFO

Article history:

Received 15 September 2008

Received in revised form 25 November 2008

Accepted 17 December 2008

Available online 25 January 2009

Keywords:

Damper model

Static friction

Dynamic friction

Hysteresis

Open loop control

Frequency

ABSTRACT

This paper presents a new test and analysis method for the characterization of the static and dynamic friction in a damper. In addition, a new friction model that refers to the experimental results is presented and compared with the Coulomb, Spring–Damper, and Bouc–Wen models. The proposed model accurately represents the experimental results as well as responds to the changes on the behavior due to frequency variations.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The characterization and modeling of the dampers allows for predicting their operation under the working conditions by relating the applied force with the originated movement, usually through force–velocity and/or force–displacement curves [1]. Depending on the testing scenario, the same damper may have different curves because the force not only depends on the velocity or the displacement but also on acceleration and other factors such as the friction [2]. For this reason, it is necessary to indicate the method and test conditions when the characteristic curves were obtained. The characterization by the force–velocity and force–displacement curves is visually easy to interpret and serves to assess the qualities of the damper, but is not useful for predicting the behavior of the damper under different conditions such as another frequency, amplitude, or signal shape. To predict the behavior under any conditions, a mathematical model is needed [3].

Generally, damper tests are run under sinusoidal movement control [4], so that the other cinematic magnitudes are also sinusoidal, and the motion and force are easy to relate. But this implies that the damper is continuously moving; therefore, the dynamic behavior is only analyzed. On dampers with an initial resistance to the movement, i.e. due to friction, it is important to model and characterize the dynamic and the static behavior, as well as the transition between the two behaviors. For example, in the characterization of friction dampers on turbine blades [5], a first test is made to determine the dynamic behavior, and a second one for the quasi-static behavior. When the damper test is run under force control both behaviors appear, but the change in the behavior is difficult to predict as the input signal is restrained.

In this study, a test method in open loop, without control, is proposed, so that the damper operates without restriction under the static and dynamic conditions. Analyzing the effects in the input signal, regimes for both behaviors are identified,

* Corresponding author. Tel.: +34 943 739 739; fax: +34 943 791 536.
E-mail address: mzubieta@eps.mondragon.edu (M. Zubieta).

so that different models in accordance to each regime are applied to the input signal to predict the output signal. Consequently, complete analysis of the static and dynamic behaviors and the transition between both is covered with a single test.

In this study, the proposed test method is used to characterize and model the friction of a damper that is based in a double-shaft hydraulic cylinder. The damper has been tested without oil, except the joint that have been lubricated to resemble the real operation conditions.

Considering the experimental results, a new friction model with two degrees of freedom is developed, wherein each degree of freedom represents the behavior in a regime and the friction parameters of the model depend on the excitation frequency. The results of this model are compared with those derived from friction models in the literature as the Coulomb model, the Spring–Damper model, and the Bouc–Wen model.

2. Characterization method

The damper test was carried out by a GW100 electrodynamic shaker with an open loop control [6]. When a sinusoidal voltage is applied to the shaker on a lineal system, it produces a sinusoidal force of the same frequency and proportional amplitude to the voltage.

The diagram for the test system can be observed in Fig. 1. The excitation signal is generated by a four-channel PC-based, OROS OR254II analyzer (h), and after been conditioned in the amplifier (d), it reaches the GW100 shaker (c) that drives the damper (a). The damper is attached and aligned with respect to the shaker by means of a support (b). To record the force signal in OROS-PC analyzer, a Dytran 105 1V2 force transducer with a sensitivity of 22.48 mV/N (e) has been located between the shock axis and the shaker axis. Meanwhile, a Polytec OFV 505 laser vibrometer with a sensitivity of 8 V/m/s (f) has been used to measure the velocity of the shaker axis.

In a nonlinear system, both the force and the movement generated by the electrodynamic shaker are no longer sinusoidal (Fig. 2). Despite that, the frequency of both signals remains equal to the input signal, as well as their amplitude is related to the voltage of the input signal.

Both the movement and the frequency range are limited by the characteristics of the shaker. The displacement is restricted between 5 and 6.2 mm peak to peak (it depends on the testing frequency). Meanwhile, due to the inertia of the system, when the testing frequency is increased, the velocity signal shape becomes more and more sinusoidal, reducing the interval of the static regime, as shown in Fig. 3. Consequently, to display both the static and dynamic behaviors, the testing frequencies are restricted between 1 and 10 Hz.

3. Analysis method

The results obtained by the proposed testing method contain both the static and the dynamic behaviors of the damper. To get useful data from the results, separation of both regimes is required. Therefore, an analysis method that identifies the static regimes and the dynamic regimes considering the velocity signal has been developed (Fig. 4). The transition between regimes is defined by zero velocity instants (Fig. 4a) or acceleration peaks (Fig. 4c). In an acceleration peak, the instant in which half the maximum acceleration is achieved is chosen as the transition point.

The analyzed cycles begin at zero velocity (Fig. 4a), thus it is in the static regime (white background). There is no change in speed, except the displacement due to the elasticity of the system, until it exceeds the value of static friction (Fig. 4b) when a stick-slip [7] movement begins, and consequently leads to the dynamic regime (grey background). The first acceleration (Fig. 4c) is caused by the energy accumulated due to the absence of movement in the static regime. Once this energy is consumed, and as the force transmitted by the shaker (Fig. 4b) is not enough to maintain the movement, a sharp deceleration

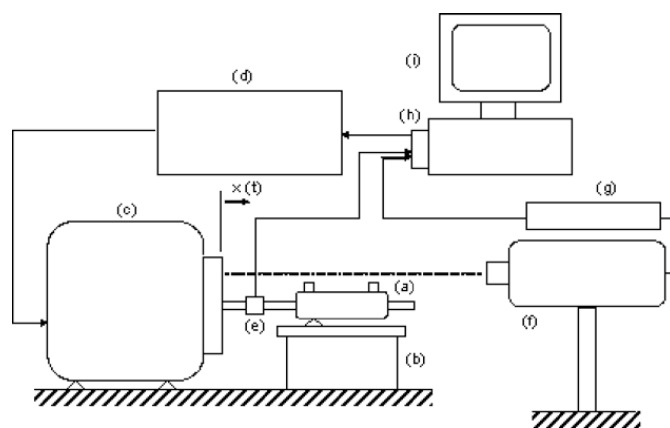


Fig. 1. Test system: (a) hydraulic cylinder, (b) cylinder support, (c) electrodynamic shaker, (d) amplifier, (e) force transducer, (f) laser vibrometer, (g) conditioner, (h) OROS-PC analyzer, and (i) computer.

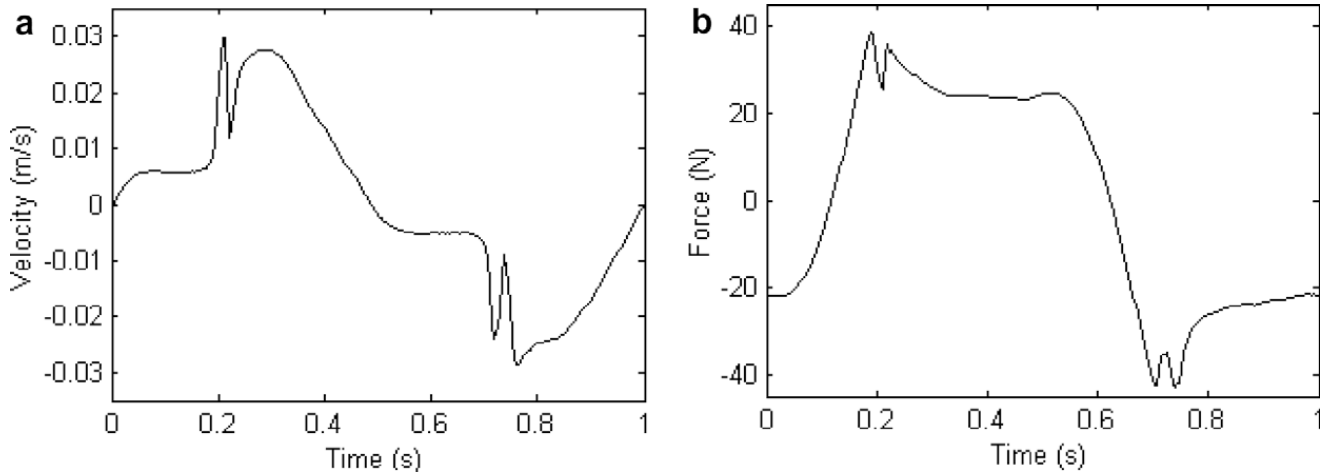


Fig. 2. Test results at 1 Hz: (a) velocity vs. time and (b) force vs. time.

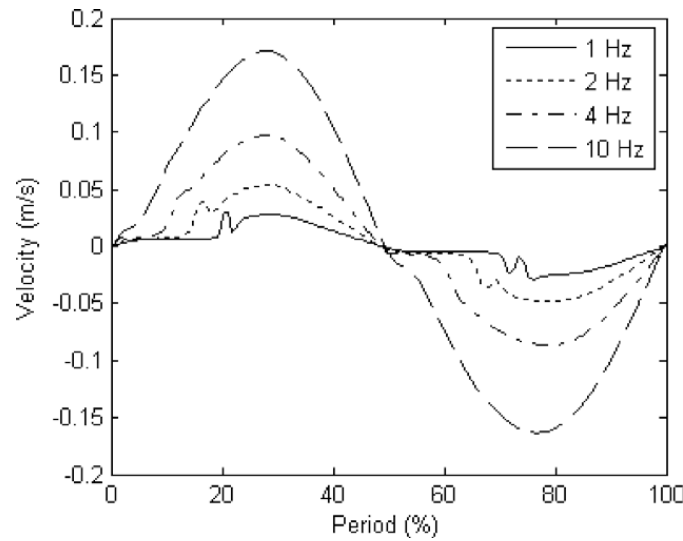


Fig. 3. Velocity curves on an oscillation period at 1, 2, 4, and 10 Hz.

(Fig. 4c) appears, which leads to a second static regime (white background). Here an energy accumulation is made again until a force that surpasses the static friction is achieved (Fig. 4b), and so a new dynamic regime (grey background) starts. This time the force transmitted by the shaker, after the accumulated energy is consumed, is higher than the dynamic friction (Fig. 4b) and therefore the dynamic regime continues until the velocity becomes zero (Fig. 4a). The behavior in the second half cycle is similar to that in the first one.

4. Friction models

Next discussion of the Coulomb, Spring–Damper, and Bouc–Wen models is done referring to the test results, and afterwards, a new friction model is proposed in response to the identified deficiencies in the models of literature. Finally, new frequency-dependent parameters are included in the model to extend its validity to the analyzed frequency range.

It is worth mentioning that the analyzed damper exhibits a viscous behavior in addition to the frictional behavior; consequently, a dashpot element is added in parallel to every friction model analyzed (Eq. (1)):

$$F = F_r + C \cdot \dot{x} \tag{1}$$

where F and \dot{x} are the force and velocity of the damper, respectively; F_r is the friction force and C is the viscous coefficient.

4.1. Coulomb model

The Coulomb friction model [8] establishes a yield force, F_{Co} , in both directions which has to be surpassed to start the movement (Eq. (2)). Fig. 5 shows the Coulomb model with a dashpot element in parallel:

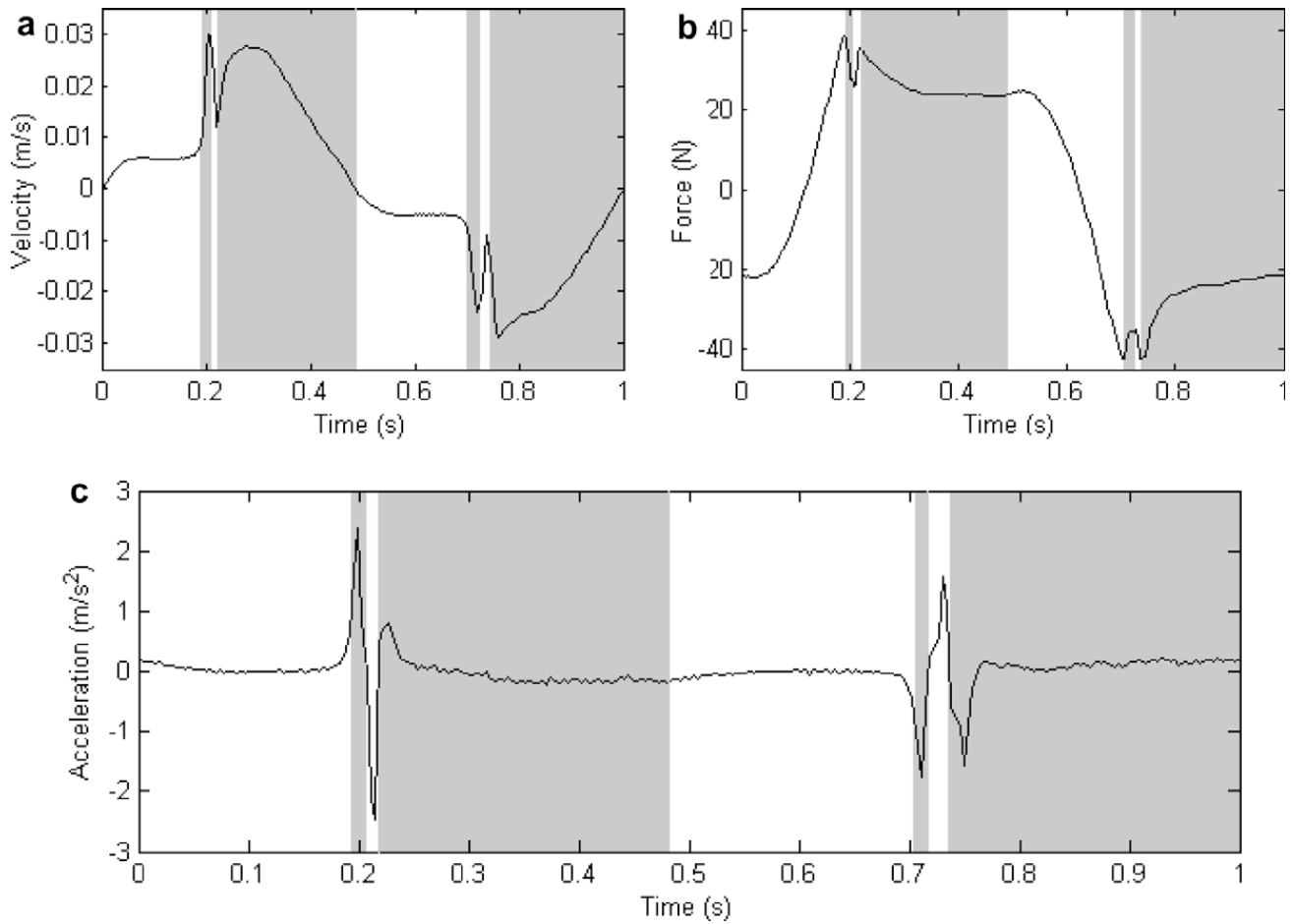


Fig. 4. Remark of the static (white background) and dynamic (grey background) regimes of the velocity (a), force (b) and acceleration (c) curves by the proposed analysis method.

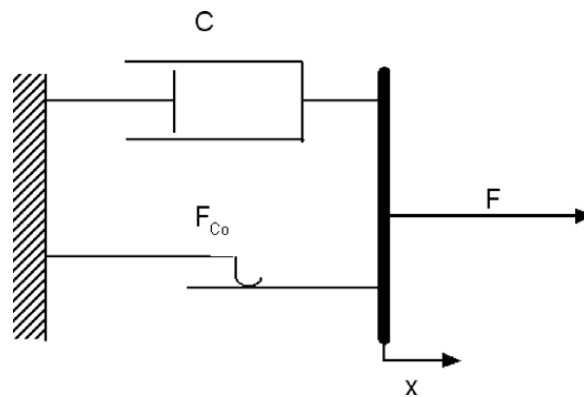


Fig. 5. Coulomb model.

$$F_r = F_{Co} \cdot \text{sign}(\dot{x}) \tag{2}$$

The best fit for the Coulomb model is obtained using $F_{Co} = 30 \text{ N}$ and $C = 28 \text{ N s/m}$ (Fig 6).

The adjustment shown in Fig. 6b shows that the Coulomb model cannot represent the hysteresis loop observed in the behavior of the damper.

4.2. Spring–Damper model

The Spring–Damper model [5] is an evolution of the Coulomb model, where a spring is added in series, so that the model also represents the movement of the system below the yield force. Considering the viscous element, the model is shown in Fig. 7.

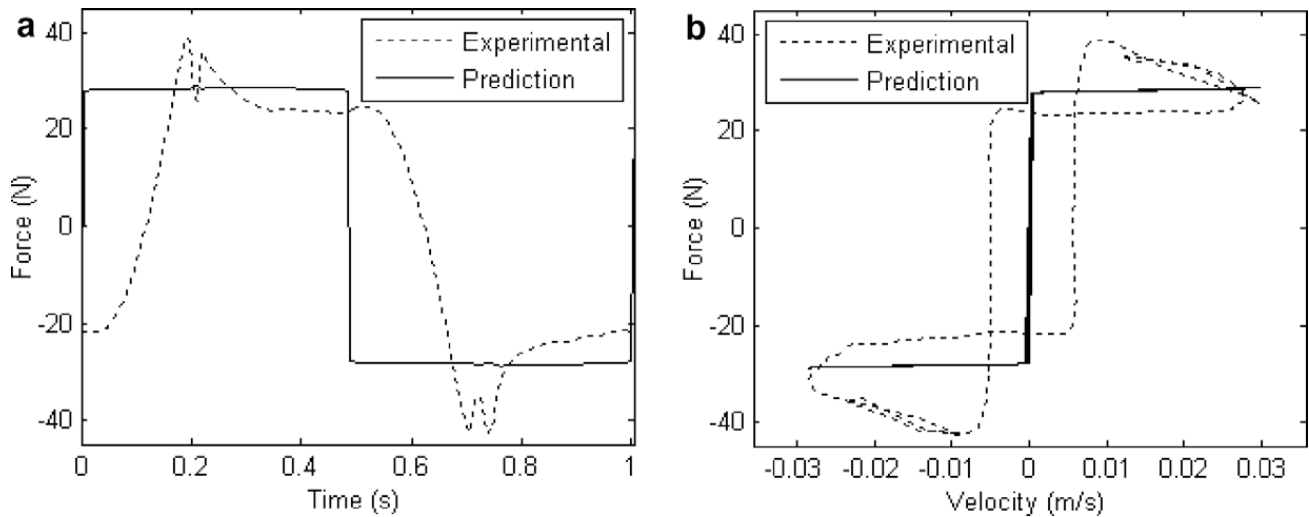


Fig. 6. Force vs. time (a) and force vs. velocity (b) results of the Coulomb model.

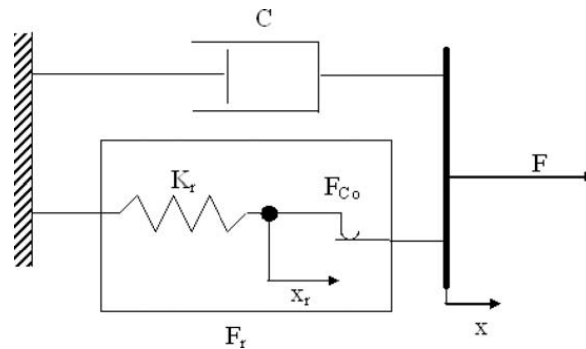


Fig. 7. Spring–Damper model [5].

The inclusion of an elastic element, K_r , adds one degree of freedom to the system (x_r), making it difficult to work with this model. For that reason, in the Spring–Damper model, the spring and the friction element are replaced by equivalent spring and damper in parallel, simplifying the system to a single degree of freedom (Eq. (3)):

$$F_r \approx \tilde{k} \cdot K_r \cdot x + \left(\tilde{c} \cdot \frac{K_r}{\pi \cdot \omega} \right) \cdot \dot{x} \quad (3)$$

where x is referred to as the displacement of the shock; ω the angular frequency of oscillation; and \tilde{k} , \tilde{c} , and \tilde{x} the equivalent parameters of stiffness, damping, and displacement, respectively, which are defined as follows (Eqs. (4)–(6)):

$$\tilde{k} = \frac{1}{\pi} \cdot \left[\cos^{-1} \left(1 - \frac{2}{\tilde{x}} \right) - 0.5 \cdot \sin \left(2 \cdot \cos^{-1} \left(1 - \frac{2}{\tilde{x}} \right) \right) \right] \quad (4)$$

$$\text{If } \tilde{x} \leq 1, \tilde{c} = 0 \text{ Else, } \tilde{c} = \frac{4}{\tilde{x}} \cdot \left(1 - \frac{1}{\tilde{x}} \right) \quad (5)$$

$$\tilde{x} = \frac{x}{F_{Co}/K_r} \quad (6)$$

The best fit for the Spring–Damper model is obtained using $C = 1000 \text{ N s/m}$, $F_{Co} = 40 \text{ N}$ and $K_r = 8000 \text{ N/m}$ (Fig. 8).

The Spring–Damper model represents some hysteresis, but does not contemplate the relationship of the force with respect to the sense of the velocity. The reason for this bad response is that this model is developed for a sinusoidal test, whereas the results are taken in an open-loop test.

4.3. Bouc–Wen model

The Bouc–Wen model [9] is not a specific model of friction, but as a model to predict any hysteresis behavior; it can be used to model the experimental results obtained. The Bouc–Wen element is defined by a set of parameters (α , γ , n , β , and A) that have no physical interpretation, in addition to a new fictitious degree of freedom z (Eqs. (7) and (8)):

$$F_r = \alpha \cdot z \tag{7}$$

$$\dot{z} = -\gamma \cdot |\dot{x}| \cdot z \cdot |z|^{n-1} - \beta \cdot \dot{x} \cdot |z|^n + A \cdot \dot{x} \tag{8}$$

The Bouc-Wen model is supplemented by a viscous element, C, in parallel (Fig. 9).

The best fit for the Bouc-Wen model is obtained using $C = 240 \text{ N s/m}$, $\alpha = 150 \text{ N/m}$, $\gamma = 1000 \text{ cm}^{-2}$, $n = 1$, $\beta = 1000$, and $A = 400$ (Fig. 10).

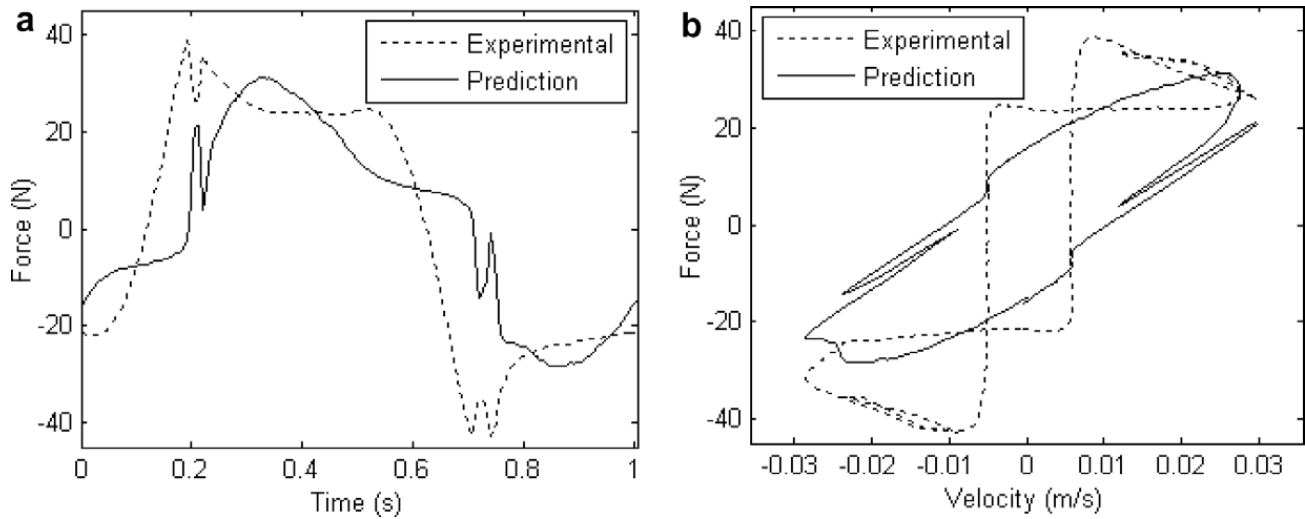


Fig. 8. Force vs. time (a) and force vs. velocity (b) results of the Spring-Damper model.

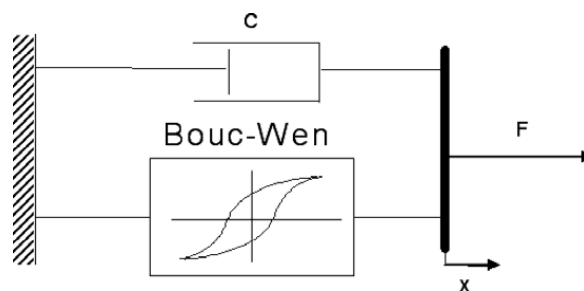


Fig. 9. Bouc-Wen model.

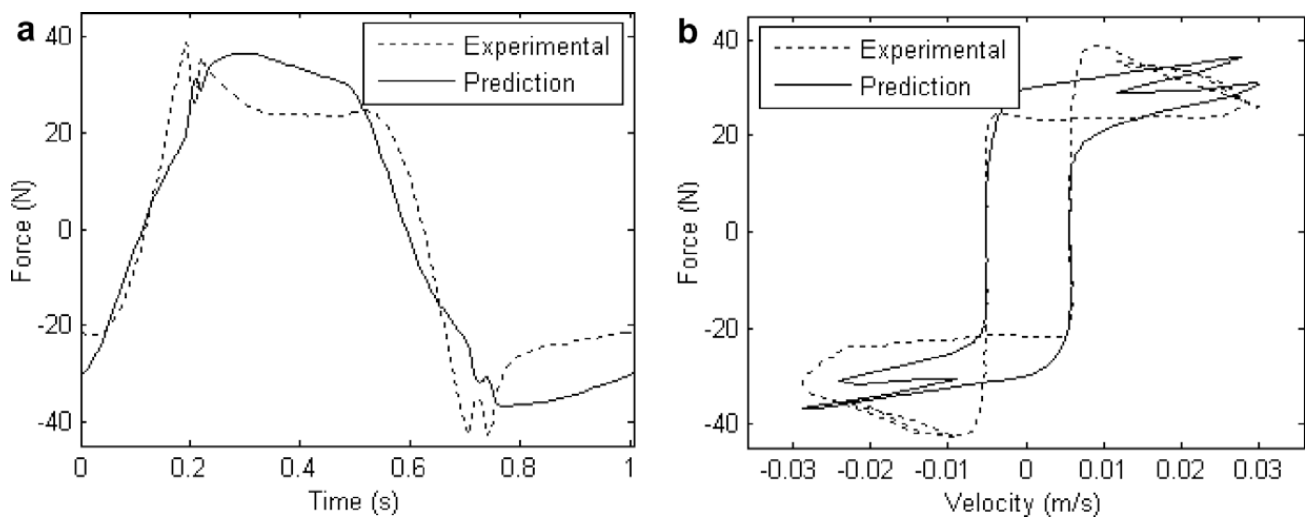


Fig. 10. Force vs. time (a) and force vs. velocity (b) results of the Bouc-Wen model.

The Bouc–Wen model approximates the general hysteresis behavior, including the variation of the force with relation to the velocity sense, but it cannot represent the variation on the friction force depending on the working regime: in the experimental results, transition from the static regime to the dynamic regime is done for the static friction force, while the transition from the dynamic to the static regime is done for the dynamic friction force, which is less than the static friction force (Fig. 10b).

4.4. Proposed model

The proposed friction model is developed on the basis of two degrees of freedom, establishing a new degree of freedom, x_r (Fig. 11). Both degrees of freedom are described by parametric parameters: the spring, K_r , represents the contact rigidity that

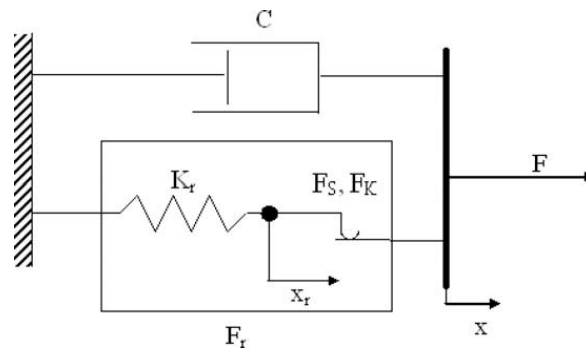


Fig. 11. Proposed friction model.

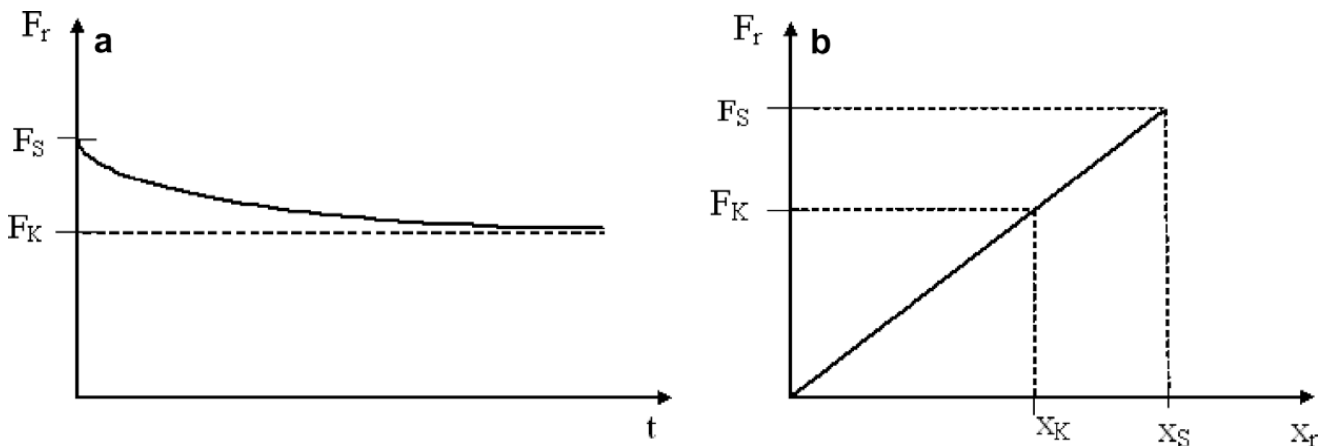


Fig. 12. Dynamic friction (a) and static friction (b).

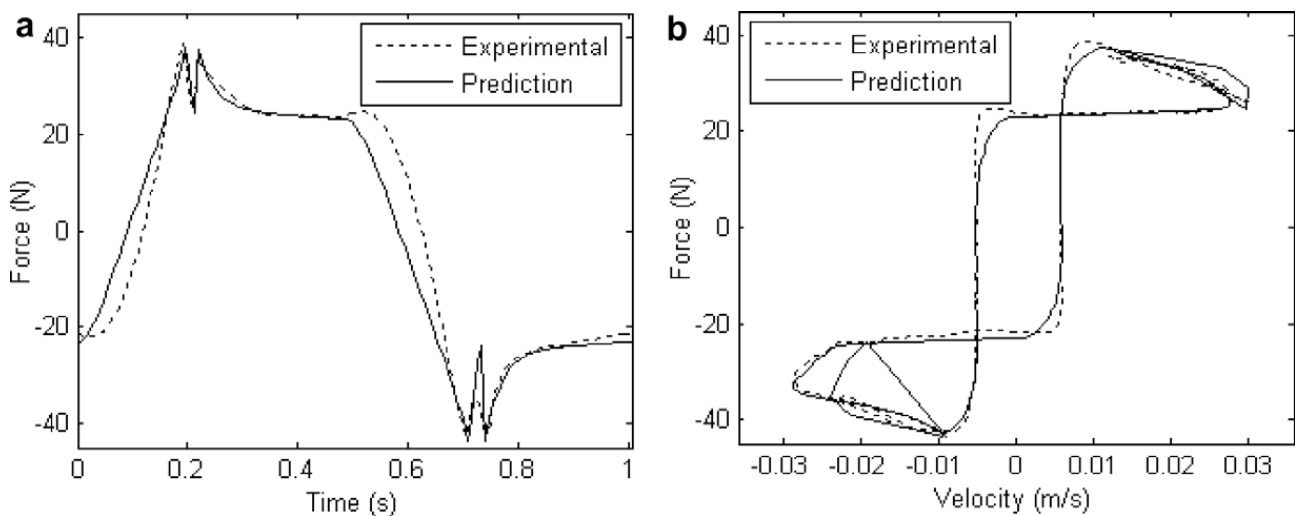


Fig. 13. Force vs. time (a) and force vs. velocity (b) results of the proposed model.

defines the response of system in the static regime, whereas the friction element represents the force of friction along the dynamic regime, therefore each regime is modeled by a single degree of freedom. A dashpot, C , is also added as in the previously analyzed models.

The response of the proposed model in the dynamic regime is not constant (Fig. 12a): initially, the friction force corresponds to the static friction force, F_s , but along time, it exponentially decreases according to the time constant T , approaching

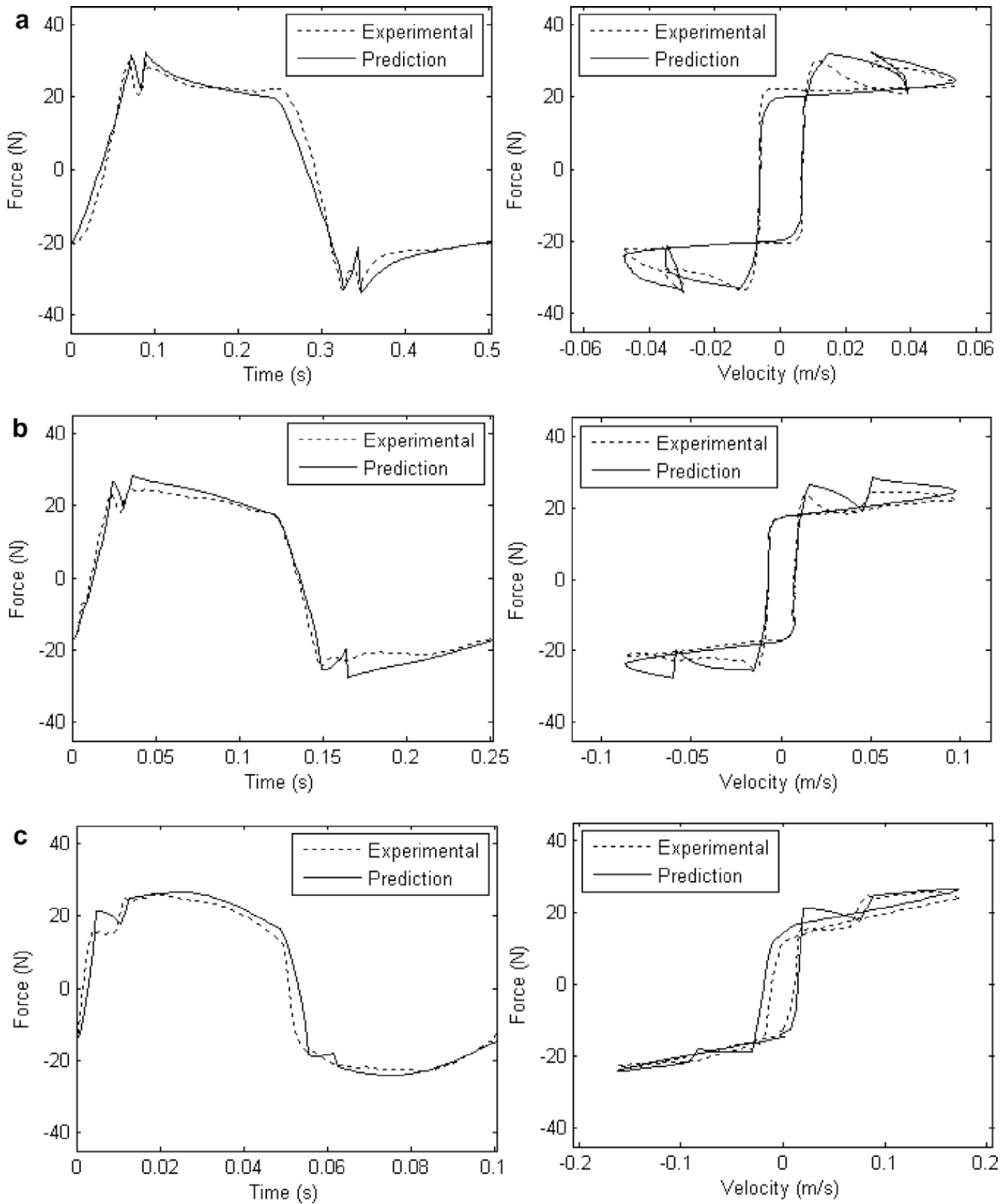


Fig. 14. Force vs. time and force vs. velocity results of the proposed model at (a) 2 Hz, (b) 4 Hz, and (c) 10 Hz.

the dynamic friction value, F_K (Eq. (9)). Meanwhile, the response of the static regime is controlled by the rigidity K_r (Eq. (10)), which is calculated for every static regime relating the dynamic friction force at the end of the previous dynamic regime and the static friction force at the beginning of the next dynamic regime (Fig. 12b):

$$F_r = F_K + (F_S - F_K) \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} \tag{9}$$

$$F_r = K_r \cdot x_r \tag{10}$$

In addition, the friction values depend on the movement direction; consequently, there are four friction values in total: F_{Kc} and F_{Ke} relating the dynamic friction forces in compression and extension, and F_{Sc} and F_{Se} relating the static friction forces in compression and extension, respectively.

The best fit for the proposed model is obtained using $F_{Kc} = 23$ N, $F_{Ke} = 23$ N, $F_{Sc} = 43$ N, $F_{Se} = 37$ N, $\tau = 0.03$ s, and $C = 50$ N s/m (Fig. 13).

As shown in Fig. 13, the proposed model achieves very good fit of the experimental results, since it correctly represents the hysteresis loop, including the variation of the force with relation to the velocity sense and the variation on the friction force depending on the working regime.

4.5. Friction dependency on frequency

Till now, the friction models have been only evaluated to a frequency of 1 Hz, but the frictional behavior of the damper varies depending on the tested frequency. The values of friction at the beginning of the movement depend on the time spent in the static regime. When the movement of the cylinder is stopped, initially an oil layer remains between the piston seals and the lubricated cylinder walls, but with time, the pressure of the piston seals transfer the oil out of the contact, until the seals directly contact the walls. Therefore, the more time the damper is kept in the static regime, the smaller is the fluid layer, and the greater the friction force. Hence, the friction forces diminish when the frequency increases due to a larger lubrication layer.

Consequently, the proposed model has been improved so that the friction parameters are frequency-dependent (Eqs. (11)–(14)). These parameters decrease from the friction values of 1 Hz (F_{Kc1} , F_{Ke1} , F_{Sc1} , F_{Se1}) according to α_{Kc} , α_{Ke} , α_{Sc} , and α_{Se} coefficients:

$$F_{Kc} = F_{Kc1} \cdot f^{\alpha_{Kc}} \tag{11}$$

$$F_{Ke} = F_{Ke1} \cdot f^{\alpha_{Ke}} \tag{12}$$

$$F_{Sc} = F_{Sc1} \cdot f^{\alpha_{Sc}} \tag{13}$$

$$F_{Se} = F_{Se1} \cdot f^{\alpha_{Se}} \tag{14}$$

The proposed friction model has been fit to the test result of the damper within the studied range from 1 to 10 Hz, using the values of $\alpha_{Kc} = -0.22$, $\alpha_{Ke} = -0.22$, $\alpha_{Sc} = -0.4$, and $\alpha_{Se} = -0.26$ in addition to the ones previously used in Fig. 13.

Fig. 14 shows the model prediction with respect to the experimental data for the experiments performed at 2, 4, and 10 Hz, as representative of the goodness of the presented model along the entire frequency range.

5. Conclusions

A new testing method and analysis process has been developed to study the friction of a damper, which enables the characterization of both the static and the dynamic behaviors in a single test. In consonance, a new friction model with two degrees of freedom is proposed, where one of them refers to the static behavior and the other to the dynamic behavior. The friction parameters of the model evolve with the frequency to extend the validity of the proposed model to the entire range of frequencies analyzed. An important attribute of the proposed friction model is that all its parameters have physical interpretations that relate the behavior of the damper with different physical parts of the damper. The results of the proposed model have been compared with the results of the prediction of Coulomb, Spring–Damper, and Bouc–Wen models. In the comparative analysis realized, the proposed model shows the best result in the prediction of the static behavior, the dynamic behavior, and the transition between both.

Acknowledgments

This research was partially supported by grant BFI06.111 of the Basque Government and by the ACTIMAT and AMORFLU projects.

References

- [1] J.C. Dixon, The Shock Absorber Handbook, SAE, 1999, ISBN: 0-7680-0050-5.
- [2] K. Reybrouck, A Nonlinear Parametric Model of an Automotive Shock Absorber, SAE Paper 940869, 1994.
- [3] X. Carrera Akutain, J. Viñolas, J. Savall, J. Biera, A parametric damper model validated on a track, Int. J. Heavy Vehicle Syst. 13 (3) (2006) 145–162.
- [4] C.M. Harris, Shock and Vibration Handbook, McGraw-Hill, 1995, ISBN: 0-07-026920-3.

- [5] K.H. Koh, S. Filippi, J.H. Griffin, A. Akay, Characterization of turbine blade friction dampers, in: Proceedings of the ASME Turbo Expo., vol. 6, 2004, pp. 237–245.
- [6] M. Zubieta, H. Urreta, M.J. Elejabarrieta, M.M. Bou-Ali, Characterization of the friction of a damper in open loop control, in: Proceedings of the 12th IFToMM World Congress, 2007.
- [7] K.L. Johnson, *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, 1987, ISBN: 0-521-34796-3.
- [8] D.D. Quinn, A new regularization of Coulomb friction, *J. Vib. Acoust.* 126 (2004) 391–397.
- [9] Y.K. Wen, Method of random vibration of hysteretic systems, *J. Eng. Mech. ASCE* 102 (1976) 249–263.

Anexo 7

Pared de contacto para fluidos magnetoreológicos

DESCRIPCIÓN

“Pared de contacto para fluidos magnetoreológicos”

5

SECTOR DE LA TÉCNICA

La presente invención se relaciona con paredes de contacto para fluidos magnetoreológicos, y más concretamente con paredes de contacto para fluidos magnetoreológicos empleadas en aplicaciones en las que el deslizamiento de dicho fluido con respecto a dicha pared es relevante.

ESTADO ANTERIOR DE LA TÉCNICA

15

Los fluidos magnetoreológicos se componen de partículas magnéticas suspendidas en un fluido portador. Al aplicar un campo magnético perpendicular al sentido del flujo de dicho fluido magnetoreológico, las partículas magnéticas se alinean formando cadenas perpendiculares al sentido de flujo. Cuando el flujo es laminar, un fluido se mueve en láminas o capas laminares paralelas sin entremezclarse, correspondiéndose en este caso las partículas magnéticas de una cadena del flujo magnetoreológico con diferentes capas laminares de dicho fluido magnetoreológico, de modo que la fuerza de atracción entre las partículas magnéticas dificulta el deslizamiento viscoso entre dichas capas laminares del fluido magnetoreológico. De este modo, ante la acción de un campo magnético, las cadenas de partículas magnéticas provocan que el fluido se comporte como un sólido, hasta que se sobrepasa un umbral de tensión en el que se supera la fuerza de atracción de las partículas magnéticas entre sí, y se inicia la fluencia entre las capas laminares del fluido magnetoreológico. Cuanto mayor es el campo magnético aplicado, mayor es la fuerza entre las partículas magnéticas de una cadena y mayor también el umbral de tensión en el que se inicia el deslizamiento viscoso entre las capas laminares del fluido magnetoreológico. De este modo, el comportamiento del fluido magnetoreológico puede controlarse en función del campo magnético aplicado, lo que resulta de gran interés en aplicaciones tales como amortiguadores, frenos o embragues por ejemplo.

35

El fluido magnetoreológico fluye a través de un medio conductor. Por debajo del umbral de tensión no hay flujo de dicho fluido magnetoreológico a través de dicho

medio conductor si no que dicho flujo magnetoreológico permanece estático, a menos que todo el fluido, a modo de bloque sólido, se deslice con respecto a unas paredes que delimitan el medio conductor. En ausencia de campo magnético, la adherencia viscosa entre el fluido magnetoreológico y las paredes es superior a la fuerza viscosa presente entre las capas laminares del fluido magnetoreológico, por lo que no hay deslizamiento del fluido magnetoreológico con respecto a dichas paredes. Sin embargo, en presencia de un campo magnético existe una fuerza magnética adicional a la fuerza viscosa que aumenta la adherencia entre las capas laminares del fluido magnetoreológico, que en ciertos casos supera la fuerza de adherencia entre el fluido magnetoreológico y las paredes, casos en los que el fluido magnetoreológico se desliza con respecto a dichas paredes. El deslizamiento del fluido magnetoreológico con respecto a las paredes supone que el flujo del fluido magnetoreológico no es controlable, por lo que para un correcto funcionamiento o mejora del funcionamiento de las aplicaciones en las que se emplea un fluido magnetoreológico, el deslizamiento entre las paredes y el fluido magnetoreológico toma especial relevancia en dichas aplicaciones.

EXPOSICIÓN DE LA INVENCION

20

El objeto de la invención es el de proporcionar una pared de contacto para fluidos magnetoreológicos, que permita un aumento en la fuerza necesaria para provocar un deslizamiento entre dicha pared y dicho fluido magnetoreológico.

25

La pared de contacto de la invención se emplea en aplicaciones donde se dispone un fluido magnetoreológico en un medio conductor, delimitando la pared al menos parte de dicho medio conductor y estando dicha pared en contacto con dicho fluido magnetoreológico. La pared comprende una pared base, una superficie de contacto que está en contacto con el fluido magnetoreológico, y una pluralidad de partículas magnéticas asociadas la pared base, en contacto con la superficie de contacto y en contacto, por lo tanto, con el fluido magnetoreológico, mientras que el fluido magnetoreológico está formado por una pluralidad de partículas.

30

35

Las partículas magnéticas son de un material ferromagnético o ferrimagnético, y la pared base está formada por un material diamagnético o paramagnético. De esta manera, al aplicarse un campo magnético perpendicular al flujo del fluido magnetoreológico dicho campo magnético es atraído por dichas partículas magnéticas, formando dichas partículas magnéticas, junto con las partículas del

fluido magnetoreológico, unas cadenas que se forman ante la presencia de dicho campo magnético, quedando el fluido magnetoreológico formado por una pluralidad de capas laminares. Dichas cadenas provocan un aumento de la fuerza de adherencia entre el fluido magnetoreológico y la pared de contacto debido a que la fuerza magnética es equivalente al aumento de la fuerza de adherencia entre las capas laminares del fluido magnetoreológico ante el campo magnético aplicado. Así, al ser mayor la fuerza adherente entre la pared y el flujo magnetoreológico, se aumenta la fuerza necesaria para provocar el deslizamiento entre el fluido magnetoreológico y la pared, evitándose que dicho fluido se desprenda de dicha pared desplazándose a modo de bloque.

Estas y otras ventajas y características de la invención se harán evidentes a la vista de la figura y de la descripción detallada de la invención.

15

DESCRIPCIÓN DE LOS DIBUJOS

La FIG. 1 muestra una realización preferente de la pared de contacto para fluidos magnetoreológicos de la invención, en contacto con un fluido magnetoreológico, ante la presencia de un campo magnético.

La FIG. 2 muestra la pared de la FIG. 1 en contacto con un fluido magnetoreológico, sin aplicar ningún campo magnético.

25

EXPOSICIÓN DETALLADA DE LA INVENCION

En las figuras 1 y 2 se muestra una realización preferente de la pared de contacto de la invención. En la figura 1 se muestra una vista parcial en corte de un medio conductor a través del cual puede fluir un fluido magnetoreológico 6 en una dirección determinada X, estando dicho medio delimitado por paredes 100 o por una única pared 100 si dicho medio comprende, por ejemplo, una forma tubular. El fluido magnetoreológico 6 comprende una pluralidad de partículas 7 que, con dicho fluido magnetoreológico 6 fluyendo en la dirección determinada X, se alinean formando cadenas 10 perpendiculares a dicha dirección determinada X ante la presencia de un campo magnético 11 perpendicular a dicha dirección determinada X (perpendicular a un flujo 8 de dicho fluido magnetoreológico 6), tal y como se muestra en la figura 1. En la figura 2 se muestra el caso en el que no se aplica

ningún campo magnético 11, caso en el que las partículas 7 del fluido magnetoreológico 6 se distribuyen de una forma aleatoria.

5 Cada pared 100 comprende una pared base 2, 3 de un material diamagnético o paramagnético, una pluralidad de partículas magnéticas 1 de un material ferromagnético o ferrimagnético, y una superficie de contacto 4, 5 que cubre la pared base 2, 3 correspondiente y está en contacto con el fluido magnetoreológico 6 presente en el medio conductor. En la realización preferente, las partículas magnéticas 1 están parcialmente alojadas en las paredes base 2 y 3 y en contacto con las superficies de contacto 4 y 5 de cada pared base 2, 3, aunque podrían estar dispuestas sobre dichas superficies de contacto 4 y 5, sin llegar a alojarse en la pared base 2, 3 correspondiente. Tanto las partículas magnéticas 1 como las superficies de contacto 4 y 5 están en contacto con el fluido magnetoreológico 6 que fluye a través del medio conductor, de tal manera que se posibilita el contacto directo entre las partículas 7 de dicho fluido magnetoreológico 6 y las partículas magnéticas 1.

El tamaño y composición de las partículas magnéticas 1 es, preferentemente, aproximadamente igual al de las partículas 7 del fluido magnetoreológico 6. Por otro lado, la cantidad y distribución de las partículas magnéticas 1 en contacto con cada superficie de contacto 4, 5 es igual o mayor que el número y distribución de las cadenas 10 de las partículas 7 que se forman entre las superficies de contacto 4 y 5 del medio conductor cuando se aplica un campo magnético 11 perpendicular al flujo 8 del fluido magnetoreológico 6. De este modo, en presencia de un campo magnético 11 perpendicular al flujo 8 del fluido magnetoreológico 6, las partículas magnéticas 1 en contacto con cada superficie de contacto 4 y 5 de la pared base 2, 3 correspondiente forman parte, junto a las partículas 7 del fluido magnetoreológico 6, de las cadenas 10. Con esto, la adherencia entre el fluido magnetoreológico 6 y cada superficie de contacto 4 y 5 aumenta de forma equivalente a la adherencia entre unas capas laminares 9 del fluido magnetoreológico 6, evitando de este modo el deslizamiento entre el fluido magnetoreológico 6 y las superficies de contacto 4 y 5.

Es evidente que la pared 100 de contacto para fluidos magnetoreológicos es aplicable en múltiples aplicaciones de los fluidos magnetoreológicos 6 tales como amortiguadores, frenos, embragues o reómetros. En todas estas aplicaciones la ausencia de deslizamiento (o aumento de la fuerza necesaria para que se produzca) entre el fluido magnetoreológico 6 y las superficies de contacto 4 y 5

. 6 .

supone un mejor control del flujo 8 de dicho fluido magnetoreológico 6, y por lo tanto una respuesta más controlada de la aplicación.

REIVINDICACIONES

- 1.- Pared de contacto para fluidos magnetoreológicos, que delimita, al menos parcialmente, un medio conductor a través del cual fluye un fluido magnetoreológico (6), y que comprende
- 5 una pared base (2, 3),
una superficie de contacto (4, 5) que está en contacto el fluido magnetoreológico (6), y
una pluralidad de partículas magnéticas (1) asociadas a la pared (100),
- 10 **caracterizado porque**
las partículas magnéticas (1) son de un material ferromagnético o ferrimagnético, y la pared base (2, 3) está formada por un material diamagnético o paramagnético, disponiéndose las partículas magnéticas (1) en contacto con la superficie de contacto (4, 5) y con el fluido magnetoreológico (6).
- 15
- 2.- Pared según la reivindicación 1, en donde las partículas magnéticas (1) están parcialmente alojadas en la pared base (2, 3).
- 3.- Pared según la reivindicación 1, en donde las partículas magnéticas (1) están
- 20 dispuestas sobre la superficie de contacto (4, 5).
- 4.- Pared según cualquiera de las reivindicaciones 1 a 3, en donde el flujo magnetoreológico (6) comprende una pluralidad de partículas (7), comprendiendo dichas partículas (7) del fluido magnetoreológico (6) y las partículas magnéticas (1)
- 25 de la pared (100) aproximadamente el mismo tamaño y la misma composición.
- 5.- Pared según cualquiera de las reivindicaciones 1 a 4, en donde cuando se aplica un campo magnético (11) al fluido magnetoreológico (6), perpendicular a un flujo (8) de dicho fluido magnetoreológico (6), se generan unas cadenas (10) de las
- 30 partículas (7) perpendiculares al flujo (8), siendo la cantidad de las partículas magnéticas (1) en contacto con la superficie de contacto (4, 5) igual o mayor que la cantidad de cadenas (10) generadas.
- 6.- Pared según la reivindicación 5, en donde cuando la distribución de las
- 35 partículas magnéticas (1) es igual a la distribución de las cadenas (10).

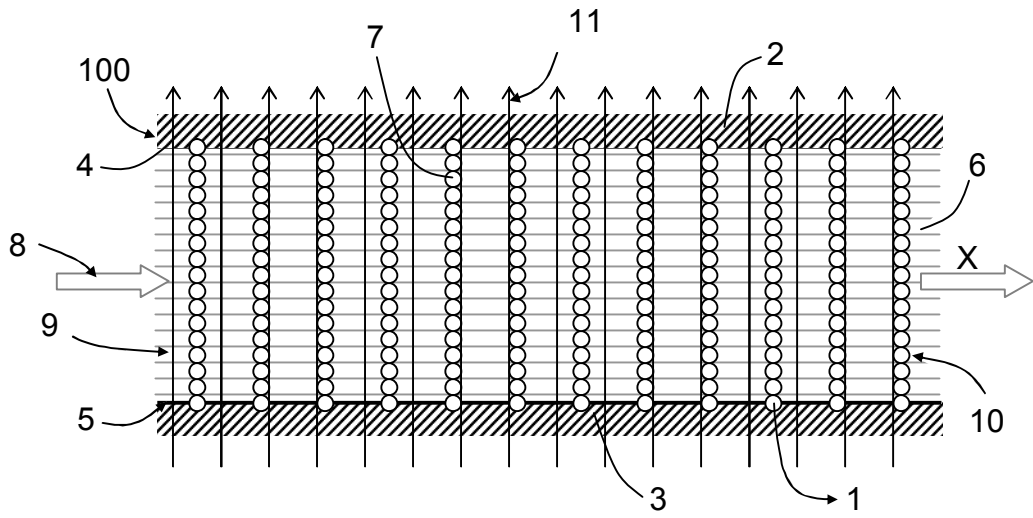


Fig. 1

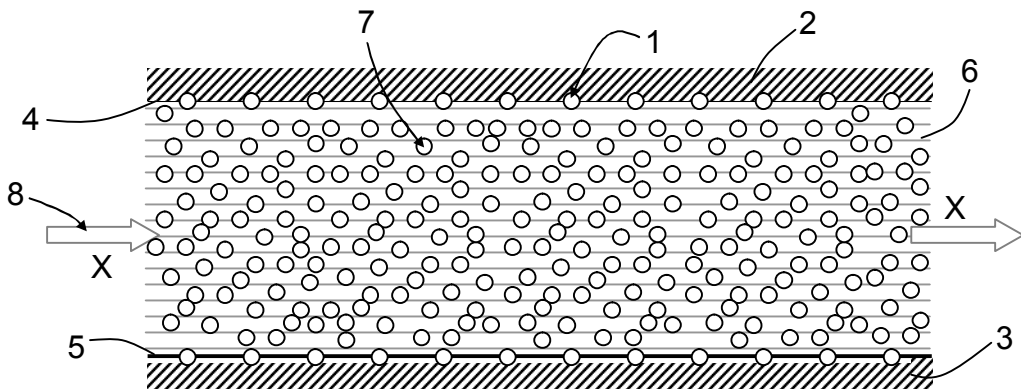


Fig. 2

RESUMEN

Pared de contacto para fluidos magnetoreológicos, que delimita al menos parcialmente un medio conductor donde se dispone un fluido magnetoreológico (6) y que comprende una pared base (2, 3), una superficie de contacto (4, 5) que está en contacto con el fluido magnetoreológico (6), y una pluralidad de partículas magnéticas (1) asociadas a la pared base (2, 3), en contacto con la superficie de contacto (4, 5). Las partículas magnéticas (1) son de un material ferromagnético o ferrimagnético, y la pared base (2, 3) está formada por un material diamagnético o paramagnético.