



**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO
DE HIDALGO**

Área Académica de Matemáticas y Física

**PROCESOS DE AGREGACIÓN Y DISGREGACIÓN
EN DISPERSIONES DE PARTÍCULAS MAGNÉTICAS
USANDO CAMPOS DEPENDIENTES DEL TIEMPO**



TESIS
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
LICENCIADO EN FÍSICA Y TECNOLOGÍA AVANZADA
PRESENTA
EVERARDO LÓPEZ MORENO

ASESOR:

DR. FERNANDO DONADO PÉREZ

Pachuca de Soto, Hgo. 2010

Agradecimientos

A mi madre María Moreno Reyes; a quien siempre ha estado en las etapas difíciles de mi vida, por su incomparable amor y sus consejos sabios que me han servido para seguir luchando en mi caminar.

A mi padre Severiano López Martínez: quien con su esfuerzo ha contribuido en gran manera para culminar mis estudios y siempre ha buscado los medio para apoyarme.

A mi hermano Rogelio por su apoyo incondicional cuando más lo he necesitado, por su confianza.

Al señor Amado Martínez Valenzuela e hijos, por haberme brindado hospedaje en su hogar durante la estancia en esta universidad se los agradezco mucho.

Al Doctor Fernando Donado Pérez por su tarea como guía, por su paciencia, compromiso y dedicación en el desarrollo de este trabajo de tesis.

A los Doctores; Roberto Noriega P., Luis López Suárez, Carlos A. Soto C., Patricia Pliego P., Victoria E. Cerón Ángeles y al Maestro Ignacio Urquijo Islas por su tarea en revisar, comentar y aportaron su granito de arena para enriquecer este trabajo.

Al proyecto CONACYT, Convenio 80629, beca a estudiante por haber apoyado en la realización de este trabajo de tesis.

Resumen

Se hace un estudio teórico y experimental de las características estructurales de agregados de partículas magnéticas en dispersiones magneto-reológicas diluidas sometidas a una combinación de campos senoidales transversales entre sí. Determinamos la longitud promedio de los agregados como función de la intensidad de campo magnético, frecuencia angular y diferencia de fase entre los dos campos magnéticos. Se determinan condiciones donde se presenta una mayor agregación y disgregación de partículas al variar estos parámetros. Se discuten los resultados generales del comportamiento de la longitud promedio de los agregados en términos de un número de Mason promedio.

Contenido

Resumen	2
Contenido	4
Introducción.	8
1 Antecedentes	12
1.1 Procesos de Agregación y Disgregación	12
1.2 Fluido MR bajo campos estático y perturbativo	16
1.3 Fluidos MR bajo campos magnéticos rotantes	16
1.4 Figuras de Lissajous	17
1.5 Aplicaciones de los fluidos MR.	18
2 Descripción del equipo y desarrollo de experimentos	21
2.1 Equipo de microscopía óptica	21
2.1.1 Microscopio óptico	21
2.1.2 Muestra de fluido MR	22
2.1.3 Fuentes de Alimentación	23
2.1.4 Circuito amplificador	23
2.1.5 Tarjeta de adquisición de datos (DAQ)	24
2.1.6 Osciloscopio	24
2.1.7 Programa en Labview.	24
2.1.8 Esquema de conexiones del equipo de control de campo magnético	25
2.1.9 Software de control y procesamiento de imágenes	26
2.2 Generación de campos magnéticos senoidales	26
2.2.1 Calibración del campo magnético de las bobinas	27
2.3 Cálculo y medición del campo magnético.	28
2.3.1 Cálculo analítico del campo magnético	28
2.3.2 Medición de campo magnético en el laboratorio	29
2.4 Suspensión MR: materiales y procedimiento	30
2.4.1 Medición de viscosidad del líquido	31
2.4.2 Curva de Magnetización para magnetita mineral	31

2.4.3	Proceso y metodología	33
2.4.4	Procedimiento experimental para calcular longitud promedio de agregados	35
3	Resultados experimentales	36
3.1	Campo rotante	36
3.1.1	Longitud promedio como función de la frecuencia angular del campo magnético rotatorio	36
3.1.2	Importancia de la intensidad de campo en la agregación de partículas	39
3.2	Longitud promedio de las cadenas al variar fase, manteniendo fijas la amplitud y frecuencia de los campos	40
3.2.1	Longitud promedio de los agregados al variar fase	41
3.2.2	Longitud promedio de los agregados al variar una de las frecuencias	43
3.3	Evolución temporal de la frecuencia angular promedio	45
4	Análisis teórico	46
4.1	Modelo de agregación de partículas en campo dependiente del tiempo.	46
4.1.1	Modelamiento en términos de parámetros externos.	46
4.2	Análisis numérico del número de Mason	48
4.3	Resultados experimentales - modelo de agregación	50
	Conclusiones y comentarios	52
	Bibliografía	54

Índice de figuras

1.1	Figuras de Lissajous. En filas se varia la frecuencia de la forma $f_1[\text{Hz}]:f_2[\text{Hz}]$ y en columnas se varia la diferencia de fase $\delta[\text{rad}]$ entre los campos senoidales perpendiculares.	18
1.2	El Puente del Lago Dong Ting en China está equipado con aislantes de movimiento magnetoreológicos para contrarrestar rachas de viento. Imagen cortesía de: Lord Corporation.	19
1.3	Alguna de las aplicaciones interesantes se encuentran en amortiguadores para automóviles, prótesis, pulido óptico de lentes, amortiguador para lavadora, etc.	20
2.1	a) Amplificador de señal, b) Fuentes de alimentación, c) Soporte para la muestra de fluido MR, d) Microscopio óptico y e) Bobinas de Helmholtz.	22
2.2	Muestra de fluido MR colocada en la parte central del arreglo bobinas de Helmholtz.	23
2.3	Circuito amplificador y sistema de fuentes.	23
2.4	Tarjeta de adquisición de datos I/O de National Instruments.	24
2.5	Equipo para realizar estudios de microscopia	25
2.6	Esquema general de conexiones del equipo.	25
2.7	Arreglo de bobinas de Helmholtz que generan el campo magnético uniforme en la parte central del sistema.	27
2.8	Datos recopilados de la dependencia del campo magnético y la corriente aplicada a las bobinas mediana y grande.	30
2.9	Ciclo de Histéresis, característico en materiales de tipo ferromagnético. Para materiales magnéticos blandos las fuerzas coercitivas H_c son más estrechas y para materiales magnéticos duros H_c son más extendidas.	31
2.10	a) Curva de magnetización correspondiente a estas partículas , se observa que corresponde a un material magnético suave. b) Ajuste lineal a los datos de magnetización contra intensidad de campo.	32

2.11	a) Dispersión MR en ausencia de campo, b) Dispersión MR al activar el campo 25.9 G, c) Dispersión MR a frecuencias bajas de rotación de campo d) y Dispersión MR a frecuencias altas de rotación de campo.	34
3.1	Valores obtenidos de la longitud promedio de los agregados con la frecuencia de oscilación de los campos.	37
3.2	Dependencia de la longitud con la frecuencia de oscilación de los campos en comparación con el número de Mason.	38
3.3	Dependencia lineal de la longitud promedio con la intensidad de campo magnético.	39
3.4	Dependencia de la longitud con la diferencia de fase entre los campos. Se presenta un comportamiento simétrico al rededor de la fase $\pi/2$	40
3.5	Comportamiento de la longitud promedio para distintos valores de fase de las ondas senoidales de campo magnético. Fijando $f_1=0.5$ Hz y $f_2=1$ Hz.	41
3.6	Barrido de diferencia de fase para distintas frecuencias $f_1:f_2$	42
3.7	Comportamiento de la longitud promedio variando la frecuencia f_2 , manteniendo la fase igual a cero y manteniendo f_1 : a) $f_1=0.25$ Hz, b) $f_1=0.5$ Hz, c) $f_1=0.75$ Hz, d) $f_1=1$ Hz. En todos los casos se observa un máximo en la longitud cuando $f_2=2f_1$	43
3.8	Comportamiento de la longitud promedio al variar la segunda frecuencia.	44
3.9	Comportamiento de la frecuencia angular promedio al variar f_2 , incluyendo la forma del campo en el tiempo para 0.9, 1, 1.1 y 2 Hz.	45
4.1	Componentes del campo magnético en una cadena lineal.	47
4.2	Comportamiento del número de Mason promedio al variar fase, para distinta magnetización. Se nota un comportamiento crítico alrededor de la fase de $\pi/2$ al disminuir la amplitud de la magnetización.	48
4.3	Datos de número de Mason al variar la amplitud de la magnetización y la fase.	49
4.4	Número de Mason promedio al variar la amplitud de la magnetización inducida.	49
4.5	Longitud promedio y número de Mason en función de la diferencia de fase. Existe una semejanza en los datos de estas dos graficas.	50
4.6	Longitud promedio y número de Mason en función de la diferencia de fase. Los datos de longitud promedio no se acoplan de forma proporcional con el número de Mason.	51

Índice de tablas

2.1	Programas utilizados en el desarrollo experimental del trabajo.	26
2.2	Correspondencia entre amplitudes para equilibrar el campo magnético de las dos señales eléctricas.	27
2.3	Datos correspondientes para la estimación del campo magnético esperado.	29
2.4	Estimación experimental del valor de la intensidad de campo para las bobinas.	30

Introducción

La reología es la ciencia que estudia la deformación de una sustancia bajo el efecto de fuerzas. Estudia principalmente líquidos, gases y fluidos complejos [1]. Las dispersiones de partículas sólidas en líquidos forman una clase de fluido complejo con un comportamiento reológico interesante. Si además se considera que las partículas dispersas son magnéticas, el sistema resulta ser más interesante aún, debido a los notables cambios en sus propiedades reológicas que pueden ser inducidos cuando se aplica un campo magnético. Dentro de estos sistemas se encuentran los ferrofluidos y los fluidos magneto-reológicos. Los ferrofluidos consisten en dispersiones de granos de óxido de hierro submicrométricos suspendidos en keroseno o en algún aceite. Por otra parte, los fluidos magneto-reológicos (MR) son suspensiones de micropartículas magnéticas dispersas en fluidos newtonianos de baja viscosidad que en presencia de campos magnéticos externos presentan cambios en su comportamiento reológico dependientes de la intensidad del campo aplicado. Existen los análogos eléctricos que se denominan fluidos electro-reológicos, éstos tienen un comportamiento similar a los fluidos MR.

Uno de los principales intereses en estos fluidos radica en sus aplicaciones. Comercialmente ya existen dispositivos mecánicos cuyo funcionamiento está basado en las propiedades de los fluidos MR, entre estos están amortiguadores, frenos y prótesis. También estos sistemas han sido usados en la investigación biomédica [2]. Desde un punto de vista físico es importante conocer el comportamiento físico y estructural de estos sistemas, pues aún no hay modelos teóricos que describan correctamente toda la fenomenología asociada con ellos.

El origen de los cambios en las propiedades físicas se debe a la formación de estructuras debida al campo magnético. Las estructuras se forman porque el campo magnético induce en las partículas un momento dipolar magnético orientado en la dirección del campo aplicado. La interacciones entre las partículas y las de éstas con el líquido, da como resultado la formación de estructuras alargadas en forma de cadenas de partículas. Dichas estructuras de cadenas carecen de defectos cuanto mayor sea la interacción magnética comparada con la interacción térmica entre partículas. En condiciones de flujo, al aplicar un campo magnético transversal,

el fluido MR deja de ser newtoniano y adquiere características viscoelásticas [3]. La longitud de las cadenas formadas está determinada principalmente por el tamaño de partícula, la concentración de partículas, la viscosidad del líquido y la intensidad del campo magnético aplicado [4]. El proceso que lleva a la formación de cadenas consta básicamente de dos mecanismos de agregación conocidos como agregación axial y agregación lateral. El primero consiste en la formación de cadenas en la dirección del campo, en una escala de milisegundos. El segundo corresponde a la agregación lateral de las cadenas inducida por fluctuaciones térmicas del fluido, al producir pequeñas deformaciones en las cadenas que derivan en un movimiento lateral.

Existen abundantes estudios en la literatura acerca de procesos de agregación de partículas; principalmente se enfocan en el caso de la aplicación de un campo estático. También se ha estudiado extensamente el caso donde se aplican campos rotantes. Sin embargo, existen pocos estudios enfocados en el control de características estructurales de los agregados con el fin de modificar las propiedades físicas de la dispersión. Un ejemplo se encuentra en la Ref. [4], donde se ha recurrido a la aplicación de un campo constante y otro transversal como perturbación periódica. Se encontró que la longitud promedio de las cadenas se ve afectada por la perturbación del campo, la cual facilita la formación de estructuras más grandes. Estos cambios en la estructura de las cadenas dependen significativamente de parámetros como el tiempo, frecuencia de perturbación y amplitud del campo. También se encontró que la viscosidad de un fluido MR es dependiente y se incrementa con el uso de la perturbación periódica. El objetivo del presente trabajo de tesis consiste en el estudio teórico y experimental de las características estructurales de los agregados formados cuando una dispersión MR diluida se expone a una combinación de campos senoidales, en función de parámetros tales como frecuencia de oscilación de los campos y diferencia de fase entre ellos. Se pretende correlacionar el comportamiento experimental de los datos obtenidos de la longitud promedio de agregados con el número de Mason (razón entre fuerza viscosa y fuerza dipolar magnética).

Para llevar a cabo este estudio hemos construido un sistema de bobinas de Helmholtz que nos permite generar campos magnéticos en las 3 direcciones espaciales (x, y, z). Aquí reportamos un estudio en un sistema casi bidimensional de agregados. Las características de los agregados se determinan por medio de microscopía óptica.

El trabajo de tesis tiene la siguiente estructura:

En el capítulo 1 iniciamos con una descripción de los fluidos MR. Se presentan algunos resultados y conclusiones de los trabajos previos relacionados con estos fluidos. El capítulo termina mencionando las aplicaciones que tienen estos fluidos en diversos ámbitos de la ciencia e ingeniería.

En el capítulo 2 damos una descripción del equipo experimental utilizado para la

realización de los estudios de microscopía óptica. También se presentan los estudios de las propiedades del líquido portador y de la magnetita mineral utilizados en el desarrollo experimental. Describimos la preparación del fluido MR, así como el procedimiento para la toma de mediciones de la longitud de los agregados.

En el capítulo 3 describimos los resultados de los experimentos realizados, para determinar la longitud promedio de agregados cuando hacemos variar los parámetros de frecuencia angular y diferencia de fase de los campos, para diferentes combinaciones de los campos magnéticos.

En el capítulo 4 se correlaciona longitud de agregados con un número de Mason promedio característico del sistema.

Finalmente exponemos las conclusiones obtenidas en este trabajo y las perspectivas futuras del presente trabajo.

Capítulo 1

Antecedentes

Este capítulo presenta una revisión teórico-experimental de los estudios de agregación de partículas magnéticas cuando son sometidas a campos magnéticos. Los casos revisados que se incluyen son cuando el sistema es sometido a un campo magnético constante, la aplicación de un campo magnético constante incluyendo una perturbación transversal y la aplicación de campo magnético rotante. En particular se revisan las características estructurales de los agregados formados y los factores que influyen en la formación de éstos. El principal interés de analizar el comportamiento de las propiedades reológicas y estructurales de estos fluidos MR, es poder conocer y controlar estas propiedades al aplicar un campo magnético.

1.1 Procesos de Agregación y Disgregación

Los fluidos MR son dispersiones de micropartículas magnéticas inmersas en un líquido que no responde a los campos magnéticos aplicados. Bajo la acción de un campo magnético constante, estas partículas adquieren un momento dipolar que las obliga a interactuar entre sí. El momento dipolar inducido a cada partícula tiende a orientarse en dirección del campo. Debido a la presencia del fluido se forman cadenas de partículas; esta configuración es tal que la energía magnetostática del sistema es mínima. Estas estructuras originan notables cambios en las propiedades físicas de esta clase de fluidos. En particular la viscosidad cambia en varios órdenes de magnitud y además el sistema adquiere características viscoelásticas.

La agregación de las partículas que componen el fluido MR se ha estudiado en los casos de la aplicación de un campo magnético constante, campo constante más una perturbación transversal y campo rotante. En todos los casos de estudio de la agregación, son importantes la evaluación de parámetros como λ , la razón entre la

interacción magnética y la térmica; R_0 , la separación promedio entre partículas; R_1 la distancia termomagnética y Mn el número de Mason que es la razón entre la fuerza viscosa y la magnética. En seguida se describen cada uno de estos parámetros.

Empecemos por el parámetro λ . El momento dipolar de una partícula esférica inducido por efecto de un campo magnético \mathbf{H}_0^* está dado por $\mathbf{m} = v\chi_p\mathbf{H}_0$, χ_p es la susceptibilidad magnética de la partícula y $v = \frac{4\pi a^3}{3}$ es el volumen de la partícula de radio a . La energía de interacción entre dos partículas dipolares de momento \mathbf{m} está dada por [5]

$$U(\mathbf{r}) = \frac{-\mu_o}{4\pi} \left[\frac{3(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m})^2}{r^5} - \frac{(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m})}{r^3} \right], \quad (1.1)$$

donde \mathbf{r} es el vector desplazamiento relativo de los centros de masa de las partículas. Esta energía es mínima cuando los dos dipolos están orientados en la dirección definida por \mathbf{r} y máxima cuando la dirección de estos dipolos es perpendicular a esta dirección \mathbf{r} . Cuando las partículas se agregan la forma que adoptan es de cadenas lineales, en éstas la energía necesaria para mantener unidas a las partículas es mínima, esto concuerda con el principio físico que establece que los sistemas más estables son aquellas donde se minimiza su energía.

En un sistema MR las partículas están expuestas a fluctuaciones térmicas del medio. Un parámetro que nos ayuda a considerar o despreciar este tipo de interacciones es el valor de λ , definido como razón entre la energía dipolar magnética y la energía de interacción térmica, ésta se expresa como

$$\lambda = W_{dip}/k_B T, \quad (1.2)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura termodinámica del sistema en escala kelvin. Si al evaluar este parámetro $\lambda > 1$ entonces la energía dipolar magnética domina sobre la interacción térmica del sistema, esta condición favorece la formación de agregados. En el caso donde $\lambda < 1$ las partículas describen un movimiento Browniano que limita la agregación, generalmente este tipo de movimiento ocurre con partículas muy pequeñas a escala de nanómetros.

La llamada "distancia termomagnética" está definida como $R_1 = 2a\lambda^{1/3}$, donde el parámetro λ se obtiene de la ecuación 1.2. A partir de la ecuación 1.1 uno puede calcular la energía dipolar para dos partículas unidas a lo largo de la dirección del campo con $r = 2a$, esto es $W_m = \mu_o\pi a^3 M^2/9$ y por lo que el valor del parámetro λ es

$$\lambda = \frac{\mu_o\pi a^3 M^2}{9k_B T}. \quad (1.3)$$

El significado físico de esta cantidad R_1 es que para partículas que están separadas por una longitud mayor que R_1 estas partículas no sienten la interacción magnética

*Las cantidades vectoriales se denotan con letras en negritas.

debida a la presencia de la otra, porque la energía térmica domina sobre la energía dipolar. La segunda escala de longitud es la distancia promedio inicial R_0 entre partículas que se puede estimar de la siguiente forma. Consideremos que cada partícula tiene un tamaño de radio a y todas ocupan una fracción de volumen ϕ en la dispersión MR. Para obtener la separación media entre partículas, consideramos un cubo cuyo volumen es L^3 donde se encuentran N partículas, arregladas en una red cristalina cúbica, entonces la separación en promedio es

$$R_0 = \frac{L}{N^{1/3}}. \quad (1.4)$$

La fracción ocupada por N partículas está dada por [6]:

$$\phi = \frac{V_p}{V_c} = \frac{N4\pi a^3}{3L^3}, \quad (1.5)$$

donde V_p es el volumen de todas las partículas y V_c es el volumen del cubo. Si de esta ecuación despejamos a L y la sustituimos en 1.4, obtenemos que la separación promedio entre partículas es

$$R_0 = \left(\frac{4\pi a^3}{3\phi}\right)^{1/3}. \quad (1.6)$$

Estas dos escalas de longitud ayudan a comparar experimentalmente los efectos de energía magnética y la energía térmica. Cuando $R_1 > R_0$ la energía dipolar magnética es mayor que la energía térmica y trae como consecuencia el poder despreciar el efecto de movimiento Browniano en la evolución de las estructuras formadas.

Finalmente para concluir nuestro repaso de parámetros característicos en el proceso de agregación estudiamos el número de Mason. Las partículas dispersas en líquidos experimentan fuerzas de disipación viscosa. Generalmente se define fuerza de resistencia de Stokes sobre una partícula como: $6\pi\eta a\mathbf{v}$, donde \mathbf{v} es la velocidad relativa de la partícula dentro el fluido y η la viscosidad del líquido. En un sistema expuesto a un campo magnético rotante, las cadenas de partículas rotan con una frecuencia angular ω , así que cada partícula se moverá con una velocidad tangencial proporcional al radio de giro con magnitud ωa . El número de Mason se define como la razón de magnitudes entre la fuerza viscosa y la fuerza magnética entre dos partículas unidas (un dímero[†]) que giran siguiendo el campo magnético rotante. Por lo tanto la fuerza viscosa que ejerce el fluido sobre cada una de las partículas es $F_{vis} = -6\pi\eta a^2\omega$. La fuerza viscosa que se ejerce sobre dos partículas unidas está entonces dada por:

$$F_{vis} = -2(6\pi\eta a\omega(2a)), \quad (1.7)$$

[†]Par de partículas magnéticas unidas por la aplicación de un campo magnético en una suspensión MR.

donde η es la viscosidad del fluido y ω es la velocidad angular de rotación. Por otro lado la fuerza magnética entre dos partículas de momento dipolar \mathbf{m} , está dada por [4, 6]

$$\mathbf{F}_{\text{mag}} = -\nabla U(\mathbf{r}) = \frac{3\mu_0}{4\pi} \left[\left(\frac{m^2}{r^5} - 5 \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m})^2}{r^7} \right) \mathbf{r} + \frac{2(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m})}{r^5} \mathbf{m} \right]. \quad (1.8)$$

El momento dipolar está dado en términos de la magnetización por $\mathbf{m} = \frac{4\pi a^3}{3} \mathbf{M}$. Considerando que las dos partículas están unidas, $r = 2a$ y que el vector posición \mathbf{r} está orientado en dirección del campo aplicado, esto es $\mathbf{r} \cdot \mathbf{m} = rm$, entonces la magnitud de la fuerza que mantiene unidas a las dos partículas está dada por

$$F_{\text{mag}} = \frac{\mu_0 \pi a^2 M^2}{6}. \quad (1.9)$$

Usando las ecuaciones 1.7 y 1.9 encontramos la expresión para el número de Mason es

$$Mn = \frac{|F_{\text{vis}}|}{|F_{\text{mag}}|} = \frac{12^2 \eta \omega}{\mu_0 M^2}. \quad (1.10)$$

Si la fuerza viscosa es más intensa que la fuerza dipolar, entonces podemos esperar que el dímero se retrase con respecto al campo magnético y en el caso contrario el dímero experimenta movimiento rotatorio al mismo ritmo que el campo. Cabe notar que el número de Mason es independiente del tamaño de la partícula presente en el fluido, únicamente depende de la viscosidad del fluido, frecuencia de rotación de campo y la magnetización inducida en las partículas. Este parámetro caracteriza la estabilidad de la cadena. A partir de la expresión 1.10, existen 3 casos que puede tomar el número de Mason:

- $Mn < 1$: La fuerza dipolar magnética que experimentan las partículas es dominante sobre la fuerza de viscosidad que presenta el fluido. Para estos valores se da la formación de cadenas de partículas orientadas en dirección del campo.
- $Mn = 1$: Existe un equilibrio de estas interacciones sobre las partículas, es un valor umbral a partir del cual la viscosidad es un factor dominante.
- $Mn > 1$: La Fuerza viscosa que presenta el fluido es muy intensa en comparación con las interacciones magnéticas de las partículas, esto se debe a que la viscosidad del fluido es muy grande y no permite que las partículas se muevan con facilidad en el medio. En estas condiciones las cadenas no siguen en fase al campo aplicado.

La importancia del número de Mason es que nos permite diferenciar regímenes donde predominan unas interacciones sobre otras.

1.2 Fluido MR bajo campos estático y perturbativo

Al aplicar un campo magnético estático a una suspensión MR, las partículas se magnetizan formando momentos dipolares efectivos que interactúan entre sí. Las partículas se acomodan en el medio viscoso hasta formar estructuras en forma de cadenas alargadas en dirección del campo. El mecanismo de agregación relevante cuando se aplica este campo es el de agregación axial. La longitud promedio de las cadenas formadas se incrementa cuando se incrementa la intensidad de campo aplicado.

Cuando se aplica simultáneamente un campo constante en una dirección arbitraria y un campo senoidal de baja amplitud, transversal al campo constante y al que se considera como perturbación, se observa la formación de cadenas de partículas que oscilan lateralmente respecto a la dirección del campo constante. En este caso la velocidad con la que se agregan es mayor que en el caso que no hay perturbación. El movimiento oscilatorio acelera el proceso de agregación de partículas haciendo que las cadenas de partículas interactúen unas con otras formando estructuras más largas y gruesas, dependiendo de la posición y distancia relativa de separación entre cadenas.

Si las cadenas son paralelas a la dirección del campo, muy próximas entre sí pero desplazadas a lo largo del campo constante, al oscilar los extremos de las cadenas se aproximan lo suficiente como para atraerse, trayendo como consecuencia la formación de cadenas más largas. En el caso en que las cadenas sean paralelas al campo, pero desplazadas parcialmente entre sí, al oscilar el extremo de una cadena se une a la parte media de otra cadena, en este caso también se forman estructuras de mayor tamaño y grosor. Si las cadenas son paralelas al campo pero no están desplazadas, al oscilar tardan más tiempo en agregarse que en los casos anteriores. Se ha encontrado que el comportamiento de la longitud promedio sigue leyes de potencia con parámetros como frecuencia de perturbación, el tiempo de aplicación del campo magnético, concentración de partículas y la viscosidad del líquido.

1.3 Fluidos MR bajo campos magnéticos rotantes

Este tema ha sido ampliamente estudiado en la literatura científica, en seguida describimos algunos resultados importantes a este sistema.

Cuando el sistema se expone a un campo rotante, se forman estructuras que rotan siguiendo al campo magnético [7, 8, 9]. Estas estructuras se pueden descri-

bir como cadenas cuando el sistema es diluido, como columnas y estructuras más complejas cuando la concentración es alta. En lo que se describe a continuación se considera el caso de sistemas diluidos. Se ha encontrado que la longitud promedio de los agregados formados a frecuencias bajas es mayor que cuando se aplica campo estático [9]. Sin embargo, al incrementar la frecuencia angular la longitud promedio de los agregados disminuye considerablemente hasta llegar a una frecuencia a partir de la cual ya no se agregan las partículas. El parámetro adimensional que describe la dinámica de este tipo de comportamiento en la agregación de partículas es el número de Mason. Las cantidades que pueden ajustarse en el número de Mason del sistema son la viscosidad del líquido, la frecuencia angular de rotación del campo magnético y la magnetización inducida a las partículas.

En un fluido MR bajo campo rotante la frecuencia de rotación del campo influye en la deformación y ruptura de cadenas formadas [7]. Mediante microscopia óptica se ha observado la dinámica de estas estructuras formadas y se ha encontrado que la longitud promedio de los agregados \bar{L} decrece cuando la frecuencia se incrementa. La longitud tiene un comportamiento de la forma $\bar{L} \propto Mn^{-0.5}$ para valores de $Mn < 1$, en cambio cuando $Mn \geq 1$ la longitud promedio de las cadenas tiene un comportamiento en ley de potencias de Mn con exponente -1 predicha por Melle *et al* [10]. Para números de Mason $Mn \geq Mn_c \sim 1$, la amplitud de campo magnético no es suficientemente fuerte para mantener alineadas a las estructuras en dirección del campo. A altas frecuencias las cadenas se rompen en varios segmentos y por consecuencia aumenta el número de cadenas con una longitud menor. Por lo tanto el número de agregados formados decrece cuando se incrementa el número de Mason como se presenta en distintos estudios [9, 10]. En estos estudios se encuentra que N_a el número de cadenas de longitud N , sufre notables cambios cuando el número de Mason está por debajo de 1. Podríamos decir que el criterio para identificar un valor crítico de Mn es considerar un valor para el cual ocurre un cambio drástico. En resumen como se ha observado en suspensiones diluidas de fluidos MR existe un número de Mason crítico, ($Mn \sim 1$), sobre este valor la rotación del campo magnético previene los procesos de agregación de partículas.

1.4 Figuras de Lissajous

Las figuras de Lissajous se obtienen a partir de la superposición de dos movimientos armónicos perpendiculares. La trayectoria resultante dependerá de la relación de las frecuencias y de las diferencias de fase. Matemáticamente una forma de obtener estas figuras es establecer una parametrización en R^2 de la siguiente forma:

$$\alpha(t) = a \sin(\omega_1 t + \delta) \mathbf{i} + b \sin(\omega_2 t) \mathbf{j}, \quad (1.11)$$

donde δ es la diferencia de fase entre las ondas senoidales y $(a,\omega_1),(b,\omega_2)$ son la amplitud y frecuencia de las ondas, respectivamente. El resultado de la suma de estas dos funciones senoidales da como resultado las figuras de Lissajous. El motivo de describir estas figuras es por que la punta del vector de campo magnético efectivo usado en este trabajo de esta tesis, describe estas figuras.

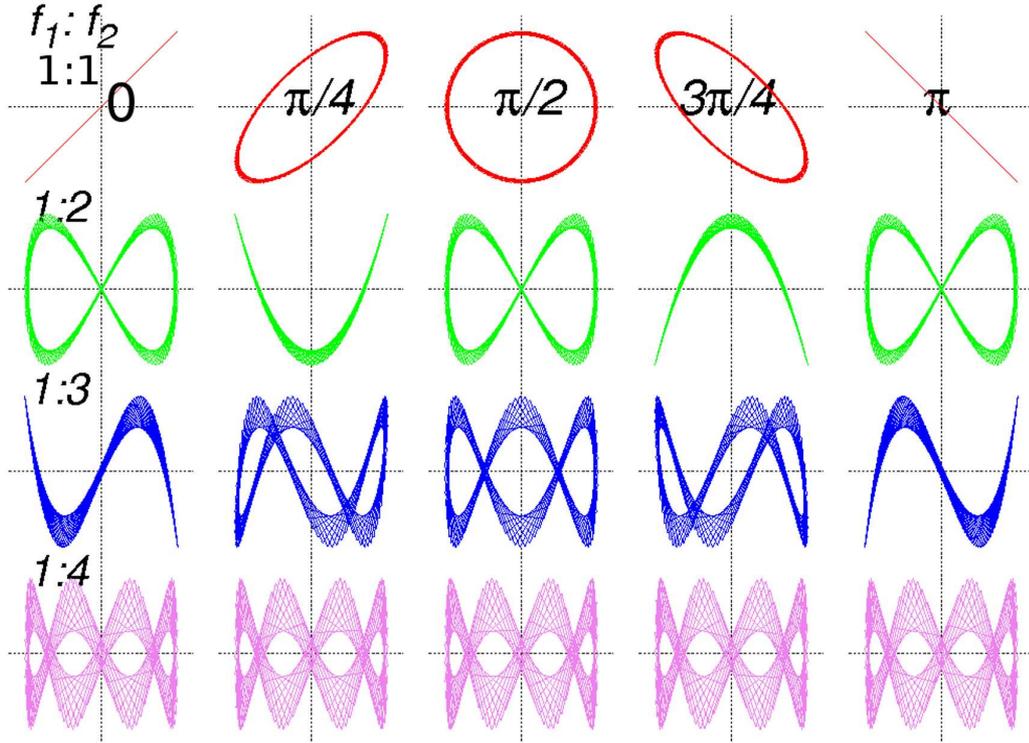


Figura 1.1: Figuras de Lissajous. En filas se varia la frecuencia de la forma $f_1[\text{Hz}]:f_2[\text{Hz}]$ y en columnas se varia la diferencia de fase $\delta[\text{rad}]$ entre los campos senoidales perpendiculares.

Mas aún los agregados de partículas, para $Mn < 1$ giran siguiendo casi en fase al campo magnético y describiendo también trayectorias estrechamente relacionadas con estas figuras. En la figura 1.1 se muestran las figuras de Lissajous cuando se mantiene la misma amplitud, luego se varia la frecuencia de estas ondas y la fase.

1.5 Aplicaciones de los fluidos MR.

Los cambios que los fluidos MR presentan al aplicarles un campo magnético, en particular de pasar de un fluido newtoniano a otro donde su viscosidad se incrementa

y cambia con el tiempo, son la base del diseño y desarrollo de nuevos dispositivos mecánicos. Dentro de las aplicaciones de los fluidos MR se encuentra principalmente el control de vibraciones mecánicas producidas por diferentes medios en contacto. Consideremos, por ejemplo que todas las estructuras mecánicas como edificios, puentes, etc. tienen una o más frecuencias de oscilación natural. Si esta estructura está sujeta a una frecuencia impulsora externa que iguale a una de las frecuencias naturales, la amplitud de oscilación resultante puede crecer hasta tener consecuencias desastrosas, tal es el caso del colapso de carreteras y puentes durante los sismos. Este fenómeno se conoce como resonancia. Para evitar este fenómeno



Figura 1.2: El Puente del Lago Dong Ting en China está equipado con aislantes de movimiento magnetoreológicos para contrarrestar rachas de viento. Imagen cortesía de: Lord Corporation.

se han construido amortiguadores de tamaño adecuado basados en las propiedades de los fluidos MR para su implementación en la ingeniería civil, como es el caso de construcción de puentes. Un ejemplo de esta estructura donde se usan los amortiguadores MR se presenta en la figura 1.2. Como sabemos los sismos presentan un alto riesgo de inseguridad, este tipo de movimientos de la tierra ha afectado varias poblaciones recientemente a nivel mundial. Por esto se pretende desarrollar tecnología para reducir el daño ocasionado.

Los amortiguadores MR son dispositivos que utilizan fluidos MR con el objetivo de modificar las propiedades disipativas (viscosidad) aplicando un campo magnético, para obtener una respuesta variable y así controlar mejor las vibraciones. Este tipo de sistemas de amortiguamiento ya están presentes en algunos modelos de autos deportivos. También se ha implementado un prototipo de amortiguador MR en una lavadora con el fin de controlar y atenuar su respuesta dinámica en diferentes ciclos de lavado, con esto se reduce el ruido y las vibraciones generadas por el motor. Una aplicación de los fluido MR se presenta en el uso de prótesis para piernas, donde se tiene un amortiguador MR controlado con un microcompresor. Haciendo uso de los fluidos MR también son utilizados para el pulido óptico de lentes de alta

precisión. Astronautas a bordo de la estación espacial internacional de la NASA

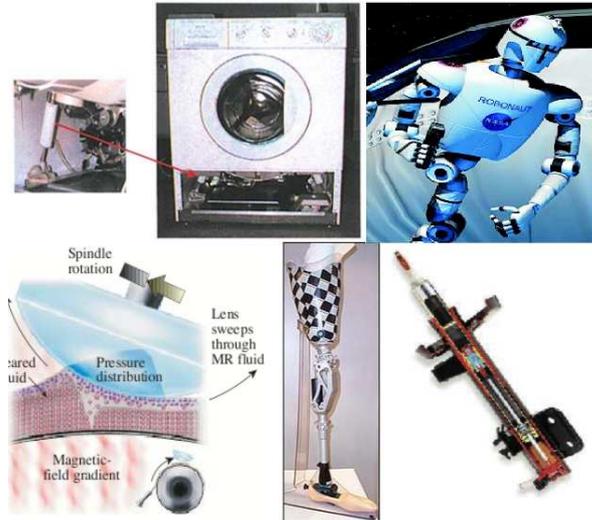


Figura 1.3: Algunas de las aplicaciones interesantes se encuentran en amortiguadores para automóviles, prótesis, pulido óptico de lentes, amortiguador para lavadora, etc.

estudian estos fluidos en el espacio con la esperanza de que algún día este tipo de fluidos pueda fluir en las venas de robots y poder realizar movimientos semejantes a los humanos, aunque este uso aún se encuentra en investigación. Existen otras y muchas aplicaciones que se han desarrollado en este campo de fluidos MR.

Capítulo 2

Descripción del equipo y desarrollo de experimentos

En el presente capítulo nos enfocamos en describir los equipos experimentales utilizados para la realización de estudios de microscopía óptica, así como las funciones que desempeñan y la forma en que operan. También se trata de la generación de los campos magnéticos e iluminación de la muestra. Se describen las mediciones de magnetización y viscosidad así como el proceso de obtención y preparación de muestras. Luego se presenta el procedimiento aplicado para el desarrollo de experimentos y la obtención de fotografías. Finalmente se presenta el procedimiento llevado a cabo para la obtención de datos mediante el uso de las imágenes obtenidas con el microscopio óptico.

2.1 Equipo de microscopia óptica

En esta sección presentamos el equipo de microscopía óptica utilizado para explorar los fluidos MR cuando son sometidos a una combinación de campos senoidales, así como los detalles técnicos de estos instrumentos, conexiones realizadas y sus principales funciones en este estudio de agregación y disgregación de partículas. Este tipo de técnica se ha utilizado en diversos reportes para estudiar la dinámica y la estructura de los agregados formados en suspensiones MR [4, 7, 11, 12, 13].

2.1.1 Microscopio óptico

La obtención de imágenes por medio de un microscopio óptico juega un papel importante en el estudio de materiales estructurados en la escala de micras. En nuestro

caso usamos esta técnica con el afán de entender el movimiento de micropartículas magnéticas sometidas a campos magnéticos y tratar de dar una explicación de los fenómenos físicos implicados en los procesos de agregación y disgregación. Hacemos

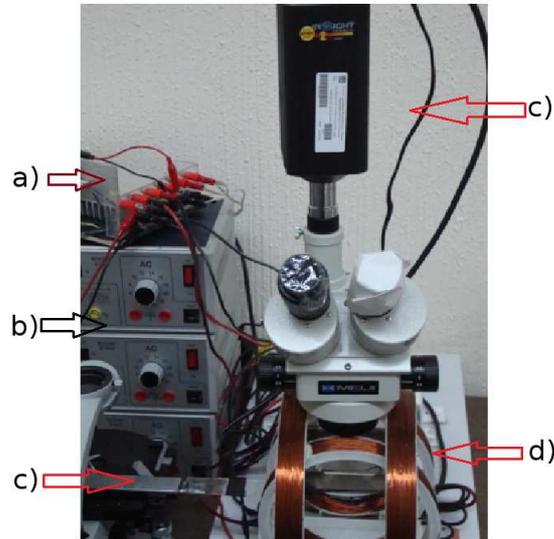


Figura 2.1: a) Amplificador de señal, b) Fuentes de alimentación, c) Soporte para la muestra de fluido MR, d) Microscopio óptico y e) Bobinas de Helmholtz.

uso de un microscopio óptico MEIJI EMZ-TR como instrumento de observación al cual se adapta una cámara digital de DIAGNOSTIC INSTRUMENTS con una resolución de 1600×1200 píxeles, la cual se conecta a la PC a través de un puerto Firewire para la captura de fotos. La iluminación se logró mediante una lámpara fluorescente que requiere un voltaje de alimentación de 6 volts que proporciona luz blanca a la muestra.

2.1.2 Muestra de fluido MR

Se construyó un recipiente para colocar el fluido MR usando un portaobjetos de vidrio como base y fibra de vidrio en los bordes el recipiente tiene forma de paralelepípedo de 4 mm de ancho, 6 mm de largo y 2 mm de altura, sellado para evitar fugas del fluido MR. Para fijar la muestra en la parte central del arreglo de bobinas se usó un soporte que tiene la libertad de moverse en las tres dimensiones espaciales (x, y, z) , esto nos ayuda a colocar la muestra en el centro de las bobinas.

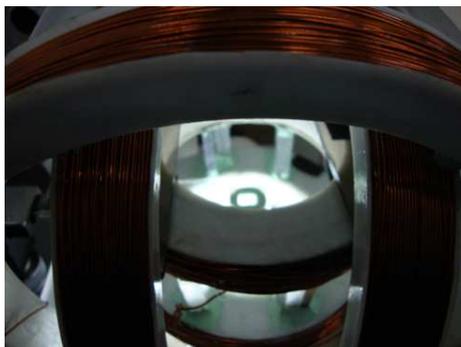


Figura 2.2: Muestra de fluido MR colocada en la parte central del arreglo bobinas de Helmholtz.

2.1.3 Fuentes de Alimentación

Hacemos uso de dos fuentes de AC/DC *Pasco Scientific SF – 9584A* conectadas en serie. Cada una de las fuentes genera de 0 a 24 V y una corriente directa de 0 a 4 A. Esta configuración en serie es necesaria para el funcionamiento del circuito amplificador ya que se requiere una fuente bipolar. El margen de incertidumbre de error en la lectura de corriente y voltaje fue de ± 0.01 . Estas fuentes alimentan al circuito amplificador suministrando una corriente máxima de 3 A.

2.1.4 Circuito amplificador

Se cuenta con un circuito amplificador que es alimentado por las dos fuentes *Pasco Scientific*, y por señales de entrada provenientes del bloque conector E/S de National Instruments, descrito más abajo. Cuenta con dos salidas que se conectan cada una a un par de bobinas de Helmholtz. La función primordial es amplificar



Figura 2.3: Circuito amplificador y sistema de fuentes.

en cascada la señal eléctrica proveniente del bloque conector y enviar corriente para

alimentar los dos pares de bobinas de Helmholtz.

2.1.5 Tarjeta de adquisición de datos (DAQ)

La adquisición de señales, consiste en capturar un conjunto de mediciones físicas que luego son convertidas en tensiones eléctricas y las cuales se puedan procesar en una computadora. La tarjeta de adquisición de datos es un dispositivo de acondicionamiento que tiene la función de transformar señales digitales en tensiones eléctricas procesadas. En la figura 2.4 se muestra parte del sistema de adquisición



Figura 2.4: Tarjeta de adquisición de datos I/O de National Instruments.

de datos de National Instruments, modelo *SCB* – 68.

2.1.6 Osciloscopio

Se hizo uso de un osciloscopio *Tektronix TDS220* de dos canales para monitorear la señal de voltaje de alimentación de los pares de bobinas de Helmholtz.

2.1.7 Programa en Labview.

Hacemos uso de un generador de señales desarrollado en el entorno virtual de LABVIEW 7.1. El papel que desempeña este programa es vital para el desarrollo de los experimentos ya que nos permite controlar de manera simple los parámetros de frecuencia, amplitud y fase de las dos señales que controlan el campo magnético efectivo aplicado al sistema. Este programa funciona con base en dos generadores de funciones acoplados. El generador 1 se encarga de realizar los cambios en los parámetros del canal de entrada 1 del amplificador y de forma similar funciona el generador 2.

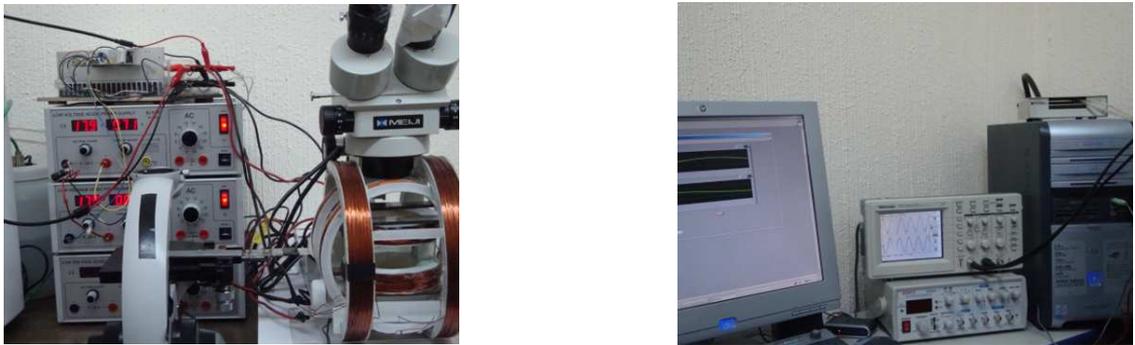


Figura 2.5: Equipo para realizar estudios de microscopia

2.1.8 Esquema de conexiones del equipo de control de campo magnético

Se presentan las conexiones de los componentes del equipo para generar y controlar los campos magnéticos perpendiculares, se presenta el diagrama de conexiones (ver la fig. 2.6). La bobina mediana está conectada al canal de salida 1 del amplificador

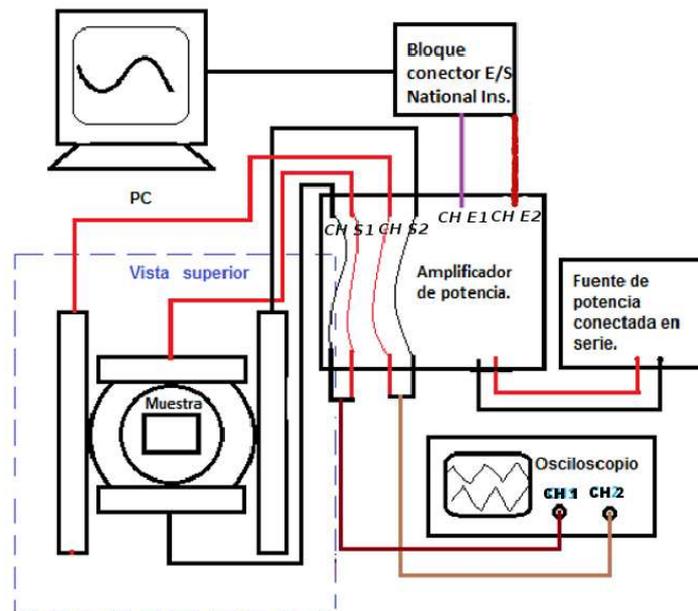


Figura 2.6: Esquema general de conexiones del equipo.

que suministra la corriente para generar el campo y es monitoreada la señal de salida

por medio de un osciloscopio conectado al canal 1. De la misma manera la bobina grande está conectada al canal de salida 2. Mediante el programa que simula a los dos generadores de funciones convencionales se puede seleccionar y ajustar el tipo de señal, frecuencia, amplitud y desfase de las dos señales eléctricas. El primer generador de funciones controla los parámetros del campo magnético producido por la bobina mediana, análogamente el segundo generador de funciones controla los parámetros de campo producido por la bobina grande.

2.1.9 Software de control y procesamiento de imágenes

Hacemos uso de una PC que contiene el software de control y procesamiento de datos, estos programas que se muestran en la tabla 2.1.

Software	Función
Labview 7.1	Modulación de parámetros para controlar el campo magnético.
Spot-Insight	Captura de fotos.
Data studio	Medición de campo magnético.
Reocalc 32	Control de reómetro Brookfield LVDV-III Ultra.
Jandel-Sigma Scan	Procesamiento de imágenes, calculo de longitud promedio de agregados.

Tabla 2.1: Programas utilizados en el desarrollo experimental del trabajo.

2.2 Generación de campos magnéticos senoidales

Se construyó un sistema que consta de un arreglo de tres pares de bobinas de Helmholtz, colocadas perpendicularmente entre sí, capaz de generar tres campos magnéticos, uno en cada eje, el arreglo se muestra en la figura 2.7. Para fines de este trabajo de tesis usamos una combinación de campos en el plano x-y, en el plano horizontal, para modificar la estructura de los agregados formados en función de parámetros externos. Las bobinas están diseñadas para que circule una corriente alterna de amplitud máxima de 4 ± 0.01 A* y una corriente directa de 3 A como máximas, para evitar que las bobinas sufran daños. La intensidad de campo magnético máximo en corriente alterna generado por la bobina mediana es de $B_1 = 95.32 \pm 3.88$ G y para la bobina grande es de $B_2 = 74.413 \pm 4.13$ G.

*Se especifica que el margen de error en la toma de lectura para valores de corriente y voltaje es de ± 0.01 .

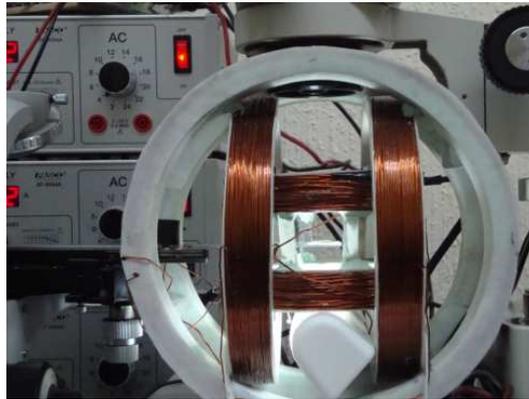


Figura 2.7: Arreglo de bobinas de Helmholtz que generan el campo magnético uniforme en la parte central del sistema.

2.2.1 Calibración del campo magnético de las bobinas

Para la aplicación de un campo rotante a la suspensión MR se requiere que la amplitud de los campos magnéticos sea igual tanto en la dirección x como en dirección y , por lo que es necesario buscar las condiciones necesarias para igualar los campos. Debido a que las dimensiones de los radios de las bobinas no son iguales, una de las bobinas deberá de ser alimentada con más corriente que la otra para generar la misma amplitud de campo magnético. Para esto, se toma el primer generador de funciones, se ajusta a una amplitud de 3.5 V, luego esta señal entra al amplificador y es elevada a un voltaje de 9 V que provee a la bobina mediana una intensidad de corriente de 1.06 A. El sensor de campo magnético registra una intensidad de $H_1 = 25.9$ G en estas condiciones. El siguiente paso consiste en modular la amplitud en el

Amplitud CH 1 (V)	Amplitud CH 2 (V)
0.5	0.53
1	1.1
1.5	1.6
2	2.13
2.5	2.63
3	3.18
3.5	3.72
4	4.28

Tabla 2.2: Correspondencia entre amplitudes para equilibrar el campo magnético de las dos señales eléctricas.

segundo generador de funciones hasta registrar una intensidad $H_2 = 25.9$ G generado por la bobina grande. Se encontró una amplitud de 3.72 V en el segundo generador

de funciones, misma que es elevada por el amplificador a un voltaje 13.5 V y de una intensidad de corriente de 1.39 A. Se realizaron varias pruebas con diferentes amplitudes del generador y encontramos una relación entre las amplitudes de los canales para los cuales se genera el mismo campo magnético en las bobinas, esto se muestra en la tabla 2.2. La relación entre amplitudes está dada como $\frac{CH2}{CH1} = 1.067$ y aunque aparentemente la variación es pequeña es importante tomar en cuenta estos ajustes de amplitud en los canales de entrada del amplificador para evitar la propagación de errores sistemáticos en las intensidades de los campos.

2.3 Cálculo y medición del campo magnético.

En esta sección se da una breve deducción del campo magnético para una bobina de Helmholtz. Posteriormente se procede a calcular cuantitativamente el campo magnético para cada una de las dos bobinas y luego se procede a comparar el campo esperado con el obtenido experimentalmente en el laboratorio. Luego se presenta un análisis de errores experimentales correspondientes a los cálculos del campo en la región donde está presente el fluido.

2.3.1 Cálculo analítico del campo magnético

Una configuración adecuada para generar campos magnéticos relativamente constantes en una pequeña región del espacio es la de las bobinas de Helmholtz. Consiste en elegir 2 bobinas circulares del mismo diámetro conectadas en serie, separadas por una distancia elegida de tal modo que la segunda derivada de \mathbf{B} se anula en un punto del eje que esté a la mitad de la separación entre las bobinas. En esta configuración el campo es cercanamente constante en un volumen de radio r . En seguida damos una breve deducción del cálculo de este campo, la dependencia con el radio y distancia de separación entre las bobinas.

La inducción magnética en un punto del espacio producido por dos bobinas conectadas en serie en las que circula una corriente de intensidad I está dado por [5] :

$$B_z(z) = \frac{N\mu_0 I r^2}{2} \left\{ \frac{1}{((z - a/2)^2 + r^2)^{3/2}} + \frac{1}{((z + a/2)^2 + r^2)^{3/2}} \right\}, \quad (2.1)$$

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{Ns^2}{c^2}$ es la permitividad magnética del vacío, N es el número de espiras de alambre, r es el radio de las bobinas y a es la distancia de separación de las bobinas. Luego de un desarrollo en una serie de Taylor de B_z a segundo orden

alrededor de $z=0$ nos da:

$$B_z(z) \approx B_z(0) - \frac{N\mu_0 I r^2}{2} \frac{6(r^2 - a^2)}{(r^2 + (a/2)^2)^{7/2}} \frac{z^2}{4}. \quad (2.2)$$

Como puede verse de la ecuación anterior, el campo en cualquier punto sobre el eje z es la suma del campo en $z=0$, más un término de orden z^2 . Requerimos que el campo sea lo más uniforme posible en el eje axial esto es $B_z(z) \approx B_z(0)$, esta condición se cumple cuando la segunda derivada es cero y esto sucede al fijar el valor de $a=r$. A partir de esta simplificación podemos deducir la expresión general del campo magnético producido por las bobinas de Helmholtz está dado por

$$B = \frac{8\mu_0}{5^{3/2}} \frac{NI}{r}. \quad (2.3)$$

El campo magnético depende de la intensidad de corriente, el número de espiras y el radio de las bobinas.

Se calcula el campo magnético para cada par de bobinas usadas en el experimento, los valores esperados se muestran en la tabla 2.3.1.

Bobina	r [m]	N	I [A]	B [Gauss]
Mediana	0.0815 ± 0.005	216	1.06 ± 0.01	25.9 ± 3.88
Grande	0.105 ± 0.0047	216	1.39 ± 0.01	25.7 ± 4.13

Tabla 2.3: Datos correspondientes para la estimación del campo magnético esperado.

2.3.2 Medición de campo magnético en el laboratorio

Por otra parte se midió el campo para cada una de las bobinas usando un sensor de campo magnético de la serie PASPORT de PASCO SCIENTIFIC, colocado sobre el eje axial de cada una de las bobinas. Se vario la intensidad de corriente aplicada a las bobinas para cada intervalo de 0.2 A y con ayuda del software *Data Studio* que controla el sensor y grafica el campo magnético en función del tiempo, se midió la amplitud del campo magnético para cada punto como se muestra en la figura 2.8. En ambas bobinas se observa un comportamiento lineal de los datos experimentales y se realiza un ajuste de mínimos cuadrados. Para la bobina mediana se obtiene un ajuste de la forma $H_1 = 25.44A + 0.11$, de igual forma para la bobina grande el ajuste toma la forma $H_2 = 20.25A - 0.61$. La variación del campo en la región donde se localiza la muestra del fluido MR fue aproximadamente de ± 1 G. Estos ajustes fueron útiles para calcular el campo magnético en términos de la corriente aplicada a estas bobinas y estos datos se presentan en la tabla 2.4. Haciendo la

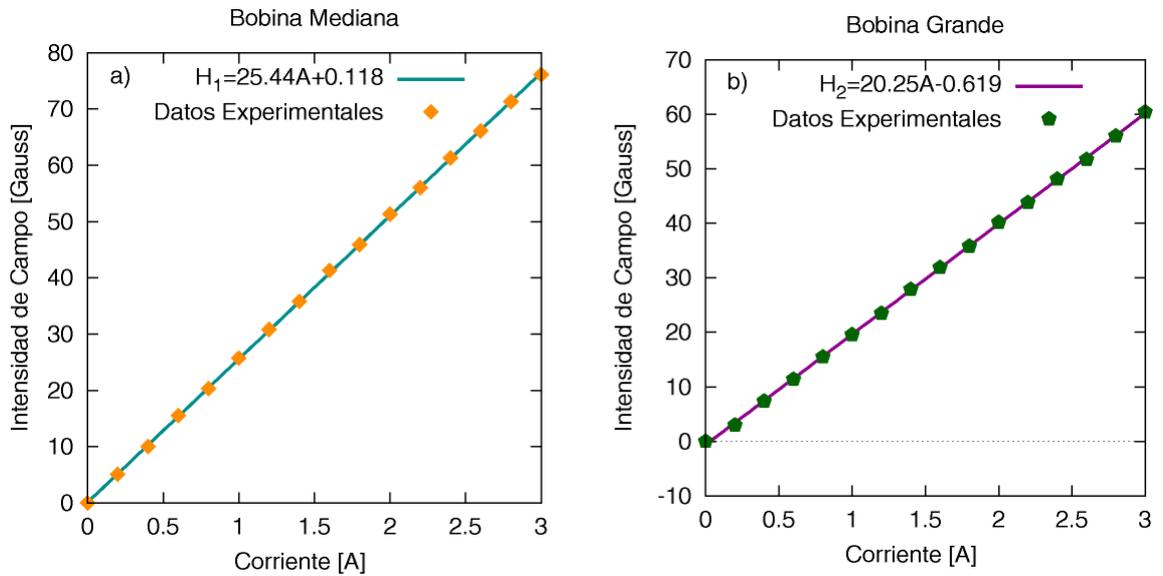


Figura 2.8: Datos recopilados de la dependencia del campo magnético y la corriente aplicada a las bobinas mediana y grande.

Bobina	Notación	Corriente [A]	Campo [Gauss]
Mediana	H_1	1.06 ± 0.01	27 ± 0.372
Grande	H_2	1.39 ± 0.01	27.5 ± 0.416

Tabla 2.4: Estimación experimental del valor de la intensidad de campo para las bobinas.

comparación del valor de la intensidad de campo magnético, encontramos que para la bobina mediana presenta un margen de error del 4.07 % respecto al valor calculado teóricamente. De la misma manera para la bobina grande un error del 6.5 %.

2.4 Suspensión MR: materiales y procedimiento

En esta sección describimos los materiales utilizados para preparar los fluidos MR (aceite lubricante, micropartículas magnéticas), así como la medición de sus propiedades físicas. Además se describen los procedimientos seguidos para la toma de mediciones.

2.4.1 Medición de viscosidad del líquido

Usamos un reómetro Brookfield LVDV-III Ultra de geometría cono-plato, el cual mide la viscosidad del fluido a través de controlar y variar la rapidez de corte y obtener el esfuerzo cortante resultante. Sabemos que la viscosidad es una cantidad física que depende sensiblemente de la temperatura, por lo que ésta es controlada mediante un baño refrigerante TC-6021 de Brookfield. Mantenemos la temperatura del sistema a 20°C . El sistema refrigerante emplea agua desionizada que circula a través del plato por medio de dos mangueras de hule. La muestra de fluido MR requerida para las mediciones es de 2 ml.

Este reómetro tipo rotacional tiene la modalidad de poder ser operado por medio de una PC mediante el software de control *Reocalc 32*. Para la medición de la viscosidad primero se nivela el reómetro. Se vierte la muestra en el plato y luego se acciona el dispositivo que hace girar el cono. El cono gira sobre el fluido con una velocidad angular controlada, produciendo una torca que es medida y registrada por el aparato. Se programa este reómetro para que funcione en un intervalo de tiempo de 20 minutos, variando la velocidad de giro del cono. Se observó en los primeros instantes que la viscosidad se incrementó poco a poco a medida que se establecía el equilibrio termodinámico entre el fluido y el plato. Las mediciones de viscosidad de los primeros 4 minutos fueron eliminados, para asegurar que el sistema se encuentre en un estado de equilibrio termodinámico. El resto de las mediciones fueron promediadas. La viscosidad promedio encontrada fue de 15.62 cP.

2.4.2 Curva de Magnetización para magnetita mineral

En general existen dos tipos de materiales magnéticos: materiales magnéticos blandos y magnéticos duros. Los blandos se utilizan para aplicaciones en las cuales

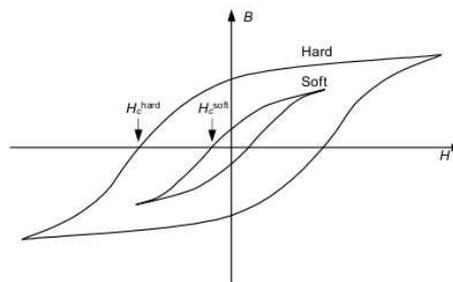


Figura 2.9: Ciclo de Histéresis, característico en materiales de tipo ferromagnético. Para materiales magnéticos blandos las fuerzas coercitivas H_c son más estrechas y para materiales magnéticos duros H_c son más extendidas.

el material debe imanarse y desimanarse con gran facilidad. Por otra parte los materiales magnéticos duros se utilizan para aplicaciones donde se requiera que la imanación sea permanente en el material. Estos materiales blandos presentan ciclos de histéresis muy estrechos lo que hace posible la fácil imanación y desimanación, dado que el material presenta pequeñas fuerzas coercitivas. Lo contrario ocurre en los materiales magnéticos duros.

Las micropartículas usadas en este trabajo se obtuvieron de una ferrita de magnetita mineral (Fe_3O_4), un óxido de hierro en grano de alrededor de $500 \mu m$. Para obtener partículas de menor tamaño las partículas se trituran en un molino de bolas. Luego las partículas son pasadas por tamices para seleccionar partículas más pequeñas y reducir la dispersión de tamaños. Las partículas que usamos en nuestros experimentos son de un diámetro promedio de $78.29 \mu m$, con una densidad promedio de $5.1 \pm 0.1 \text{ g/cm}^3$. Se determinó la curva de magnetización de las partículas de

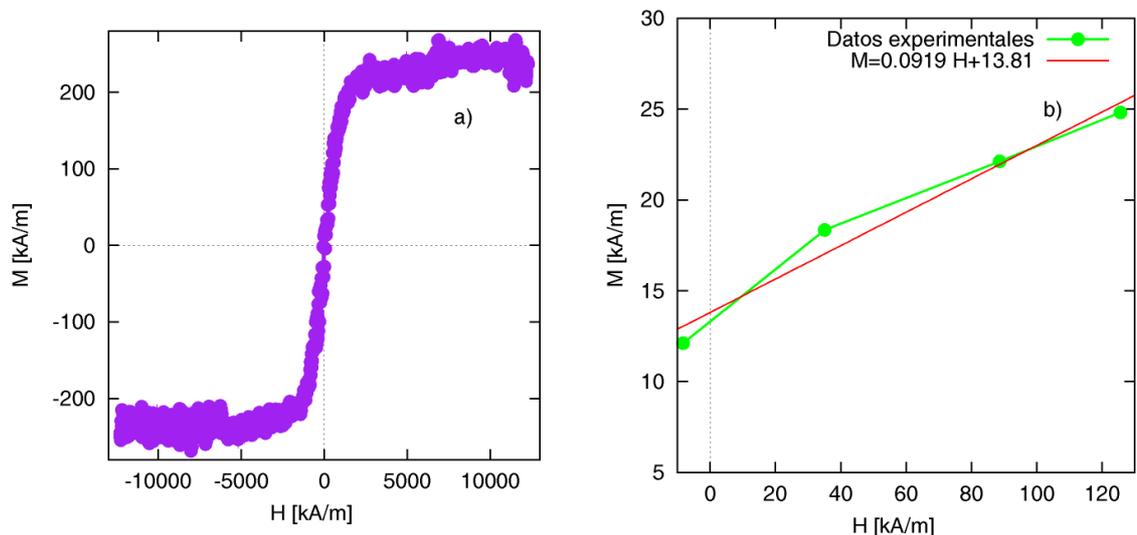


Figura 2.10: a) Curva de magnetización correspondiente a estas partículas, se observa que corresponde a un material magnético suave. b) Ajuste lineal a los datos de magnetización contra intensidad de campo.

magnetita mineral usadas para el presente estudio como se muestra en la figura 2.10 a).

Las muestras de magnetita se encapsularon en tubos capilares de $\approx 0.5 \text{ cm}$ de longitud, se usó una masa de $m_p = 0.019 \text{ g}$. Se obtuvo la curva de magnetización usando un Magnetómetro de muestra vibrante LDJ 9600, que sirve para la medición de las propiedades magnéticas de todo tipo de material aplicando campos relativamente elevados. La medición se realiza haciendo vibrar una muestra magnetizada en presencia de dos bobinas contrapuestas de igual número de vueltas. La muestra

se ubicada aproximadamente en la parte central de las bobinas y se hace vibrar la muestra. El movimiento de la muestra genera una fem en ambas bobinas que se suman, y así se detecta la magnetización de la muestra. A partir de los datos obtenidos por el magnetómetro, la magnetización e intensidad de campo se dan en el sistema de unidades C.G.S, M[emu] y H[Oersted]. Los datos de intensidad del campo se multiplican por un factor de 5.32, este es un factor de calibración propio del estado actual del magnetómetro, esto es $5.32 \times H' = H[\text{Oersted}]$. Para la magnetización de las partículas, los datos se multiplican por un factor de 10, esto es $10 \times M'/m_p = M[\text{emu/g}]$. Luego hacemos las conversiones necesarias para expresar los datos obtenidos en el sistema M.K.S, esto es $1 \text{ Oe} \rightarrow \frac{1}{4\pi} k \frac{A}{m}$. Para cambiar los datos de magnetización M , basta multiplicar a esta magnetización por la densidad del material y aplicar la conversión $1 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3} \rightarrow 1 k \frac{A}{m}$. Después de la calibración y conversión de unidades, en la figura 2.10 a), se presenta la curva de magnetización correspondiente a las partículas utilizadas.

Para el desarrollo de los experimentos usamos un ajuste lineal de la intensidad de campo aplicado con la magnetización dado por $M = 0.0919H + 13.81$, en el rango comprendido por $-8.288 \leq H(kA/m) \leq 125.599$ y $12.12 \leq M(kA/m) \leq 24.82$. Estos datos fueron extraídos de la curva de magnetización 2.10 a), ya que como se observa en este rango presenta un comportamiento lineal de los datos. A partir de este ajuste se encontró que la magnetización espontánea inducida en las partículas fue de $M_e = 13.99 \text{ kA/m}$ cuando la suspensión MR fue sometida a una intensidad de campo de $H_0 = 2.061 \text{ kA/m}$, que corresponde en el sistema gaussiano a $H_0 = 25.9 \text{ G}$. A partir de la curva de magnetización puede determinarse que la magnetita es un material ferrimagnético.

2.4.3 Proceso y metodología

Para la preparación de las muestras de dispersiones MR se uso una concentración de partículas $\phi_{2D}^\dagger = 0.00112$. Estas partículas se dispersan en un aceite de baja viscosidad, $\eta = 15.62 \text{ cP}$, dentro de la celda en forma de paralelepípedo descrita anteriormente. Esperamos un lapso de 30 segundos para lograr que las partículas se sedimenten en el fondo del recipiente. Posteriormente la muestra se agita homogéneamente usando un pincel, esto es para deshacer cúmulos de partículas. Se procede a fijar la muestra en la parte central del arreglo de bobinas de tal manera que los campos actúen perpendicularmente entre sí en el plano horizontal donde se encuentra la muestra de fluido MR.

La toma de fotografías se realiza usando el microscopio óptico al que se acopló la

[†]Concentración bidimensional de partículas definida como fracción superficial que ocupan las partículas en una superficie total.

cámara digital. Es importante que el sistema donde se localiza la muestra esté lo más nivelado posible, para que las partículas se sedimenten en el fondo homogéneamente y además se debe evitar que se presenten vibraciones mecánicas externas que puedan alterar el movimiento del fluido MR. El área visual del microscopio abarca el área total de la muestra, esto con el fin de observar la totalidad de las partículas. En seguida se muestran algunas imágenes tomadas durante el proceso de observación de la muestra de fluido MR. En ausencia de campo las partículas permanecen dispersas como se muestra en la figura 2.11 a), al activar el campo magnético las partículas rápidamente son alineadas en dirección del campo, formando estructuras alargadas en forma de cadenas como se presenta en la 2.11 b). Tras activar el campo

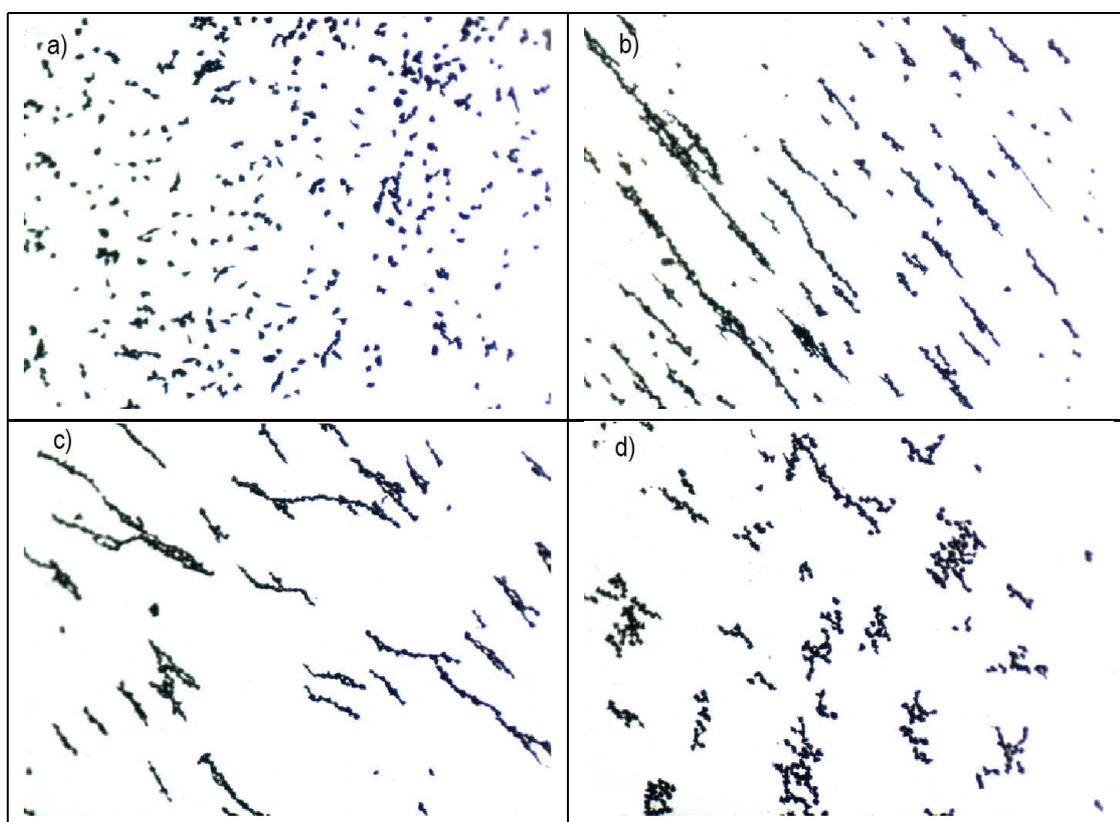


Figura 2.11: a) Dispersión MR en ausencia de campo, b) Dispersión MR al activar el campo 25.9 G, c) Dispersión MR a frecuencias bajas de rotación de campo d) y Dispersión MR a frecuencias altas de rotación de campo.

magnético dependiente del tiempo, las cadenas empiezan a moverse siguiendo al campo magnético. Al girar las cadenas se deforman como se puede observar en la figura 2.11 c). Finalmente para frecuencias muy altas las cadenas se deforman,

formando agregados en forma de cúmulos de partículas, como se muestra en 2.11 d).

2.4.4 Procedimiento experimental para calcular longitud promedio de agregados

La muestra es sometida a los campos magnéticos durante 60 segundos. Después de este tiempo se captura una fotografía, luego se reajustan los parámetros y se detiene el programa (se desactiva el campo). Se dispersa el fluido MR nuevamente y se repite el proceso.

Las fotos obtenidas son tratadas digitalmente para aumentar el contraste en la imagen y estas se procesan usando el software *Sigma Scan Pro 4.0* de *Jandel Scientific*. El programa identifica las cadenas y calcula la longitud de su semieje mayor de cada una. Para la calibración de la longitud usamos un micrómetro de $1000 \mu\text{m}$. De los datos obtenidos se desprecian las longitudes menores a $50 \mu\text{m}$ pues corresponde a polvo, partículas aisladas, etc. Se calcula el promedio de las longitudes de las cadenas. A partir de estos datos se obtienen las gráficas del comportamiento de la longitud promedio como función de varios parámetros.

Capítulo 3

Resultados experimentales

En este capítulo estudiamos la dependencia de la longitud promedio de los agregados en fluidos MR bajo diferentes condiciones de los campos senoidales a los que se expone. Comenzamos con el caso particular de aplicar campos magnéticos rotantes para explorar la estructura de estos agregados. Posteriormente la dispersión se somete a una combinación de campos magnéticos, generados por ondas senoidales que se superponen para dar lugar a distintas formas resultantes del campo efectivo. Se determina la longitud promedio de las cadenas formadas al aplicar estos campos que varían en el tiempo en función de los parámetros de intensidad de los campos, frecuencia y diferencia de fase entre ellos.

3.1 Campo rotante

En esta sección se analiza el comportamiento de la longitud promedio de los agregados en una muestra sometida a un campo rotante. Este tipo de campo se obtiene cuando el desfaseamiento entre los dos campos senoidales es de $\pi/2^*$, teniendo la misma frecuencia y amplitud.

3.1.1 Longitud promedio como función de la frecuencia angular del campo magnético rotatorio

Para las mediciones se mantuvo la amplitud de campo $H_1=H_2=25.9$ G y se variaron ambas frecuencias de oscilación. En un principio cuando las frecuencias son iguales

*En este trabajo las unidades para la fase entre los dos campos senoidales perpendiculares se expresan en radianes, por lo que no se escribirán las unidades.

a cero, la longitud de las cadenas es máxima, ésto corresponde a la aplicación de un campo magnético constante de magnitud H_1 en una dirección arbitraria. Para frecuencias distintas a cero los agregados rotan de manera sincronizada con el campo, siempre que las frecuencias sean bajas. Se observa que a bajas frecuencias de rotación

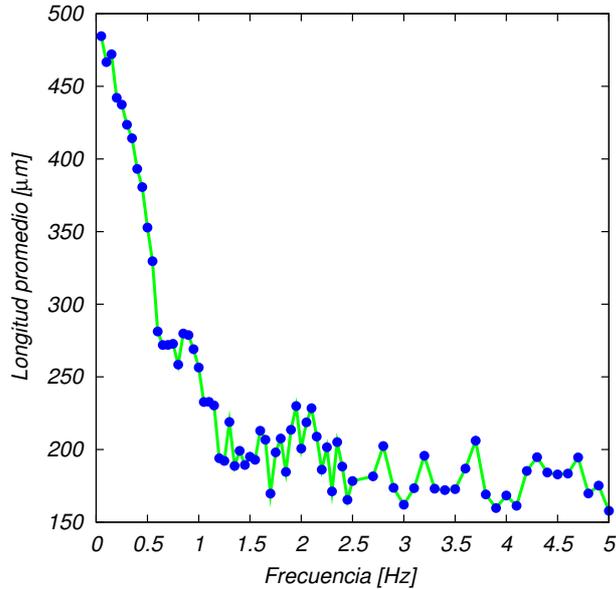


Figura 3.1: Valores obtenidos de la longitud promedio de los agregados con la frecuencia de oscilación de los campos.

del campo, se forman cadenas bien definidas. Conforme se incrementa la frecuencia angular la longitud promedio de las cadenas va decreciendo. Esto se debe a que la fuerza dipolar magnética que mantiene unidas a las cadenas no es suficiente para vencer la fuerza de resistencia que presenta el fluido sobre las partículas en los extremos las cuales se disgregan. La dirección del campo cambia a cada instante y cada vez más rápido cambia si aumenta la frecuencia, provocando que las cadenas largas sufran ruptura y se formen cadenas más cortas. Para frecuencias angulares mayores, a partir de $f \approx 1.5$ Hz (ver figura 3.1), se observa que la longitud promedio permanece casi constante presentando algunas fluctuaciones. A estas frecuencias no se logra la agregación de partículas en forma de cadenas, sino que se forman solamente pequeños cúmulos de partículas.

Encontramos que el valor de la frecuencia de rotación crítica, correspondiente a la condición $Mn=1$, es $f_c=1.740$ Hz. Para frecuencias menores a esta frecuencia crítica se presentan cambios notables como función de la frecuencia en la formación de agregados, sin embargo para valores por arriba de f_c , la acción de la rotación del campo limita la formación de agregados. Experimentalmente se ha observado en la gráfica 3.1 que a partir de una cierta frecuencia $f \approx 1.2$ Hz, la longitud promedio de

las cadenas cambia lentamente en el tiempo siendo pequeña en todos los casos. En estos casos la frecuencia de rotación favorece la disgregación de partículas. A estas frecuencias es imposible que las cadenas sigan la dirección preferencial del campo, debido a la presencia del medio viscoso.

En seguida presentamos el comportamiento de la longitud promedio como función de la frecuencia de rotación del campo y del número de Mason, respectivamente, vease la figura 3.2. Como puede notarse existen frecuencias para las cuales existen fluctuaciones en la longitud promedio, estos valores corresponden a 0.85, 1.7 y 1.95 Hz. Estos cambios notables de longitud pueden asociarse con posibles regiones de

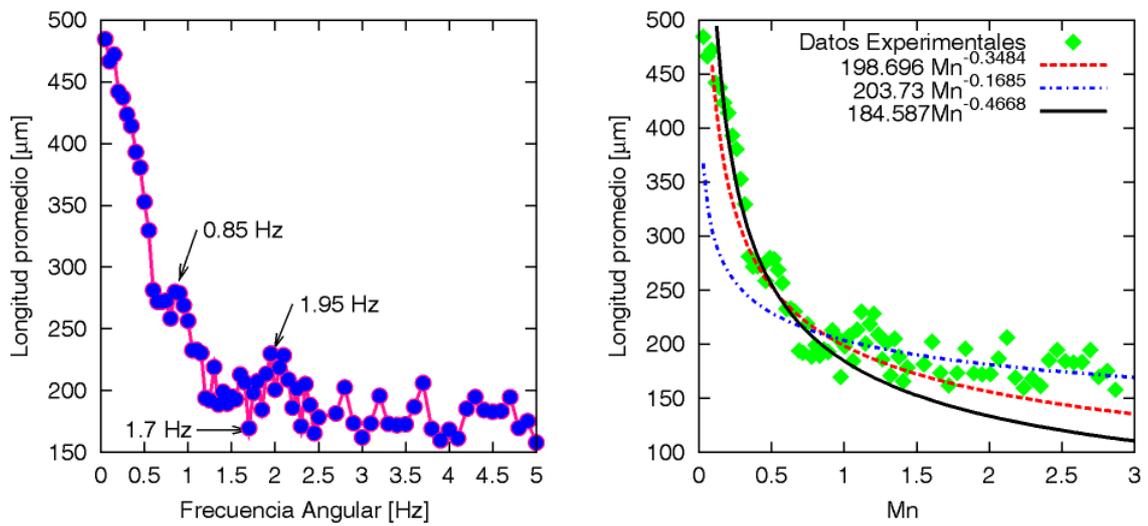


Figura 3.2: Dependencia de la longitud con la frecuencia de oscilación de los campos en comparación con el número de Mason.

estabilidad mecánica de cadenas formadas al variarse la frecuencia de rotación de campo. Proponemos, a partir de lo observado a través del microscopio, que las cadenas formadas son rígidas para frecuencias de rotación del campo $f < 0.85$ Hz. En el rango de frecuencias comprendido entre $0.85 \text{ Hz} < f < 1.7$ Hz, las cadenas se deforman tomando forma de espiral. Para valores de superiores a 1.95 Hz las interacciones de fuerzas hidrodinámicas son dominantes sobre las fuerzas dipolares y se forman pequeños cúmulos.

Se puede apreciar que el comportamiento de la longitud promedio presenta un cambio cualitativo, alrededor de $Mn \approx 1$, a una frecuencia crítica de rotación del campo de $f_c = 1.75$ Hz. Se presentan dos regímenes para el número de Mason, uno a cada lado de $Mn = 1$. Realizamos ajustes de los datos en leyes de potencia de Mn para valores de $Mn < 1$ y $Mn > 1$ que enseguida se describen. Para valores de $Mn < 1$ la frecuencia de rotación de campo es pequeña y favorece las interacciones

dipolares entre partículas por lo que se forman cadenas rígidas de gran longitud, en este caso la acción de la rotación del campo no induce la destrucción de las cadenas. La longitud promedio en función del número de Mason es $\bar{L} = 184.587Mn^{-0.4668}$. De la misma manera la longitud promedio decae con la frecuencia de rotación del campo de la forma $\bar{L} \propto f^{-0.4668}$. Teóricamente este último tipo de comportamiento concuerda con lo predicho por un modelo de cadena desarrollado para el caso de fluidos electro-reológicos sujetos a un flujo de corte constante, el cual predice un comportamiento de la forma $\bar{L} = Mn^{-0.5}$ [14]. En un trabajo previo se ha encontrado que la longitud promedio en función de Mn sigue un comportamiento de ley de potencias con exponente de -0.45 con el número de Mason [10]. En otro estudio similar a bajas frecuencias de rotación se encontró el comportamiento $\bar{L} \propto f^{-0.51}$ [7].

Para valores de $Mn > 1$, la longitud promedio decrece lentamente de la forma $\bar{L} = 203.73Mn^{-0.1685}$. Al incrementar la frecuencia de rotación del campo se dificulta la formación de cadenas, reduciendo su tamaño. Para números de $Mn \gg 1$ cuando la rotación de campo es extremadamente rápida, los agregados más pequeños rotan muy rápido y se induce a la formación de cúmulos de partículas que permanecen prácticamente inmóviles.

3.1.2 Importancia de la intensidad de campo en la agregación de partículas

En la figura 3.3 se presenta la dependencia de la longitud promedio de las cadenas en función de la intensidad de campo magnético cuando el sistema se caracteriza por un $Mn=0.437$. Se observa que la longitud se incrementa con la intensidad de campo aplicado, la dependencia es lineal siendo de la forma $\bar{L} = 3.709H + 138.514$. Al

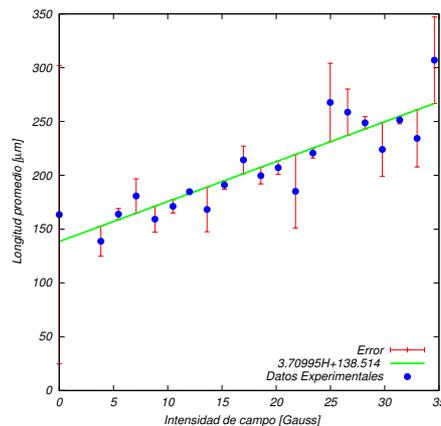


Figura 3.3: Dependencia lineal de la longitud promedio con la intensidad de campo magnético.

incrementar la intensidad de campo, se induce una mayor magnetización sobre las partículas haciendo que la fuerza dipolar magnética entre las partículas sea mayor y por lo tanto las uniones son más estables. Se observa que algunas cadenas colisionan con los extremos de otras cadenas vecinas al girar alrededor de su eje. Las cadenas de mayor longitud generalmente se traslapan unas con otras ocasionando que se rompan y se vuelvan a unir cíclicamente. Inicialmente en promedio las cadenas presentan una longitud de $138.514 \mu m$ en ausencia de campo. Al aplicar el campo desde (0-35) G se alcanza una longitud máxima de $268.329 \mu m$, en estas condiciones la longitud promedio de las cadenas se incrementa en un 93.7% de su longitud inicial.

3.2 Longitud promedio de las cadenas al variar fase, manteniendo fijas la amplitud y frecuencia de los campos

Para el desarrollo de estos experimentos se mantuvieron ambas frecuencias a 0.5 Hz, se aplicó una intensidad de campo magnético $H_1=H_2=25.9$ G y se realizó un barrido de la diferencia de fase entre las dos señales eléctricas. Encontramos un

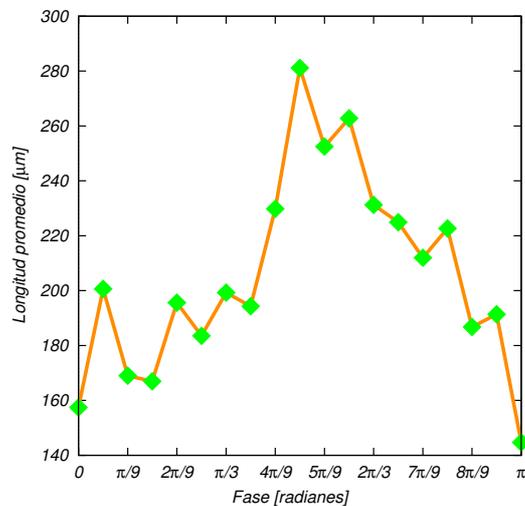


Figura 3.4: Dependencia de la longitud con la diferencia de fase entre los campos. Se presenta un comportamiento simétrico al rededor de la fase $\pi/2$.

máximo de la longitud promedio de las cadenas cuando la diferencia de fase es $\pi/2$ (ver la fig. 3.4). Esta configuración corresponde a la aplicación de campo

rotante, donde la magnitud del campo magnético permanece constante y únicamente cambia de dirección a cada instante. Al incrementar la intensidad de campo el comportamiento es similar. También observamos que para las diferencias de fases 0 y π , la longitud promedio de las cadenas es mínima. Para estas fases la forma del campo magnético es de tipo senoidal en las dos direcciones \hat{x} y \hat{y} , por lo que la intensidad de campo aumenta y disminuye simultáneamente en ambas direcciones. A partir de observaciones realizadas con el microscopio óptico se observó la formación de cadenas en forma similar a cuando se aplica un campo constante. Para diferencias de fase en el rango de $(0-\pi/2)$, la longitud promedio de cadenas es creciente y en el rango, $(\pi/2-\pi)$ es decreciente.

3.2.1 Longitud promedio de los agregados al variar fase

Cuando la frecuencia, de las señales cumplen que $f_2 = 2f_1$, se observa que existen diferencias de fase donde la longitud promedio de las cadenas es máxima y diferencias de fase donde existen mínimos. Como puede observarse en la figura 3.5, nuestra

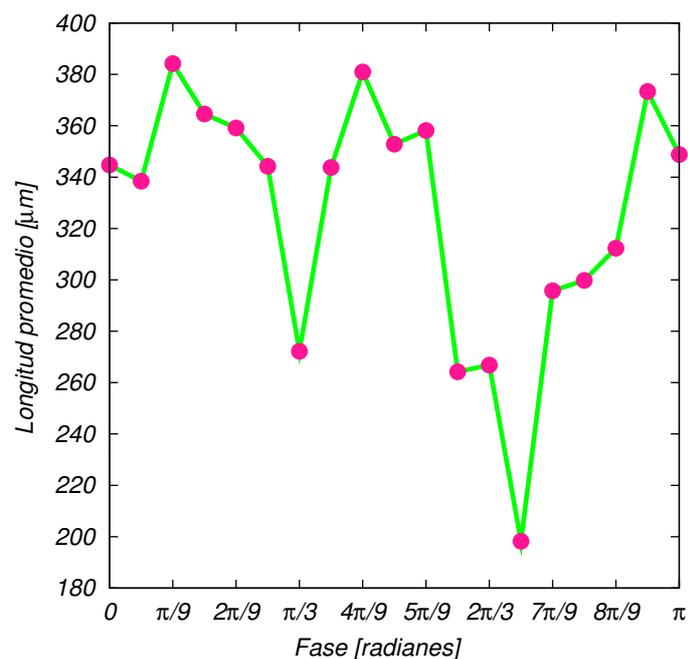


Figura 3.5: Comportamiento de la longitud promedio para distintos valores de fase de las ondas senoidales de campo magnético. Fijando $f_1=0.5$ Hz y $f_2=1$ Hz.

muestra presenta tres fases para las cuales la longitud promedio es máxima ($\pi/9$, $4\pi/9$, $17\pi/18$) y dos donde la longitud promedio es mínima ($\pi/3$, $13\pi/18$). Es muy probable que para las fases donde la longitud es máxima, el campo magnético efectivo

tiene una mayor intensidad, induciendo por consecuencia una máxima magnetización a las partículas, logrando que las partículas se mantengan más fuertemente unidas ante los cambios de dirección del campo magnético y la resistencia que opone el fluido.

En seguida se presentan los resultados de la longitud promedio de las cadenas en el caso cuando $f_1=0.5$ Hz y $f_2=1.5$ Hz y cuando $f_1=1$ Hz y $f_2=1.5$ Hz manteniendo una intensidad de campo de 25.9 G (véase la figura 3.6). En 3.6 a) se observa

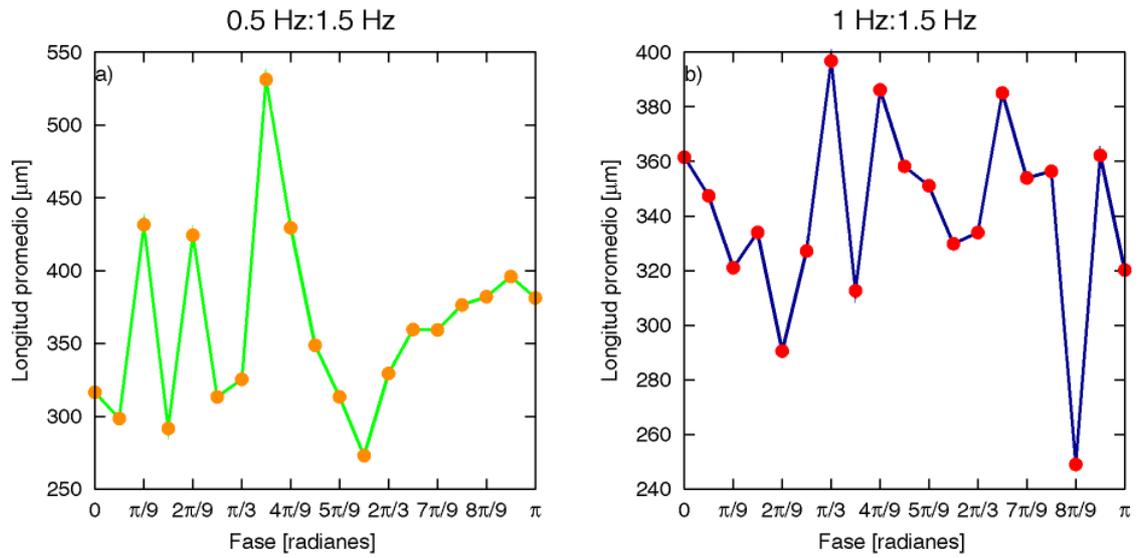


Figura 3.6: Barrido de diferencia de fase para distintas frecuencias $f_1:f_2$.

que existen longitudes promedio máximas que corresponden a la diferencia de fase de $\pi/9$, $2\pi/9$, $7\pi/9$ y $17\pi/9$. Posiblemente para estas fases las ondas interfieren constructivamente creando condiciones donde en promedio es mayor la intensidad de campo magnético induciendo una magnetización suficiente mayor y consecuentemente induciendo a la formación de agregados más grandes. En cambio para las fases correspondientes a longitudes más bajas se generan las condiciones tales que la oscilación del campo favorece menos la formación de agregados.

De manera semejante el inciso 3.6 b) la longitud promedio presenta fluctuaciones cuando se varía la fase entre las ondas senoidales. Se presentan longitudes promedio máximas para las fases correspondientes $\pi/3$, $4\pi/9$ y $13\pi/9$. Encontramos que existe una fase donde la longitud promedio es mínima; ésto ocurre cuando la diferencia de fase entre las ondas senoidales es de $8\pi/9$.

3.2.2 Longitud promedio de los agregados al variar una de las frecuencias

Se determinó el comportamiento de la longitud promedio en el caso donde se fija una de las frecuencias f_1 y se realiza un barrido sobre la otra frecuencia f_2 , manteniendo la misma intensidad en ambos campos y una diferencia de fase igual a 0. Este

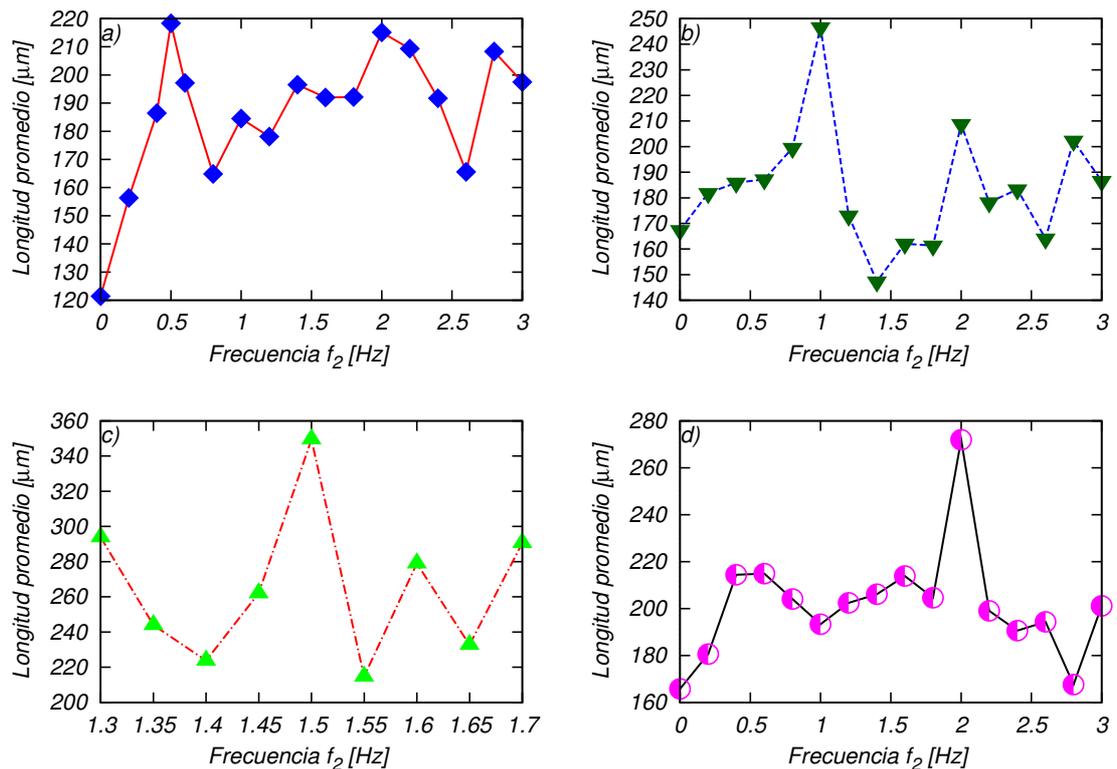


Figura 3.7: Comportamiento de la longitud promedio variando la frecuencia f_2 , manteniendo la fase igual a cero y manteniendo f_1 : a) $f_1=0.25$ Hz, b) $f_1=0.5$ Hz, c) $f_1=0.75$ Hz, d) $f_1=1$ Hz. En todos los casos se observa un máximo en la longitud cuando $f_2=2f_1$.

caso presenta un hecho muy interesante, la longitud promedio alcanza un máximo cuando la segunda frecuencia es el doble de la primera, esto es cuando $f_2 = 2f_1$, para cualquier frecuencia f_1 . En la figura 3.7 se presentan diferentes casos en donde se observa este interesante resultado. Como puede apreciarse para el caso donde $f_1=0.75$ Hz y $f_2=1.75$ Hz se alcanza una longitud promedio de $350 \mu m$, valor superior a los encontrados en mediciones anteriores.

Ahora se describen los resultados para dos casos donde se mantiene una diferencia de fase entre las señales de $\pi/4$ y $\pi/2$. Fijando la frecuencia $f_1=0.5$ Hz y haciendo variar la frecuencia f_2 cuando se aplica una intensidad de campo de $H=25.9$

G, como se describe enseguida. Para la frecuencia $f_2=0$ en ambos casos, se tiene el caso de la aplicación de un campo constante y un campo oscilatorio transversal. El campo efectivo tiene la forma $\mathbf{H} = H_0(\sin(\pi t)\hat{x} + \sin(\delta)\hat{y})$, donde la intensidad del campo $H_0=25.9$ G. Se observa que en esta condición la longitud promedio de las cadenas es máxima. Comparando las longitudes promedio para a) $\bar{L} \approx 215 \mu m$ y b) $\bar{L} \approx 387 \mu m$ se observa una gran diferencia de estas longitudes, esto se debe a que el valor de la intensidad de campo aplicado entre ellas, mostrando que se generan cadenas más largas si el desfaseamiento es $\pi/2$. Para el inciso a), el comportamiento

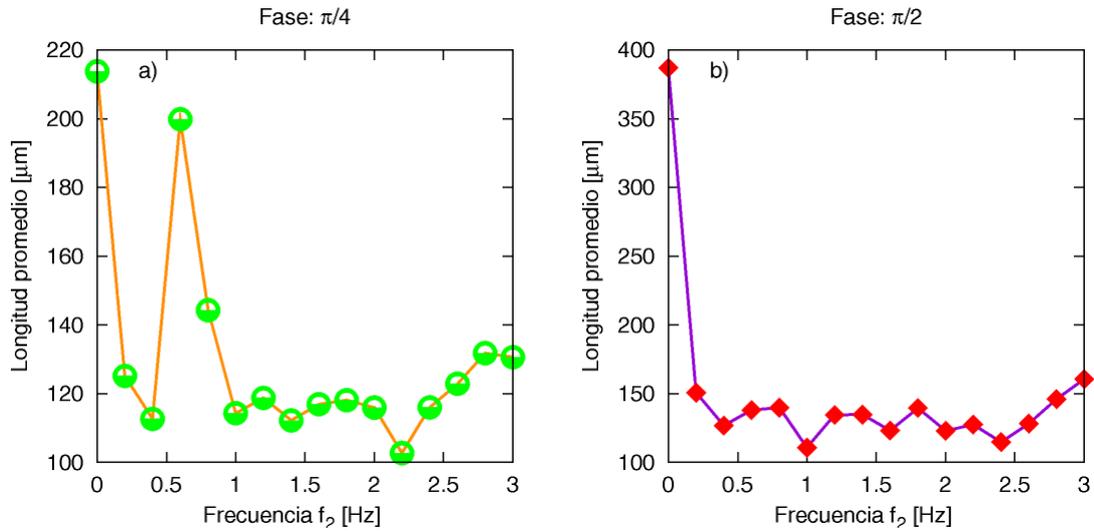


Figura 3.8: Comportamiento de la longitud promedio al variar la segunda frecuencia.

de la longitud promedio decae rápido hasta ≈ 0.5 Hz, luego la longitud promedio se incrementa repentinamente en la frecuencia $f_2=0.6$ Hz. Considerando frecuencias más grandes de $f_2=1$ Hz, la longitud promedio presenta fluctuaciones en el rango comprendido entre (100-140) μm .

Ahora si la diferencia de fase de las ondas senoidales es $\pi/2$, se observa que la longitud promedio decae abruptamente de 387 μm a 0 Hz hasta 150 μm a 0.5 Hz. De los estudios de microscopía se observó que las estructuras alargadas (cadenas) presentan una longitud mayor cuando $f_2=0$ Hz. Para frecuencias mayores la longitud permanece casi constante en el tiempo con fluctuaciones en el rango de (100-160) μm . Los agregados para este rango de frecuencias son cadenas que están orientadas en dirección resultante del campo y cúmulos gruesos de partículas poco alargadas.

3.3 Evolución temporal de la frecuencia angular promedio

Mostramos el comportamiento de la frecuencia angular promedio de las cadenas cuando fijamos $f_1=1$ Hz y variamos la segunda frecuencia cuando el desfase de los campos es cero. Observamos en la figura 3.9 que cuando ambas frecuencias

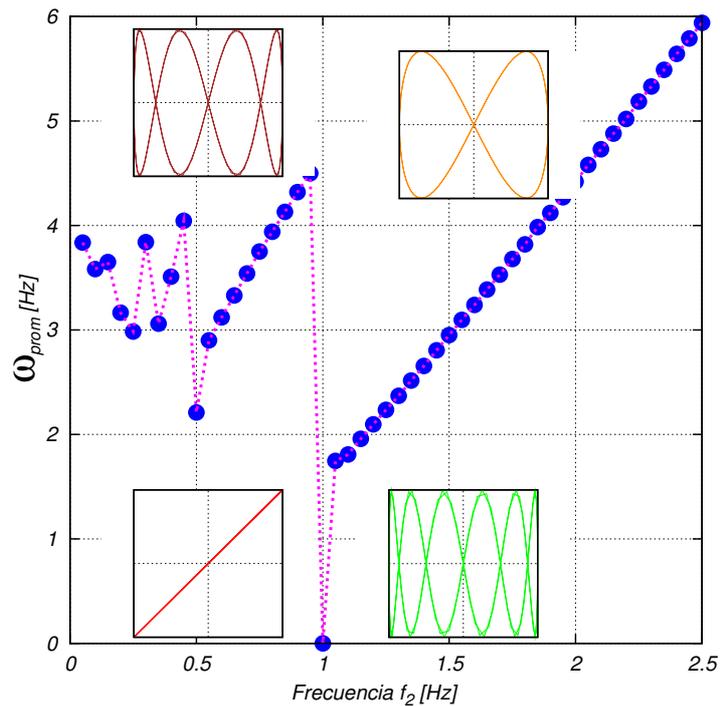


Figura 3.9: Comportamiento de la frecuencia angular promedio al variar f_2 , incluyendo la forma del campo en el tiempo para 0.9, 1, 1.1 y 2 Hz.

coinciden, la frecuencia angular promedio del campo se anula como era de esperarse. Para este valor umbral de frecuencia $f_2=1$ Hz, se observa que alrededor de este punto la frecuencia promedio es diferente de cero. Para frecuencias mayores a 1.1 Hz, ω_{pro} crece linealmente con la frecuencia f_2 sin discontinuidades aparentes. Sin embargo experimentalmente se observa, (ver la Fig. 3.7), que la longitud promedio alcanza un máximo local. De esta figura concluimos que el comportamiento del promedio del número de Mason no se correlaciona con el comportamiento de la longitud promedio. En el siguiente capítulo proponemos una forma de obtener una frecuencia promedio que si presenta un comportamiento crítico que coincide con los datos experimentales.

Capítulo 4

Análisis teórico

4.1 Modelo de agregación de partículas en campo dependiente del tiempo.

Una contribución importante de este trabajo de tesis es la propuesta de un valor promedio del número de Mason cuyo comportamiento esta correlacionado con el comportamiento de la longitud promedio.

4.1.1 Modelamiento en términos de parámetros externos.

Consideremos una distribución de partículas que se encuentran homogéneamente dispersas en un fluido MR en un plano x-y sometida a un campo efectivo de la siguiente forma:

$$\mathbf{H} = H_1 \sin(\omega_1 t + \delta) \hat{\mathbf{i}} + H_2 \sin(\omega_2 t) \hat{\mathbf{j}}, \quad (4.1)$$

donde H_1 y H_2 son las amplitudes máximas de los campos magnéticos aplicados, mutuamente perpendiculares, ω_1 y ω_2 son sus frecuencias angulares y δ es la diferencia de fase entre ellos. Como primera aproximación consideramos que nuestras partículas usadas son esféricas y del mismo tamaño de radio a , ésto ayuda a simplificar cálculos. Por lo tanto las partículas presentan el mismo momento dipolar magnético $\mathbf{m} = \frac{4\pi a^3}{3} \mathbf{M}$, donde \mathbf{M} es la magnetización de cada partícula la cual está dada en términos del campo efectivo \mathbf{H} dado por la relación $\mathbf{M} = \chi_p \mathbf{H}$, siendo χ_p la susceptibilidad magnética de las partículas. La magnitud de la magnetización inducida en las partículas cuando se aplica la misma intensidad de campo en las direcciones (\mathbf{x}, \mathbf{y}) , está dada por:

$$M = \chi_p H_0 \sqrt{\sin(2\pi f_1 t + \delta)^2 + \sin(2\pi f_2 t)^2} \quad (4.2)$$

donde f_1 , f_2 , δ son parámetros ajustables y denotamos $\chi_p H_0$ como amplitud de la magnetización.

Por otro lado, a partir de las componentes del campo magnético podemos encontrar el desplazamiento angular del campo con el eje x, esto es

$$\theta = \arctan\left(\frac{H_2 \sin(\omega_2 t)}{H_1 \sin(\omega_1 t + \delta)}\right). \quad (4.3)$$

Si las cadenas siguen el campo, situación de nuestro interés, entonces la velocidad angular $\frac{d\theta}{dt}$ de la cadena en términos de los parámetros de amplitud, frecuencia y diferencia de fase podemos obtenerla de la ecuación 4.3. La expresión general de la frecuencia angular está dada por

$$\omega = H_1 H_2 \frac{\omega_2 \sin(\omega_1 t + \delta) \cos(\omega_2 t) - \omega_1 \sin(\omega_2 t) \cos(\omega_1 t + \delta)}{H_1^2 \sin^2(\omega_1 t + \delta) + H_2^2 \sin^2(\omega_2 t)}. \quad (4.4)$$

Como hemos mencionado anteriormente la dinámica de agregación de partículas cuando se aplica el campo magnético rotatorio viene expresada en términos del número de Mason. En ese caso la frecuencia angular de rotación del campo permanece constante, así como la intensidad de campo, induciéndose una magnetización constante sobre las partículas. En nuestro caso más general, durante la aplicación de los campos senoidales la magnetización inducida en las partículas y la frecuencia angular varían en el tiempo. Proponemos que un promedio del número de Mason nos permita explicar en términos generales el comportamiento de la longitud promedio de los agregados. Proponemos un promedio del número de Mason de la siguiente forma, basada en la ec. 1.10

$$\bar{Mn} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{12^2 \eta \omega}{\mu_0 M^2} dt, \quad (4.5)$$

donde ω , M , se describen por las ecs. (4.2, 4.4), y T es un período arbitrario. Tanto la frecuencia angular como la magnetización inducida en las partículas dependen de los parámetros de frecuencia, diferencia de fase y el tiempo. Cuando $Mn < 1$ la agregación lateral ayuda a la formación de cadenas de longitud mayor; esto sucede

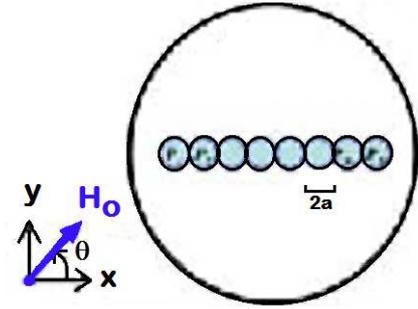


Figura 4.1: Componentes del campo magnético en una cadena lineal.

porque las cadenas giran sincronizadamente con el campo aplicado. Sin embargo, para valores de Mn más allá de 1, las cadenas no alcanzan a seguir la dirección del campo, esto se debe a que para frecuencias altas la oscilación del campo es tan rápido que ocasiona que las cadenas permanezcan casi inmóviles y el movimiento que adquieren no favorece la agregación lateral. En la próxima sección proponemos un promedio del número de Mason que considera solamente valores menores a 1, dado que cuando el valor calculado de $\bar{M}n$ es mayor que 1, en realidad las cadenas no siguen al campo y por lo tanto el movimiento oscilatorio resultante no contribuye a la agregación.

4.2 Análisis numérico del número de Mason

En los siguientes cálculos consideramos que la intensidad de los campos magnéticos tienen la misma amplitud, $H_0=2061$ A/m. A partir del ajuste lineal de la dependencia de la magnetización con la intensidad de campo aplicado, $M=0.0919 H + 13810$, se encuentra que la magnetización inducida a las partículas es de 13990 A/m y el valor de la viscosidad del fluido soporte es de $\eta=15.62$ cP. Desarrollamos un algoritmo numérico para el cálculo de $\bar{M}n$, donde incluimos todas las cantidades que lo forman. En el caso donde $f_1=f_2=0.5$ Hz y variamos la diferencia de fase entre los campos y la amplitud de la magnetización inducida la frecuencia angular está dada por

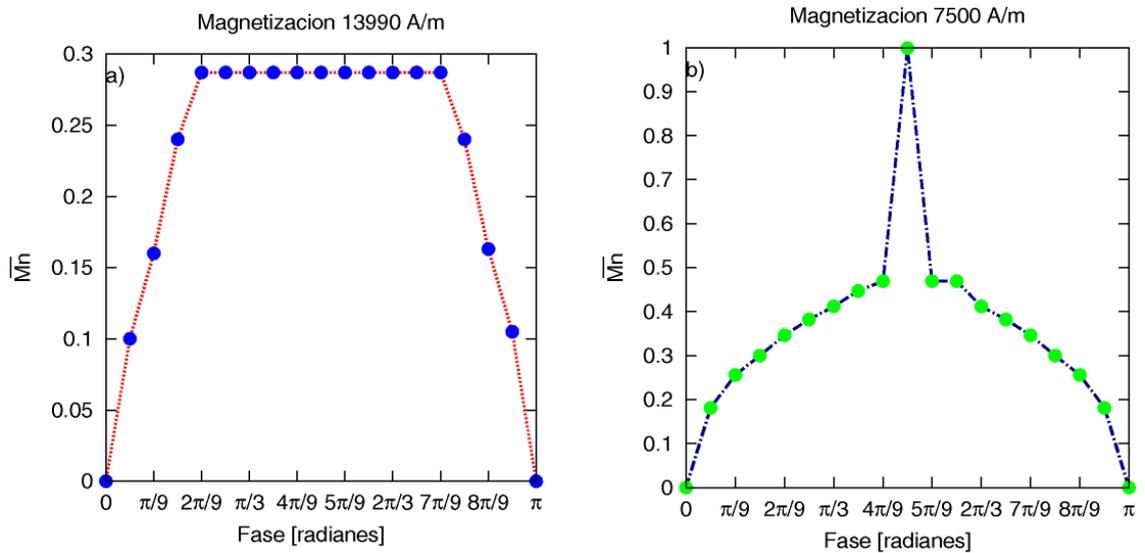


Figura 4.2: Comportamiento del número de Mason promedio al variar fase, para distinta magnetización. Se nota un comportamiento crítico alrededor de la fase de $\pi/2$ al disminuir la amplitud de la magnetización.

$$\omega = \pi \frac{\sin(\pi t + \delta) \cos(\pi t) - \sin(\pi t) \cos(\pi t + \delta)}{\sin(\pi t + \delta)^2 + \sin(\pi t)^2}. \quad (4.6)$$

Tomamos un promedio de $\bar{M}n$ en un intervalo de tiempo arbitrario y además consideramos números de Mason menores a 1, como se estableció anteriormente. En la figura 4.2 se muestran los resultados numéricos del $\bar{M}n$ al variar la diferencia de fase entre los campos, para dos valores de la magnetización inducida. La figura 4.2 a) se obtuvo usando una magnetización de 13.990 kA/m, valor usado experimentalmente. Se encontró que el número $\bar{M}n$ permanece constante a partir de $2\pi/9$ y hasta $7\pi/9$. Al usar un valor menor de magnetización (fig. 4.2 b), se logra observar un cambio abrupto del número de Mason, cuando el desfaseamiento entre los campos es igual a $\pi/2$. Ambas graficas muestran valores máximos alrededor de $\pi/2$, como en el resultado experimental, siendo la segunda más acorde con el experimento. Estas graficas muestran que existe una correlación entre la longitud promedio de las cadenas y el valor promedio de Mn .

Fase [radianes]	$\bar{M}n$	Magnetización [kA/m]
0	0	5
$\pi/18$	0.241	5.5
$\pi/9$	0.293	6
$\pi/6$	0.323	6.5
$2\pi/9$	0.349	7
$5\pi/18$	0.382	7.5
$\pi/3$	0.432	8
$7\pi/18$	0.552	8.5
$4\pi/9$	0.694	9
$\pi/2$	0.623	9.5
$5\pi/9$	0.694	9
$11\pi/18$	0.623	8.5
$2\pi/3$	0.694	8
$13\pi/18$	0.552	7.5
$7\pi/9$	0.432	7
$5\pi/6$	0.382	6.5
$8\pi/18$	0.349	6

Tabla 4.3: Datos de número de Mason al variar la amplitud de la magnetización y la fase.

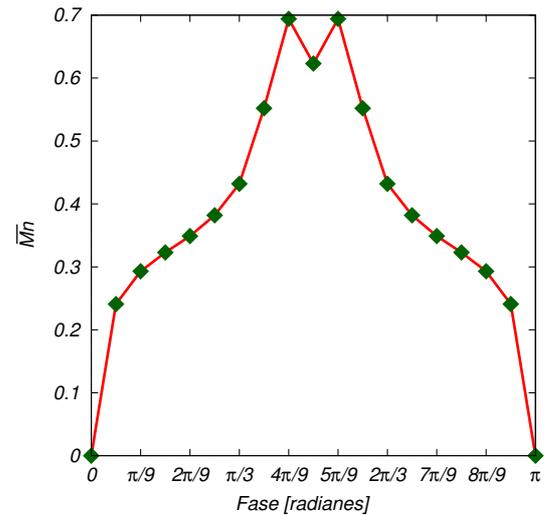


Figura 4.4: Número de Mason promedio al variar la amplitud de la magnetización inducida.

Notamos que al considerar una disminución de la magnetización de las partículas se define mejor el comportamiento crítico para la fase de $\pi/2$. Sin embargo la forma de la dependencia de $\bar{M}n$ es un poco diferente que la longitud promedio. Para acercarse más al comportamiento experimental, propusimos que la magnetización

cambiara como en la tabla 4.3. Al considerar esta propuesta la nueva grafica de $\bar{M}n$ es la de la Fig. 4.4 la cual concuerda mejor con los datos experimentales.

4.3 Resultados experimentales - modelo de agregación

Realizando un calculo análogo al que hemos descrito, a continuación comparamos los resultados experimentales con las graficas de $\bar{M}n$ en condiciones similares y buscamos si tienen un comportamiento similar.

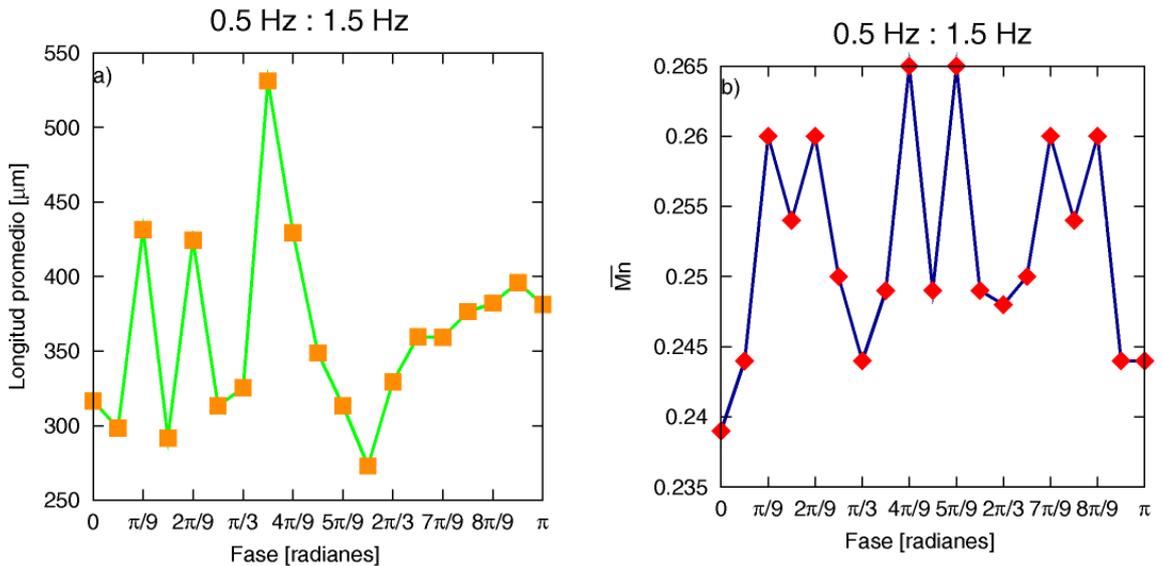


Figura 4.5: Longitud promedio y número de Mason en función de la diferencia de fase. Existe una semejanza en los datos de estas dos graficas.

En la figura 4.5 se observa una relación de los datos entre la longitud promedio y el número de Mason $\bar{M}n$ al variar la diferencia de fase entre los campos siendo $f_1=0.5$ Hz y $f_2=1.5$ Hz. Los valores de la longitud promedio coinciden con los valores promedio del número de Mason para fase menores a $\pi/2$. Después de esta fase no hay correspondencia con los datos. Así, estas graficas muestran que el comportamiento de la longitud promedio de los agregados guarda una dependencia proporcional con el número de Mason.

En la figura 4.6, se muestra el mismo proceso pero ahora $f_1=1$ Hz y $f_2=1.5$ Hz. Observamos que no existe una relación simple de los datos de longitud promedio con el número de Mason $\bar{M}n$ al variar cada uno de los valores de la fase. Sin embargo, observamos que para algunas fases cuando la longitud promedio es máxima el número

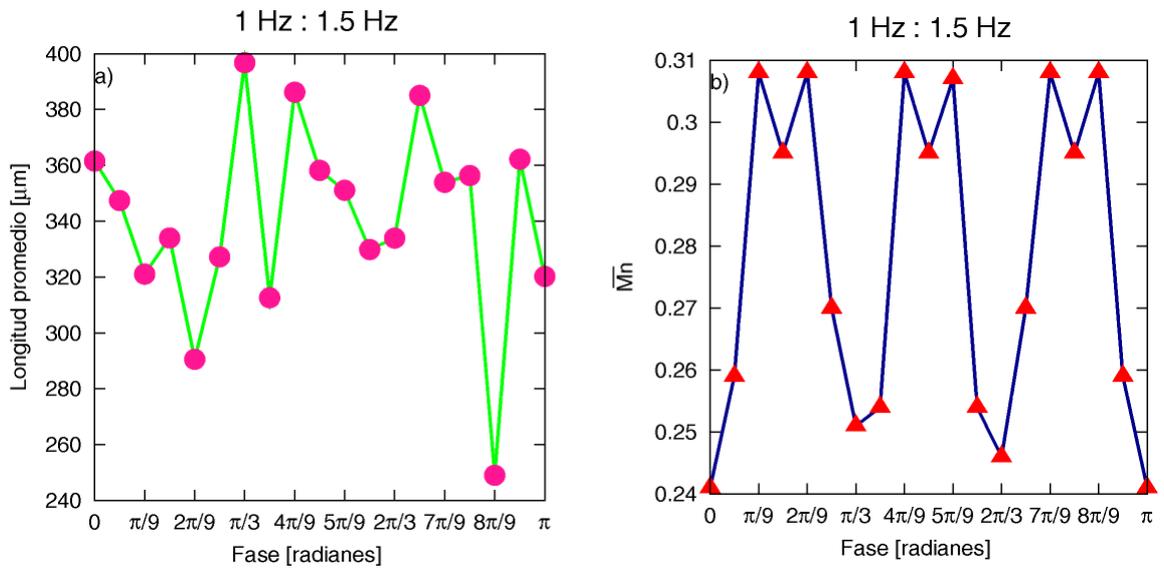


Figura 4.6: Longitud promedio y número de Mason en función de la diferencia de fase. Los datos de longitud promedio no se acoplan de forma proporcional con el número de Mason.

de Mason es mínimo y viceversa. Por lo tanto tenemos la hipótesis de que la longitud promedio es inversamente proporcional con el número de Mason promedio para las condiciones del segundo caso. La dependencia explícita de la longitud promedio con el número de Mason no parece simple y se requiere estudios más profundos que puedan considerarse como ampliación de este trabajo de tesis.

Conclusiones y comentarios

Estudiamos las características estructurales de los agregados formados en una suspensión MR a baja concentración de partículas cuando se expone a una combinación de campos senoidales. Encontramos condiciones para las cuales se favorece una mayor agregación de partículas, lo cual podría ser importante para mejorar el desempeño de los fluidos MR.

Cuando una suspensión MR se somete a un campo rotante, la longitud promedio de los agregados formados decrece conforme se incrementa la frecuencia de rotación del campo. Experimentalmente encontramos una frecuencia crítica f_c alrededor de 1.2 Hz. Para valores menores a f_c , los cambios en la longitud promedio son muy pronunciados y para valores más allá de esta frecuencia crítica la longitud promedio decae lentamente. Teóricamente, basados en la evaluación del número de Mason, se determinó una frecuencia crítica alrededor de 1.74 Hz, valor que es cercano al encontrado experimentalmente. De los resultados experimentales se obtiene que la dependencia de la longitud promedio de las cadenas con el número de Mason es de la forma $\bar{L}=Mn^{-0.47}$ para valores de frecuencias menores a f_c , este resultado concuerda con estudios ya reportados. Para frecuencias mayores a f_c se presenta un comportamiento de la longitud promedio de la forma $\bar{L}=Mn^{-0.17}$.

En el caso donde variamos la diferencia de fase, siendo las frecuencias iguales, encontramos que a la diferencia de fase $\pi/2$, que es el caso de campo rotante, corresponde a un máximo global. Si las frecuencias no son iguales, encontramos múltiples máximos y mínimos locales. Por ejemplo en el caso donde $f_1=0.5$ Hz y $f_2=1$ Hz, se encontrarán tres valores de la diferencia de fase, $(\pi/9, 4\pi/9, 17\pi/18)$, donde la longitud promedio alcanza máximos y dos valores de la fase, $(\pi/3, 13\pi/18)$, donde la longitud promedio es mínima.

En el caso donde se varia la frecuencia f_2 de uno de los campos manteniendo la otra frecuencia f_1 fija, siendo la diferencia de fase igual a cero, se encontró que cuando $f_2 = 2f_1$ para cualquier frecuencia arbitraria que se tome de f_1 , los agregados alcanzan una longitud promedio máxima.

Propusimos un número de Mason promedio $\bar{M}n$ cuyo comportamiento general

está correlacionado con la longitud promedio de las cadenas. Por ejemplo, en el caso donde $f_1=0.5$ Hz y $f_2=1.5$ Hz al variarse la fase, \bar{L} es proporcional a $\bar{M}n$ para fases de 0 a $\pi/2$. En el caso donde $f_1=1$ Hz y $f_2=1.5$ Hz, la relación entre $\bar{M}n$ con \bar{L} es de forma inversa.

Una extensión a este trabajo consistiría en estudiar las propiedades reológicas de fluidos MR cuando son sometidos a campos senoidales perpendiculares en condiciones semejantes a las estudiadas en esta tesis. En particular se estudiaría la reología en las condiciones encontradas en este trabajo donde existe una mayor agregación de partículas. Otra extensión a este trabajo consistiría en usar con partículas esféricas para explorar con mayor exactitud la dinámica de la estabilidad de las cadenas en estos fluidos MR.

Bibliografía

- [1] Larson, Ronald G. *The structure and rheology of complex fluids*, Oxford University Press, New York USA (1998).
- [2] P. Smirnov, F. Gazeau, M. Lewin, J. C. Bacri, N. Siauve, C. Vayssettes, C. A. Cuenod, O. Clement, *Magn. Reson. Med* **52**, 73-79 (2004)
- [3] F. Donado, C. Y. Mendoza, R. Valencia, J. A. Santiago-Garcia, *Revista Mexicana de Física* **53**, 31 (2007).
- [4] F. Donado, U. Sandoval and J. L. Carrillo, *Phys. Rev E* **79**, 011406 (2009).
- [5] Walter Greiner , *Classical Electrodynamics*, Springer-Verlag, New York USA (1998); Reitz/Milford/Christy, *Fundamentos de la Teoría Electromagnética*, Tercera Edición, Addison-Wesley Iberoamericana, USA (1986).
- [6] F. Donado, *Fluidos electro y magneto-reológicos: teoría y experimento*, Tesis de Doctorado, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, (2002).
- [7] Sonia M., Oscar G., Miguel A., Gerald G., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **102**, 135 (2002); P. Domínguez-García, Sonia M., J. M. Pastor and M. A. Rubio, *Phys. Rev. E* **76**, 051403 (2007).
- [8] Sonia M., Oscar G., Miguel A., Gerald G.Fuller, *Int. J. Modern Phys. B* **15**, 1 (2001).
- [9] Sonia M., Oscar G., Miguel A., Gerald G.Fuller, *Phys.Rev E* **68**, 041503 (2003).
- [10] Sonia Melle, Oscar G., Gerald G.Fuller, Miguel A. Rubio, *J.of Colloid and Interface Sci.* **247**, 200 (2002).
- [11] P.Domínguez, Sonia M., Oscar G, M. A. Rubio, *Colloids and Surfaces A* **79**, (2005).
- [12] Yutaka Nagaoka, Hisao Morimoto, Toru Maekawa, *Phys. Rev E* **71**, 032502 (2005).

- [13] Sonia Melle, Gerald G. Fuller, Miguel A. Rubio, *Phys. Rev. E* **61**, 4111 (2000).
- [14] J. E. Martin and Anderson R. A., *J. Chem. Phys.* **104**, 4814 (1996); Sonia M. And J. E. Martin, *J. Chem. Phys.* **118**, 9875 (2003).
- [15] Oscar G. Calderón and Sonia Melle, *J. Phys. D* **35**, 2492 (2002).