

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

**ESTUDO EXPERIMENTAL DA CONVECÇÃO
TERMOMAGNÉTICA NO INTERIOR DE UMA
CAVIDADE DELGADA**

POR,
Gabriel Furtado Paes

Relatório submetido como requisito parcial para obtenção do grau de Engenheiro
Mecânico.

Banca Examinadora

Rafael Gabler Gontijo, Unb/ENM

José Luiz Alves da Fontoura Rodrigues, Unb/ENM

Francisco Ricardo da Cunha, Unb/ENM

Brasília, fevereiro de 2013.

DEDICATÓRIA

Esse trabalho é dedicado à minha família e a todos os cientistas que se empenharam em entender os mecanismos naturais que regem nosso universo.

Gabriel Furtado Paes

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que me inspiraram e contribuíram para a realização desse trabalho, entre eles, meus pais, que me incentivaram e sustentaram durante toda minha vida acadêmica,

aos amigos que ajudaram com discussões e também aos sempre presentes nas descontrações, ao laboratório Vortex que proporcionou toda a instrumentação necessária para a realização do trabalho, e principalmente ao meu orientador Rafael Gabler, pelo suporte, oportunidade e amizade.

Aos grandes músicos que orquestraram grandes linhas de raciocínio, e aos cientistas que, juntamente, presentearam a humanidade com o volume de conhecimento que esta possui hoje em dia,

entre eles, Galileu Galilei, Isaac Newton, Albert Einstein, Sigmund Freud, Albert Hofmann, Dr. Timothy Leary.

Gabriel Furtado Paes.

RESUMO

O presente trabalho tem como escopo o estudo experimental da convecção termomagnética e de todos os assuntos correlatos que possam ser relevantes no decorrer do desenvolvimento do projeto. Para tanto, utiliza-se a bancada projetada por L.G. Nascimento e L.M. Farfan equipada com termopares para a leitura de temperatura em diversos pontos. Primeiramente, é levantada uma discussão a respeito dos fluidos ferromagnéticos e suspensões magnetoreológicas para que se possa realizar a análise dos dados colhidos de forma plena. Em uma fase ainda inicial do projeto é analisado o comportamento da bancada para diferentes temperaturas de operação, padronizando os experimentos ao optar por uma temperatura de operação ótima na qual os efeitos de troca de calor são mais apreciáveis, e determinando o tempo de experimento com o objetivo de analisar apenas o período de regime permanente de troca de calor entre as paredes do artefato. Só então puderam ser feitos os experimentos com o objetivo de determinar outros parâmetros envolvidos no escoamento e no fenômeno de troca de calor, estes, por sua vez, são abordados a partir dos principais números adimensionais envolvidos no escoamento, como o número de Nusselt, Rayleigh e Prandtl, obtidos através do tratamento estatístico dos dados. É levantada uma curva demonstrando o aumento da eficiência da troca de calor por convecção tanto com o aumento do campo magnético aplicado sobre as partículas, quanto com o aumento da fração volumétrica destas em suspensão no fluido base.

A análise quantitativa dos dados nos permite chegar aos valores dos coeficientes presentes na equação que rege o fluxo de calor por convecção magnética para cavidades com seção retangular e razão de aspecto igual a 12, confirmando resultados de trabalhos anteriores obtidos por análises de escala.

ABSTRACT

This present work has the study of thermomagnetic convection as its scope, as a consequence the characterization of the magnetic fluid is done as an attempt to gain confiability on the calculations of the thermomagnetic convection. For this purpose, the bench project by L.G. Nascimento and R.M. Farfan, equipped with various thermocouples for temperature acquiring, was used. On an early stage of the project a validation of the bench is done to identify the transient and steady states and determine the optimum temperature, in which the effects of the convective flow is more evident. The main parameters related to the system are discussed in the form of the system's main dimensionless numbers, as the Nusselt, Rayleigh and Prandtl numbers, obtained as a result of statistical treatment. A curve proving the increase of heat flux efficiency along with the increase of the magnetic field applied and ferromagnetic particles fraction.

The data quantitative analysis reveals the values of the constants in the governing equations for thermomagnetic convection heat flux in a rectangular section cavity with aspect ratio of 12, confirming earlier works based on scale analysis.

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	Motivação do Estudo	14
1.1.1	Convecção Natural	15
1.1.2	Convecção Termomagnética	19
1.2	Suspensão Magnetoreológica	21
1.3	Aplicações	21
1.4	Contextualização Histórica	22
1.5	Objetivos	23
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	26
2.1	Equações governantes	26
2.1.1	Convecção natural externa	26
2.2	Adimensionalização das equações governantes	30
2.3	Interpretação importante do número de Prandtl	31
2.4	Convecção natural em cavidades	32
2.5	Campo magnético	34
2.6	Propriedades do fluido magnético	36
2.7	Convecção termomagnética	39
3	METODOLOGIA EXPERIMENTAL	44
3.1	Descrição da bancada	48
3.2	Metodologia para execução dos experimentos	58
3.2.1	Experimentos de classificação do fluido	58
3.2.2	Experimentos de levantamento das propriedades magnéticas do ímã	59
3.2.3	Experimentos na bancada de convecção	59
3.3	Metodologia de tratamento de dados	61
3.3.1	Cálculo de viscosidade	61
3.3.2	Tratamento estatístico dos dados de indução magnética	61
3.3.3	Metodologia de cálculo do tempo de regime transiente da bancada	62
3.3.4	Metodologia de cálculo das taxas de troca de calor	62
4	RESULTADOS E ANÁLISES	65
4.1	Experimentos de caracterização do fluido	65
4.2	Pré-experimentos	67

4.3	Experimentos na presença de campo magnético	72
4.4	Conclusões	78
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		80

Lista de Tabelas

4.1	valores de A e C_f encontrados para as diferentes frações volumétricas . .	65
4.2	Temperatura média em cada termopar com a parede quente a 35°C . .	69
4.3	Temperatura média em cada termopar com a parede quente a 40°C . .	70
4.4	Temperatura média em cada termopar com a parede quente a 50°C . .	71
4.5	Duração dos períodos transiente e permanente dos experimentos	72

Lista de Figuras

1.1	Perfil de velocidade e temperatura na camada limite em contato com, 1.1(a), uma placa aquecida; 1.1(b), uma placa resfriada (figura adaptada do livro <i>A heat transfer textbook</i> por Lienhard)	16
1.2	movimento de convecção natural confinado em região retangular (figura retirada do livro <i>Transferência de calor</i> por Cengel)	17
1.3	Relação entre Nu e $Gr.Pr$ para o casos de, 1.3(a), placas verticais aquecidas; 1.3(b), cilindros concêntricos horizontais (figura adaptada do trabalho de W. H. McAdams (1954)).	19
1.4	estágios do escoamento e formas das células de Bénard em função do par ordenado $(Nu, Gr.Pr)$ (figura retirada do livro <i>Transferência de calor</i> por Holman).	20
2.1	modelo de convecção em placa plana (figura retirada do artigo <i>Thermomagnetic Convection as a Tool for Heat and Mass Transfer Control in Nanosize Materials Under Microgravity Conditions</i> , A. Bozhko e G. Putin, 2008).	27
2.2	Tabela de a e b em função do Gr (tabela retirada do trabalho de Yunhua Yang (2003)).	33
2.3	Gráfico de $Nu_L vs Ra_L$ para uma cavidade com razão de aspecto igual a 0.083. A constante C' obtida foi igual a 11,3 (figura retirada do trabalho de Nascimento e Forfan (2011)).	34
2.4	Curva de histerese relacionando a indução magnética com o campo magético gerado (figura retirada do artigo publicado por Changqian Cao et al., 2010).	36
2.5	Relação da suscetibilidade magnética do composto maguemita $\gamma-Fe_2O_4$ com a temperatura (figura retirada do artigo publicado por Changqian Cao et al., 2010).	38
2.6	Gráfico da eficiência da transferência de calor por convecção λ pelo número de Rayleigh magnético Ra_m para diversas frações volumétricas de micropartículas, ϕ (figura retirada do trabalho de F. R. Cunha et al. (2007)).	42

2.7	Experimento em cavidade com razão de aspecto igual a 1,4 - (a) Distribuição e (b) campo de temperatura sem campo magnético. (c) Distribuição e (d) campo de temperatura com campo magnético de módulo igual a 300G e sentido oposto à distribuição (e) e campo de temperatura (f) (figura retirada do trabalho de Gontijo e Cunha (2012)).	43
3.1	Viscosímetro.	45
3.2	Esquema de funcionamento do viscosímetro de cilindros concêntricos.	45
3.3	Conjunto viscosímetro-computador, este último faz a conversão do sinal vindo do viscosímetro e manda as informações de operação selecionadas pelo usuário.	46
3.4	Banho térmico com precisã de 0,001°C	46
3.5	Gaussmeter - aparelho utilizado para a medição de campo de indução magnética.	47
3.6	esquema da bancada	49
3.7	esquema da bancada	50
3.8	Bancada Experimental	51
3.9	Bancada Experimental	51
3.10	Banho térmico.	53
3.11	DAQBOOK.	53
3.12	Cavidade dentro do suporte de cortiça	54
3.13	Entrada e saída do fluido de recirculação	54
3.14	Interior da cavidade	55
3.15	Computador	55
3.16	Interface gráfica DAQVIEW	56
3.17	Bomba de recirculação de água à temperatura ambiente.	56
3.18	Ímã de Neodímio sobre o suporte de acrílico graduado de acordo com os campos utilizados.	57
3.19	distribuição das tomadas de medida na cavidade em forma de matriz, onde o termopar localizado na linha i e coluna j está a uma temperatura T_{ij}	63
4.1	Levantamento de dados e fit de acordo com as equações de Arrhenius para $\phi = 0,5\%$	66
4.2	Levantamento de dados e fit de acordo com as equações de Arrhenius para $\phi = 3\%$	66
4.3	Levantamento de dados e fit de acordo com as equações de Arrhenius para $\phi = 5\%$	67

4.4	Gráfico demonstrando a dependência da viscosidade em relação à fração volumétrica das partículas.	67
4.5	Gráfico da Temperatura em cada termopar <i>versus</i> tempo com a parede quente a 35°C	69
4.6	Gráfico da Temperatura em cada termopar <i>versus</i> tempo com a parede quente a 40°C	70
4.7	Gráfico da Temperatura em cada termopar <i>versus</i> tempo com a parede quente a 50°C	71
4.8	Curva experimental do campo de indução magnética <i>versus</i> distância. .	73
4.9	Levantamento de dados para Nusselt magnético e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 0,5\%$	75
4.10	Levantamento de dados para a razão de troca de calor e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 0,5\%$	75
4.11	Levantamento de dados para Nusselt magnético e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 3\%$	76
4.12	Levantamento de dados para a razão de troca de calor e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 3\%$	76
4.13	Levantamento de dados para Nusselt magnético e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 5\%$	77
4.14	Levantamento de dados para a razão de troca de calor e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 5\%$	77

LISTA DE SÍMBOLOS

SÍMBOLOS LATINOS

x_i	Variável espacial - componente na direção i [m]
x	Direção tangencial ao escoamento livre [m]
y	Direção perpendicular ao escoamento livre [m]
L_c	Escala de comprimento de referência [m]
u_i	Velocidade do fluido [m/s]
T	Temperatura do fluido [K]
\tilde{T}	Valor médio da temperatura
T_w	Temperatura na parede [K]
p	Pressão estática do fluido [Pa]
\dot{q}	Taxa de fluxo de calor [W]
k	Coefficiente de transferência de calor por condução [W/m.K]
h	Coefficiente de transferência de calor por convecção [W/m.K]
C_p	Calor específico a pressão constante [kJ/kg.K]
g	Campo gravitacional [m/s^2]
$\frac{D}{Dt}$	Operador derivada total [1/s]
H	Campo magnético [kJ/kg.K]
B	Campo de indução magnético [G]

SÍMBOLOS GREGOS

ρ	Massa específica do fluido [kg/m^3]
ρ_0	Massa específica de referência [kg/m^3]
θ	Flutuação do valor da temperatura [K]
$\overline{\theta^2}$	Variância do valor da flutuação da temperatura [K^2]
τ_p	Tensão de cisalhamento na parede [Pa]
α	Coefficiente de difusividade térmica [m^2/s]
ν	Viscosidade cinemática [m^2/s]
ν_0	Viscosidade cinemática de referência [m^2/s]
μ	Viscosidade dinâmica [$N.s/m^2$]
β	Coefficiente de expansão volumétrica [1/K]
δ_{ij}	Tensor identidade (operador Delta de Kronecker)
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo [H/m]
ϕ	Fração volumétrica das partículas ferromagnéticas
χ	Suscetibilidade magnética

GRUPOS ADIMENSIONAIS

Nu	Número de Nusselt
Nu_m	Número de Nusselt magnético
Nu_D	Número de Nusselt baseado no diâmetro
Ra	Número de Rayleigh
Ra_m	Número de Rayleigh magnético
Pr	Número de Prandtl
Re	Número de Reynolds
St	Número de Stanton

1 INTRODUÇÃO

Neste Capítulo é apresentada uma introdução teórica sobre o assunto, citando-se referências de trabalhos anteriores e levando-se em conta suas conclusões. Também são apresentados os objetivos do trabalho correlacionando-os com as linhas de pesquisa apresentadas na introdução e as metodologias de cálculo.

1.1 Motivação do Estudo

Com o advento da tecnologia e sistemas eletrônicos cada vez mais rápidos percebeu-se que a geração de calor nesses casos tornou-se uma forte limitação para o avanço desta tecnologia, pois os circuitos elétricos que constituem seus hardwares falham quando a temperatura se eleva a níveis críticos. Portanto, sentiu-se a necessidade de desenvolver trocadores de calor que acompanhassem o desenvolvimento de hardwares cada vez mais potentes.

O estudo e evolução dos trocadores de calor foram marcados por grande ascensão até que se depararam com uma barreira, a troca de calor entre dois corpos ou meios depende fortemente da área de contato entre eles, e acreditou-se por muito tempo que a solução para o avanço nessa área baseava-se neste princípio, isto é, aumentar o quanto possível a área de troca de calor, porém o avanço da tecnologia como um todo exigiu cada vez mais que seus sistemas fossem reduzidos ao máximo. A partir de então, os cientistas e estudiosos começaram a se focar em outro aspecto para melhorar as trocas de calor entre os aparatos eletrônicos e o meio, o quanto o fluido de trabalho conseguia transferir o calor gerado. Foram desenvolvidos diversos fluidos sintéticos com excelentes coeficientes de troca de calor. Porém recentemente a ciência se deparou com outro grave problema na utilização desses fluidos, a rápida depredação do meio ambiente causada por diversos motivos, dentre eles se, destacam-se, gases que se acumulam na atmosfera e retêm uma parte significativa do calor que deveria ser irradiado de volta para o espaço, e gases que formam ligações estáveis com o elemento ozônio tornando a camada de ozônio, que nos protege de alguns tipos de radiação vindos do sol, mais rarefeita.

A última geração de trocadores de calor aposta em fluidos com baixo impacto ambiental e abriu mão dos melhores coeficientes de troca de calor sintetizados tempos atrás, porém não ficando muito para trás com o estudo de hidrocarbonetos para desempenhar essa função.

Uma das vertentes da última geração se empenhou em estudar fluidos inteligentes

em processos simples de troca de calor. Dentre os três processos básicos de transferência de calor o que mais chamou a atenção da comunidade científica foi o processo de convecção por apresentar uma escala de tempo muito inferior às outras, isto é, a transferência de uma dada quantidade de calor por convecção ocorre cerca de X vezes mais rapidamente do que se essa mesma quantidade de calor fosse trocada por condução ou radiação.

O processo de troca de calor por convecção se dá basicamente pelo movimento das partículas do fluido com o fim de homogeneizar a temperatura em todo o fluido. Quando este está em contato com dois meios de temperaturas diferentes isso também significa transferir calor de um para o outro. As taxas de troca de calor nesse mecanismo são regidas basicamente por gradientes de temperatura no fluido, que por sua vez, determinam a velocidade característica do fluido. Se essa velocidade puder ser controlada ou ao menos modificada, pode-se também controlar ou modificar as taxas de troca de calor. A partir dessa simples conclusão, fluidos inteligentes começaram a ser estudados para este fim. Estes fluidos podem ter suas características reológicas alteradas na interação com um campo elétrico ou magnético, alterando assim sua resposta dinâmica para um mesmo estímulo térmico.

1.1.1 Convecção Natural

Existem basicamente três formas gerais de transferência de calor: condução, convecção e radiação. Na condução, a energia é transferida pelo choque entre moléculas vizinhas, é a forma primária de transferência de calor em sólidos. O processo de transferência de calor por convecção é diretamente relacionado com movimento das partículas, é a forma primária de transferência de calor em fluidos. Existe também o processo de radiação, o qual se dá a partir de emissões de ondas eletromagnéticas, única possível forma de transferência de calor através do vácuo. A partir de análises de escala, é fácil provar que o mecanismo mais rápido de troca de calor em fluidos é a convecção. O efeito convectivo engloba ainda dois subgrupos distintos: convecção forçada e convecção natural. Neste trabalho iremos nos focar no fenômeno da convecção natural.

A convecção natural é apresentada em sua forma mais simples pela figura 1.1. Na figura 1.1(a), uma placa vertical aquece a camada de fluido adjacente induzindo uma expansão da camada de fluido, alterando sua densidade. O gradiente de densidade, quando exposto a um campo gravitacional, dá origem ao movimento de convecção natural, onde o fluido aquecido (menos denso) sobe e o fluido resfriado (mais denso) desce. Quando a placa é resfriada, os efeitos observados são opostos e são ilustrados pela figura 1.1(b).

O movimento do fluido se dá devido ao aparecimento de forças de empuxo oriundas do gradiente de densidade induzido pelo aquecimento ou resfriamento parcial do fluido. Essas forças são o resultado da interação entre o gradiente de densidade e um campo externo, na maioria dos casos o campo gravitacional, porém, o campo gravitacional não é o único tipo de campo de forças que pode gerar forças de empuxo, um certo fluido restrito aos limites dimensionais de uma máquina rotativa está sujeito à ação do campo de forças centrífugas e pode, mesmo assim, experimentar movimento de convecção natural se uma ou mais paredes em contato com o fluido são aquecidas.

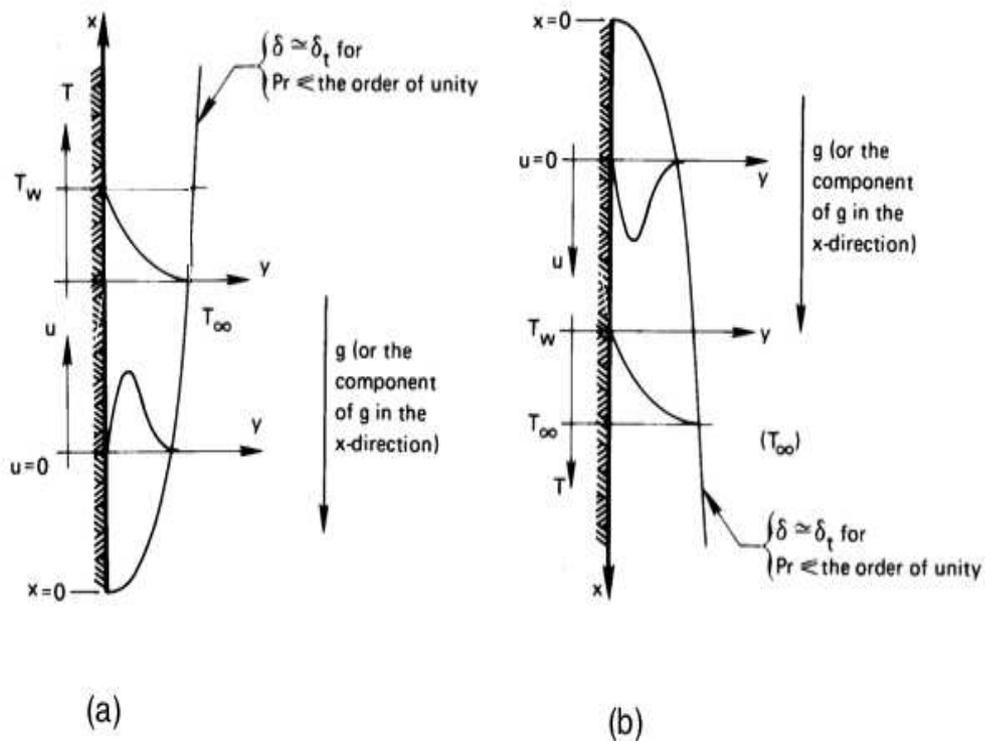


Figura 1.1: Perfil de velocidade e temperatura na camada limite em contato com, 1.1(a), uma placa aquecida; 1.1(b), uma placa resfriada (figura adaptada do livro *A heat transfer textbook* por Lienhard)

Analisando as condições de contorno para o campo de velocidade na figura 1.1(a) e adotando a direção x paralela à placa e a y na direção perpendicular, observamos que a velocidade do filme de fluido imediatamente em contato com a placa é nula devido à condição de não escorregamento entre o fluido e a placa. O módulo da velocidade aumenta à medida que nos afastamos da placa, aumentando o valor da coordenada y

até atingir um valor máximo, retornando depois à velocidade da corrente livre (no caso da figura, a corrente livre está em repouso).

Outro caso específico muito importante englobado pelos fenômenos de convecção natural é o de convecção natural em contornos fechados, onde o fluido permanece enclausurado entre placas verticais paralelas, uma aquecida, outra resfriada, e placas horizontais também paralelas, porém, adiabáticas, como mostra a figura 1.2. Uma aplicação clara desse tipo de estudo é no isolamento térmico doméstico. Grande parte do calor perdido pelas residências é trocado entre o ar interno e o externo através da janela, portanto seria ideal encontrar um material isolante para se aplicar a este caso, porém este deveria ser também transparente para que se pudesse ver através deste. Uma rápida análise em uma tabela de condutividade térmica dos materiais revelaria que o ar é melhor isolante térmico que a maioria dos materiais usados como isolantes industriais. Essa análise nos faz pensar em uma solução simples: enclausurar o ar entre duas janelas de vidro, uma configuração de convecção enclausurada por uma seção retangular, assim como no caso mostrado pela figura 1.2, onde a parede quente representaria a janela interna e a parede fria a janela externa. Outros exemplos de correntes de convecção natural confinadas podem ser observadas em cavidades de resfriamento, coletores solares, câmaras criogênicas envolvendo cilindros concêntricos ou esferas.

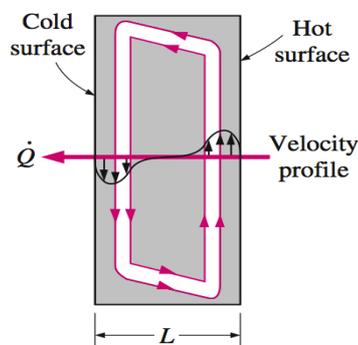


Figura 1.2: movimento de convecção natural confinado em região retangular (figura retirada do livro Transferência de calor por Cengel)

Neste caso de convecção mostrado na figura 1.2, como em um lado o fluido sobe e no outro desce, na linha central a velocidade é nula, portanto podemos utilizar a análise de velocidade feita para a figura 1.1 para cada parede separadamente.

No estudo das correntes de convecção são de extrema importância as análises dinâmica, térmica e a união e correlação das duas, presente nos diversos parâmetros adimensionais do problema como os números de Rayleigh, Prandtl, Nusselt e Grashof, que podem ser interpretados como uma razão de efeitos de naturezas diferentes:

$$Gr = \frac{\text{forças de empuxo}}{\text{forças viscosas}}$$

$$Pr = \frac{\text{difusividade dinâmica}}{\text{difusividade térmica}}$$

$$Nu = \frac{\text{transferência de calor por convecção}}{\text{transferência de calor por condução}}$$

$$Ra = Gr.Pr$$

Uma conclusão direta e muito importante que podemos tirar dos números adimensionais é em relação ao número de Rayleigh, que rege o modo do escoamento. Para o modelo de convecção natural em placa plana, quando as forças de empuxo vencem as forças resistivas, $Ra \geq 1708$, o movimento de convecção é iniciado desenvolvendo um fluxo laminar até $Ra \leq 3.10^5$, para valores de Ra acima de 3.10^5 observa-se um escoamento turbulento, para valores de Ra abaixo do ponto de transição o fluxo laminar do fluido desenvolve um movimento com forma padrão que lembra uma célula, esta leva o nome de células de Rayleigh-Béarnard, sendo ele o cientista pioneiro em reproduzir tais formas em laboratório.

Muitos trabalhos passados tiveram êxito, por meio de análises de escala e computacionais, em relacionar alguns desses parâmetros adimensionais de acordo com as condições intrínsecas do modelo utilizado. Os gráficos apresentados na figura 1.3 foram adaptados de W. H. McAdams (1954), e trazem a relação entre o número de Nu e o produto $Gr.Pr$, que representa o número de Rayleigh para dois casos, placas verticais aquecidas (figura 1.3(a)) e cilindros concêntricos horizontais (figura 1.3(b)).

Outro gráfico importante que correlaciona o número de Nu com o produto $Gr.Pr$ é mostrado na figura 1.4 e ilustra os estágios do escoamento dependendo desses dois parâmetros.

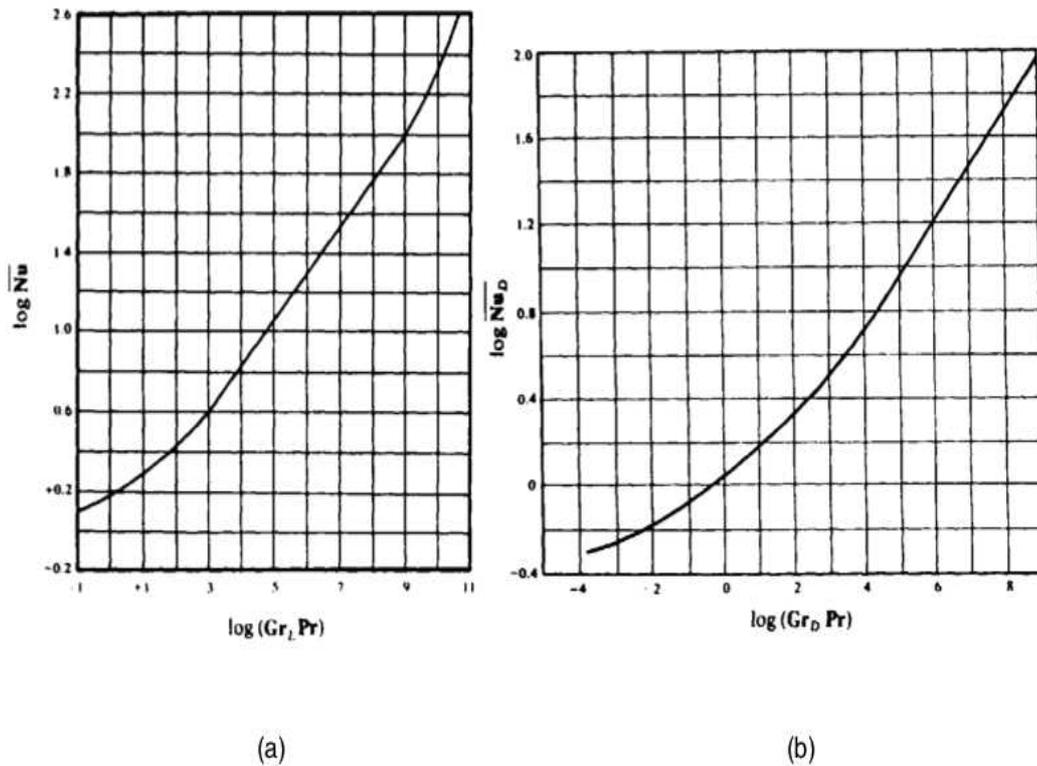


Figura 1.3: Relação entre Nu e $Gr.Pr$ para o casos de, 1.3(a), placas verticais aquecidas; 1.3(b), cilindros concêntricos horizontais (figura adaptada do trabalho de W. H. McAdams (1954)).

1.1.2 Convecção Termomagnética

Partículas ferromagnéticas podem ser diluídas em um fluido base (i.e. óleo mineral) para que, quando a mistura for submetida a um gradiente de temperatura, o movimento convectivo não esteja apenas a mercê do campo gravitacional, desde que seja aplicado um campo magnético externo que interaja com as partículas, criando forças magnéticas que serão somadas às forças de empuxo geradas pela convecção natural. O primeiro trabalho publicado nesse assunto foi de B. A. Finlayson, em 1970. Ele explicou como um campo magnético externo aplicado sobre uma porção da suspensão magnetoreológica com suscetibilidade magnética variável (i.e. devido a um gradiente de temperatura), gera uma distribuição não uniforme da força magnética à qual, por sua vez, gera o fenômeno de convecção termomagnética. Esse tipo de convecção é útil quando não se consegue a troca de calor necessária com o campo atuante em questão, como em casos de gravidade reduzida ou em microescalas. Apesar do período, ainda

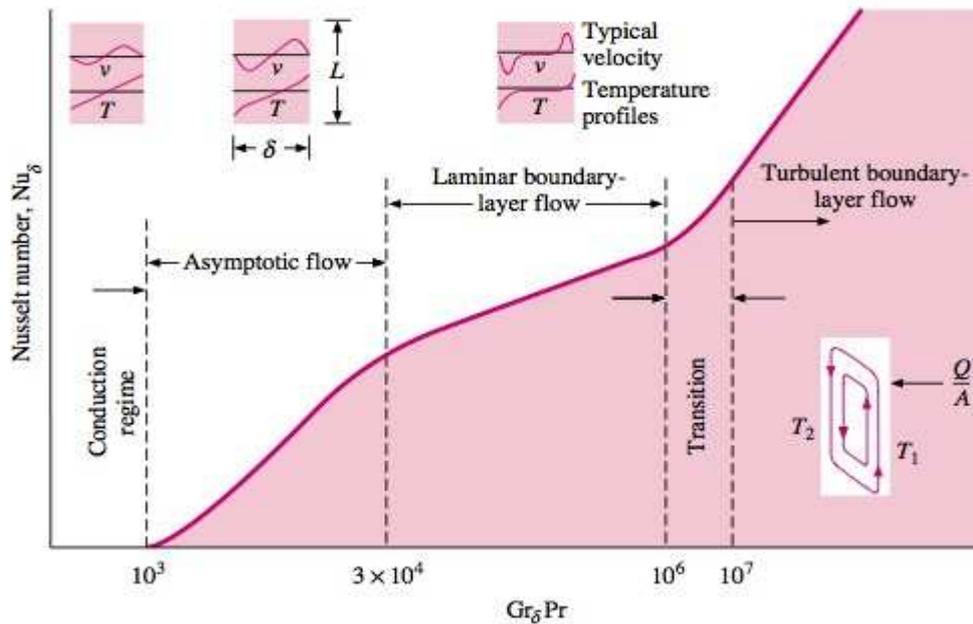


Figura 1.4: estágios do escoamento e formas das células de Bénard em função do par ordenado ($Nu, Gr.Pr$) (figura retirada do livro Transferência de calor por Holman).

curto, desde os primeiros trabalhos a respeito do assunto, vários grupos de pesquisa já se interessam profundamente pelo assunto, como é o caso do Grupo Vortex - Mecânica dos Fluidos de Escoamentos Complexos, da Universidade de Brasília. Em um artigo recente do grupo, Cunha et. al (2007) demonstraram por análise de escala uma analogia completa entre as forças de empuxo associadas ao efeito termo-gravitacional e ao efeito magnético. Além disso, nesse trabalho pioneiro, os autores conseguiram demonstrar, via análise de escala, uma relação interessante para o aumento no número de Nusselt, associado às trocas de calor no interior de uma cavidade delgada, em função de um novo parâmetro definido pelos mesmos, denominado número de Rayleigh magnético. O grupo Ozoe, que tem estudado o assunto tanto numericamente quanto experimentalmente, publicou trabalhos que mostram formas de estimular, suprimir e até inverter os modos de convecção. Ambos trabalhos apresentados pelo Vortex e Ozoe mostram que esse tipo de convecção pode ser correlacionado através do número de Rayleigh magnético.

Os trabalhos apresentam as forças geradas pelo campo magnético (forças de Kelvin) com a união de outras duas de naturezas diferentes. A primeira pode ser entendida como pressão estática magnética e a segunda como sendo as forças originadas quando há um gradiente de suscetibilidade magnética que é acompanhado pelo gradiente de

temperatura e densidade. O fluido frio com suscetibilidade magnética maior é atraído em direção à região onde o campo magnético é maior, ocupando o lugar do fluido quente com suscetibilidade menor. Essas duas forças são contabilizadas na equação de momentum de Navier-Stokes.

O campo magnético aplicado (intensidade, direção e sentido) determinará a reposta do movimento final das partículas. O estudo da convecção termomagnética tem o objetivo de melhorar a transmissão de calor de acordo com a necessidade de cada caso, porém, para controlar seus efeitos, é preciso que seja aplicado um certo campo em uma certa direção. Portanto o estudo e bom entendimento do campo magnético e suas componentes é fundamental para a sua aplicação.

1.2 Suspensão Magnetoreológica

Suspensões magnetoreológicas são misturas não coloidais formadas por um fluido base, normalmente mineral, e partículas de material magnetizável, normalmente magnetita, com diâmetro da ordem de 100 micrometros. Essas soluções pertencem à classe dos chamados materiais inteligentes por suas propriedades reológicas se alterarem na presença de um campo magnético, isto é, suas partículas começam a formar cadeias orientadas na direção do campo. Esse tipo de suspensão magnetoreológica foi desenvolvido por Rabinow e Winslow no fim da década de 40 sendo sua versão original tão eficiente quanto as atuais (Carlson, 2001). Também podem ser acrescentados aditivos para evitar a aglomeração e a precipitação das partículas. Quando é exercida uma força nesse fluido e ele tende a escoar as partículas dificultam seu escoamento, aumentando sua viscosidade.

A capacidade de magnetização das partículas é representada pela grandeza chamada suscetibilidade magnética, que representa o quão a presença do campo magnético influencia no movimento e viscosidade das partículas. Esta grandeza tem uma dependência direta com a temperatura, o que torna a suspensão magnetoreológica ideal para aplicações em trocadores de calor. Porém, as suspensões magnetoreológicas foram primeiramente testadas para fins de aplicações em amortecedores de automóveis, fazendo uso da propriedade de ajuste da viscosidade do fluido de acordo com o campo aplicado em um intervalo de tempo da ordem de milisegundos.

1.3 Aplicações

Uma das diversas aplicações da convecção termomagnética é o arrefecimento de transformadores de potência, os quais são frequentemente vítimas das altas temperaturas alcançadas nas longas jornadas de operação. Para o dimensionamento de um

sistema de arrefecimento para transformadores elétricos existem diversas ressalvas a serem feitas, a principal é que o fluido utilizado deve ser di-elétrico, isto é, não poderá ser um bom condutor de eletricidade pois isso iria alterar completamente o modo de funcionamento dos mesmos. Nesse aspecto, as suspensões magnetoreológicas tem características ideais pois pode-se utilizar um fluido base isolante como o óleo mineral, e dependendo da quantidade de partículas presentes na solução, esta terá características di-elétricas, e ainda pode-se aproveitar o campo magnético gerado pelo transformador para aumentar a troca de calor, sendo essa controlada também pela quantidade de partículas ferromagnéticas presentes na solução.

Outra aplicação muito importante é para sistemas onde a convecção gravitacional é reduzida ou ausente como no arrefecimento de aparatos eletro-eletrônicos em estações espaciais, onde não existe campo gravitacional apreciável, sendo assim, combinando uma certa quantidade de partículas na solução com uma determinada intensidade, direção e sentido de campo magnético, podemos intensificar o fenômeno de convecção, suprindo a falta da convecção gravitacional.

Outras aplicações de ferrofluidos e suspensões magnetoreológicas envolvem lubrificação em partes mecânicas de máquinas que possuem uma elevada carga de atrito, na medicina como contraste em exames de ressonância magnética, muitos auto-falantes utilizam a integração da dinâmica dos fluidos com o magnetismo tanto para o arrefecimento de suas bobinas tanto para lubrificação de suas partes e redução de atritos.

1.4 Contextualização Histórica

Diversos estudos foram realizados com a intenção de investigar o comportamento do fluxo de calor entre um fluido e a parede que o cerca, como o trabalho de Curcija e Goss, 1993, e Branchaud, 1997, que investigaram o comportamento do fluxo local de calor ao longo do tempo, indo além da linha de pesquisa da época que se focava em obter coeficientes médios globais de troca de calor. Em 1984, Adrian Bejan publicou Convective Heat Transfer revelando a importante relação entre o número de Nusselt e Rayleigh $Nu \sim Ra^{\frac{1}{5}}$ para o caso de convecção natural laminar sem campo magnético.

No primeiro estudo teórico sobre convecção termomagnética sobre um fluido enclausurado, realizado por Finlayson em 1970, considerou-se uma cavidade horizontal, um gradiente de temperatura vertical e um campo magnético transversal, a concentração de partículas foi mantida constante e apenas os efeitos de convecção termogravitacional e termomagnética foram considerados. a conclusão desse trabalho mostrou uma desestabilização no processo por parte do campo magnético, porém trabalhos posteriores, Bogatyrev and Shaidurov 1976, mostraram o efeito contrário, uma estabilização do fenômeno sob campos mais fortes. Essa contradição foi explicada pelos

trabalhos de Bozhko e Putin, 1991 e 2003, que mostraram a importância da não homogeneidade da distribuição das partículas na solução no processo como um todo, aspecto que Finlayson não tinha abordado.

A partir de 1999, após o trabalho publicado por H. Yamaguchi et al., um estudo numérico e experimental de Convecção termomagnética em célula bidimensional com secção quadrada, foram publicados vários outros trabalhos como o de M.S. Krakov e I.V. Nikiforov, revelando a relação entre o padrão observado nas formas das linhas de corrente e o ângulo de incidência do vetor campo magnético. Em 2004, Oztot e Dagtekin pesquisaram os efeitos do fluxo de calor em uma célula bidimensional quadrada com as paredes verticais isotérmicas se movendo e as paredes horizontais adiabáticas estáticas. Nessa mesma época, vários pesquisadores publicaram outros trabalhos à respeito da convecção natural, dentre eles podemos citar Salat et al. (2004), Aounallah et al. (2007), Bessaih e Kadja (2000), Ampofo (2004), e Xaman (2005). Uma importante contribuição para o estudo experimental da convecção natural em cavidades foi dada por Tian e Karayiannis (2000), seguido por Karayiannis (2003). Os dados colhidos nos trabalhos foram referência para inúmeros outros posteriores.

Trabalhos mais recentes de T. Bednarz et al. (2005) e H. Ozoe et al. (2006) trazem estudos acerca da convecção natural com fluido não-magnético sob campo magnético gerado por supercondutores, e o trabalho de F. R. Cunha et al. (2007), no qual foi feito um desenvolvimento analítico da convecção magnética em cavidades retangulares.

Grande parte da pesquisa em relação a convecção termomagnética hoje em dia é direcionada ao campo da microgravidade. Em 1996 Edwards et al. publicou um artigo pioneiro ‘a respeito do crescimento de cristais pela convecção termomagnética em microgravidades, no ano seguinte a NASA aplicou essa técnica em uma de suas aeronaves, DC-9 Reduced Gravity Aircraft (DeLucas and Tillotson 1997). Em 2007, um trabalho publicado por Khadi mostrou outra aplicação da convecção termomagnética, utilizando-se partículas ferromagnéticas misturadas ao combustível de aeronaves e foguetes, mostrando que aplicando-se o campo magnético ideal pode-se aumentar o desempenho da combustão.

1.5 Objetivos

O principal objetivo deste trabalho é estudar do ponto de vista experimental o fenômeno da convecção termomagnética, a fim de se gerar uma base de dados experimental para a comunidade científica nessa linha de pesquisa. Para tanto, precisa-se primeiro caracterizar e entender o fluido em questão e como suas propriedades são alteradas por variações de temperatura e de suas propriedades magnéticas, assim, foram realizados testes de viscosidade variando-se parâmetros do fluido, fração volumétrica

das partículas, e de operação, temperatura, utilizando-se um viscosímetro de cilindros concêntricos. Toda a análise feita neste trabalho conta com o embasamento teórico abordado neste e em outros trabalhos numéricos citados, portanto, deve-se focar em gerar e interpretar os principais números adimensionais que parametrizam o estado de convecção. A bancada utilizada para obtenção de dados é especificada por L. G. Nascimento e R. M. Farfan em seu trabalho, no qual foi projetada uma bancada experimental com fins de estudar a convecção termomagnética. Para melhor organização, os objetivos foram divididos como:

- experimentos de caracterização da suspensão magnetoreológica: determinação da viscosidade da suspensão utilizada e investigação da relação desta com a temperatura e fração volumétrica das partículas, para tanto foram realizados dois tipos de experimentos:
 - medição da viscosidade de soluções com frações volumétricas constantes, alterando-se a temperatura;
 - medição da viscosidade à temperatura constante variando-se a fração volumétrica de partículas ferromagnéticas;
- experimentos de caracterização do ímã utilizado: determinação da correlação entre o campo magnético gerado e a distância até o ímã;
- pré-experimentos de convecção termomagnética: validação da bancada e padronização dos experimentos - determinação do período transiente inicial e final, determinação da melhor faixa de temperatura para os experimentos e criação de uma metodologia ideal para a pesquisa da convecção termogravitacional e termomagnética.
- experimentos com convecção termomagnética: investigação da relação entre a taxa líquida de troca de calor por convecção e o campo aplicado (módulo) - levantamento de curvas de aquecimento do fluido para diferentes frações volumétricas de partículas ferromagnéticas e de campo magnético com todos os parâmetros estatísticos e cálculo dos principais números adimensionais referentes à parte permanente do problema;

Com todos os dados experimentais e as referências de trabalhos analíticos e de simulação numérica, podemos validar trabalhos teóricos - em particular os resultados obtidos por análise de escala por F.R. Cunha et al. (2007) - ou até chegar a conclusões inusitadas com bastante convicção dos resultados. Este trabalho tem como objetivo final levantar uma discussão quantitativa entre convecção natural e termomagnética.

Esta comparação se torna possível ao ponto que uma das curvas levantadas é a de razão de fluxos de calor com e sem interação magnética, podendo-se assim concluir facilmente uma porcentagem de melhora na troca de calor entre as duas paredes.

Além disso, está no escopo do projeto, como citado na descrição dos objetivos, relacionar quantitativamente as características do fluido, em particular a viscosidade, com a temperatura e fração volumétrica com o objetivo de criar um banco de dados a respeito desse tipo de suspensão e obter uma análise mais concisa de seu comportamento dinâmico. Também é realizado o levantamento de uma curva governante para a fonte do campo magnético. Isso se faz necessário na medida em que é de extrema importância o conhecimento da intensidade do campo magnético aplicado a um certo ponto de referência dentro do escoamento e para que se possa variar esse parâmetro de forma controlada entre um experimento e outro.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo será abordada a metodologia de cálculo envolvida no caso estudado nesse trabalho. São apresentadas as equações governantes para o caso de convecção natural em placa plana e todas as considerações, análises de escala e adimensionalizações envolvidas na particularização do estudo da convecção termomagnética em cavidades fechadas. Também é abordado nesse capítulo o desenvolvimento das equações de Maxwell, que governam o campo de forças magnéticas, o tratamento das propriedades do fluido termomagnético, e a interpretação detalhada dos principais parâmetros físicos que regem estes escoamentos.

2.1 Equações governantes

2.1.1 Convecção natural externa

Como a maioria dos problemas de convecção termogravitacional, podemos achar as equações governantes do problema analisando o movimento de uma porção infinitesimal de fluido e utilizando os conceitos presentes nas leis de conservação de massa, balanço dos momentos e a primeira lei da termodinâmica. Como este é um problema não só de dinâmica de fluidos mas também de transferência de calor, as equações derivadas da lei de conservação de momento e da primeira lei da termodinâmica acabam por se acoplar, não sendo mais possível a resolução de cada uma independentemente. Um fator importante que está presente nesse modelo e não aparece em modelos com escoamento horizontal é a ação da gravidade no termo que representa as forças de campo na equação diferencial parcial, oriunda da lei de conservação de momento. Assim, após a análise infinitesimal, obtemos as equações 2.1, 2.2 e 2.3 derivadas, respectivamente, da lei da continuidade, lei da conservação do momento e lei da energia:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right], \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \alpha \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \right], \quad (2.3)$$

onde u_i representa a componente i da velocidade, ρ é a massa específica do fluido, f_i representa todas as forças atuantes no sistema, como a força gravitacional ou magnética, p é a pressão, μ é a viscosidade dinâmica do fluido e T é a temperatura.

Seguindo o modelo e o eixo coordenado apresentado pela figura 2.1, e fazendo as seguintes considerações:

1. é aceita a hipótese de Boussinesq, que garante que as variações de densidade só são relevantes no termo das forças de campo nas equações de momento;
2. considera-se um escoamento incompressível;
3. a pressão penetra na camada limite, isto é, não existe gradiente de pressão em y .

A equação 2.4 representa a forma final de uma análise, em relação à escala, dos termos que representam as tensões viscosas nas equações de momento para o caso bidimensional:

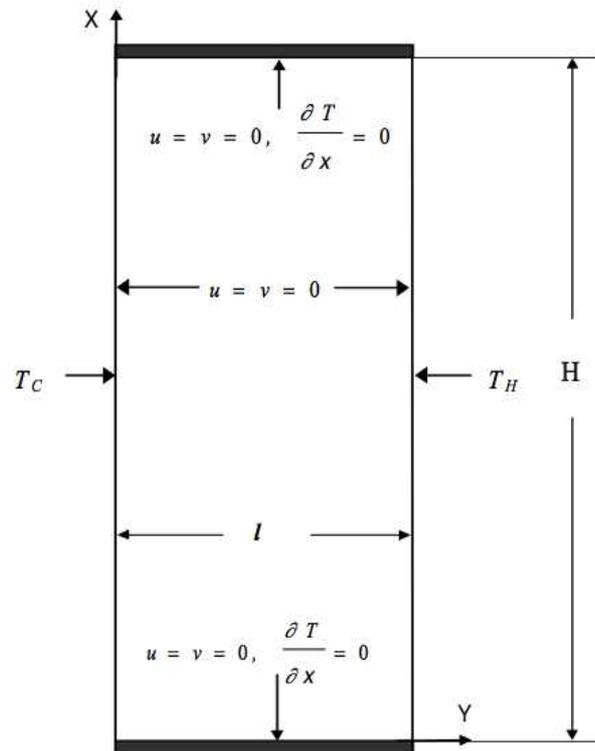


Figura 2.1: modelo de convecção em placa plana (figura retirada do artigo Thermomagnetic Convection as a Tool for Heat and Mass Transfer Control in Nanosize Materials Under Microgravity Conditions, A. Bozhko e G. Putin, 2008).

$$L \gg \delta$$

$$\begin{aligned}
x &\sim L & y &\sim \delta & x &\gg y \\
u &\sim U \\
\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &\sim \frac{U}{L^2} & \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &\sim \frac{U}{\delta^2} \gg \frac{U}{L^2} \\
\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &\gg \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

onde δ é a espessura da camada limite hidrodinâmica, L é o comprimento característico do escoamento na direção x e U é a velocidade do escoamento livre de forças viscosas. Portanto, como o termo $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ tem uma escala muito menor que o termo correspondente na direção y , ele é negligenciado da equação, o que ocorre para qualquer problema de camada limite onde uma das dimensões é demasiadamente menor que a outra.

Aplicando a equação 2.1 para a região externa à camada limite, consegue-se achar uma relação para $\frac{dp}{dx}$, e depois aplicando-se a relação obtida (2.5) à equação 2.2, obtemos a equação de Navier-Stokes para o escoamento sobre uma placa plana sob ação exclusiva da gravidade, equação 2.7:

$$\frac{dp}{dx} = \rho_\infty g , \tag{2.5}$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\rho_\infty g + \rho g + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} , \tag{2.6}$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \left(1 - \frac{\rho_\infty}{\rho}\right) g + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} . \tag{2.7}$$

A partir dessa etapa, fica claro a interdependência entre a parte dinâmica e térmica do fenômeno. Podemos tirar essa conclusão observando o termo $(1 - \frac{\rho_\infty}{\rho})$ onde é contabilizada uma diferença de densidade originada por uma diferença de temperatura. Para tornar essa dependência ainda mais clara e sumir com um termo que representa a variação de densidade em um modelo para fluidos incompressíveis (notar que tal circunstância só foi possível graças à hipótese de Boussinesq), utilizamos um fator chamado coeficiente de expansão térmica β , definido por:

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T} \approx -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} , \tag{2.8}$$

$$\beta \approx -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = -\frac{1}{\rho} \frac{\rho_\infty - \rho}{T_\infty - T} ,$$

$$\frac{\rho - \rho_\infty}{\rho} = \beta (T_\infty - T) . \tag{2.9}$$

Fazendo-se as substituições adequadas, obtemos para a forma final da equação da conservação do momento para o caso de convecção natural:

$$\frac{Du}{Dt} = -\beta g(T - T_\infty) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} , \quad (2.10)$$

onde ν é a viscosidade cinemática do fluido,

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} . \quad (2.11)$$

assim, obtemos uma equação livre de variações de densidade, e sim com variações de temperatura estabelecendo uma conexão clara entre o acoplamento dos campos de velocidade e temperatura.

Utilizando escalas parecidas com as determinadas para x e y na equação 2.4, podemos analisar as escalas envolvidas na equação da energia:

$$\begin{aligned} x \sim L \quad y \sim \delta_T \quad L \gg \delta_T , \\ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \sim \frac{T}{L^2} , \\ \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \sim \frac{T}{\delta_T^2} \gg \frac{T}{L^2} , \\ \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} . \end{aligned} \quad (2.12)$$

onde δ_T é a espessura da camada limite térmica. Sendo assim, temos a forma final para a equação da transferência de energia:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2.13)$$

Para o caso estudado, somente a parte estacionária do movimento e do fluxo de calor são consideradas. Portanto o sistema de equações que rege a convecção natural permanente, bidimensional e incompressível de um fluido Newtoniano é dado por:

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} = 0 , \quad (2.14)$$

$$u \frac{du}{dx} + v \frac{du}{dy} = -\beta g(T - T_\infty) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} , \quad (2.15)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} . \quad (2.16)$$

Esse sistema de três equações diferenciais parciais pode ainda ser transformado em um sistema de duas equações diferenciais ordinárias por meio de uma variável de similaridade e resolvido com as condições de contorno para o caso dinâmico e termico:

- $u(y = 0) = 0$, pela condição de não escorregamento;

- $v(y = 0) = 0$, o fluido não penetra na placa;
- $u(y = \delta_T) = 0$, como o movimento é antissimétrico em relação ao plano que fica equidistante das duas placas, a velocidade no centro é nula;
- Temperaturas atmosférica e da parede fazem parte da definição do sistema, portanto devem ser estabelecidas.

2.2 Adimensionalização das equações governantes

A adimensionalização do modelo é muito útil em sua análise por trazer um significado mais qualitativo do escoamento, gerando índices que representam aspectos importantes, os quais nos permitem classificá-lo e compará-lo com outros escoamentos com parâmetros diferentes. Obedecendo as escalas apresentadas a seguir, pode-se adimensionalizar todas as equações governantes,

$$x \sim L \quad y \sim \delta \sim \delta_T ,$$

$$u \sim v \sim U ,$$

obtendo assim os principais números adimensionais que regem o escoamento e fluxo de calor do sistema. Estes são o número de Rayleigh Ra , Nusselt Nu , Prandtl Pr e Grashof Gr , os quais já foram abordados pelos seus significados físicos, e agora são definidos pelas equações:

$$Nu = \frac{hL_c}{k_f} , \quad (2.17)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} , \quad (2.18)$$

$$Gr = \Pi_1 \Pi_2 , \quad (2.19)$$

$$\Pi_1 = \frac{gL_c^3}{\nu^2} , \quad (2.20)$$

$$\Pi_2 = \beta \Delta T \quad (2.21)$$

Observa-se na equação 2.19 que o número de Grashof é formado por dois termos de naturezas diferentes: o Π_1 representa a contribuição das forças viscosas e o Π_2 a expansão térmica do fluido. O número de Rayleigh pode ser expresso em função do Gr e Pr da forma:

$$Ra = Gr.Pr , \quad (2.22)$$

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL_c^3}{\alpha\nu} \quad (2.23)$$

Podemos ainda estabelecer diversas relações entre esses números, observando que o cálculo do número de Nusselt é dado em função do coeficiente de transferência de calor na forma convectiva, h , e este, por sua vez, é calculado em função de vários outros parâmetros como mostrado nas seguintes equações:

$$h = f(k_f, \Delta T, x \text{ ou } L_c, \nu, \alpha, g, \beta) , \quad (2.24)$$

$$Nu = f(Gr, Pr) , \quad (2.25)$$

$$Nu = f(Gr, Ra) , \quad (2.26)$$

$$Nu = f(Ra, Pr) . \quad (2.27)$$

A expressão apresentada na equação 2.27 representa o tipo de relação utilizada na análise de dados neste trabalho, o Ra representa a variável de maior importância e o Pr a variável secundária.

2.3 Interpretação importante do número de Prandtl

O número de Prandtl, já apresentado na introdução desse trabalho, é um termo de relativa importância dentre os números adimensionais que caracterizam o fenômeno da convecção natural. No caso do Pr , são contabilizados dois tipos diferentes de processos difusivos, na forma:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} , \quad (2.28)$$

Sendo ν o coeficiente de difusão de quantidade de movimento do fluido e α sua difusividade térmica. Existe uma relação de proporcionalidade direta entre a razão da espessura da camada limite hidrodinâmica e a térmica, $\frac{\delta}{\delta_T}$ e $\frac{\nu}{\alpha}$, o que nos permite classificar os casos de convecção em três tipos, levando em conta apenas as propriedades do fluido:

$$\frac{\delta}{\delta_T} \sim \frac{\nu}{\alpha} . \quad (2.29)$$

- $Pr \gg 1, \nu \gg \alpha, \delta \gg \delta_T$: O primeiro caso engloba fluidos com difusividade de quantidade de movimento muito maior que a difusividade térmica, isto é, número de Prandtl muito menor que a unidade e a camada limite térmica é muito menor que a hidrodinâmica;
- $Pr = 1, \nu = \alpha, \delta = \delta_T$: Nesse caso, estão fluidos cujo o coeficiente de difusão de quantidade de movimento é aproximadamente igual ao coeficiente de difusão

térmica, o número de Prandtl é aproximadamente 1, e as espessuras das camadas limite hidrodinâmica e térmica são aproximadamente iguais;

- $Pr \ll 1$, $\nu \ll \alpha$, $\delta \ll \delta_T$: No último, temos fluidos cuja difusividade térmica é bem maior que a difusividade de quantidade de movimento, portanto um número de Prandtl muito menor que a unidade e uma espessura da camada limite térmica muito maior que a espessura da camada limite hidrodinâmica.

Como já mencionado, o número de Prandtl representa uma relação entre dois coeficientes de difusão, um associado à difusão de quantidade de movimento (viscosidade cinemática) e outro à difusão de calor (difusividade térmica). Um problema do tipo *camada limite* é sempre regido pela competição de dois mecanismos físicos: difusão e advecção, seja de calor, quantidade de movimento ou qualquer outra grandeza física. Conforme o fluido possui maior ou menor capacidade de difundir determinada grandeza, a espessura em que os efeitos difusivos são percebidos com maior intensidade (região da camada limite) aumenta ou diminui. A fim de se avaliar a espessura da camada limite de um problema geral, deve-se observar também a relação entre os efeitos difusivos e convectivos do escoamento. Desta forma, a espessura da camada limite dinâmica em um problema de convecção forçada dependerá, por exemplo, do número de Reynolds do escoamento e em um problema de convecção natural do número de Rayleigh. Mas a relação entre as espessuras das camadas limites térmicas e dinâmica, para os dois casos, continuará dependendo do número de Prandtl do fluido. Por isso este parâmetro físico é tão importante em problemas térmicos envolvendo escoamentos.

2.4 Convecção natural em cavidades

Quando delimitamos os limites do escoamento por uma cavidade, preenchida de fluido, estamos tratando de um caso muito recorrente na natureza e em sistemas de engenharia. A convecção natural no interior de cavidades pode ser interpretada como um sistema em menor escala de diversos fenômenos geofísicos como correntes de massa atmosférica ou marítimas, onde a complexibilidade do problema está na determinação das condições de contorno, tanto térmicas quanto dinâmicas, e no tratamento matemático das propriedades do fluido em questão, que podem apresentar variações significativas com a mudança de temperatura.

O modelo utilizado em problemas envolvendo convecção natural no interior de cavidades difere muito da teoria da camada limite laminar e térmica para escoamentos externos. No caso em questão, todas as interações entre o fluido e cada parede, à temperatura T_i , devem ser contabilizadas formando um sistema de equações, as quais, como

para casos de escoamentos externos, são completamente acopladas graças à relação entre os campos de temperatura e velocidade.

Para modelar o problema e achar suas equações governantes é necessário primeiro analisá-lo qualitativamente, reduzindo significativamente o esforço matemático, para se deduzir as mesmas equações a partir do caso mais geral. Na análise qualitativa, classifica-se o problema em dois grandes grupos: convecção natural em cavidades aquecidas lateralmente ou convecção natural em cavidades aquecidas pela base.

Existem muitos trabalhos a respeito do cálculo dos parâmetros adimensionais, principalmente o Nu , para o modelo de convecção natural em cavidades lateralmente aquecidas, como os trabalhos de Eckert e Carlson (1961), Jakob (1967) e Yin et al. (1978), que baseados em dados experimentais chegaram à seguinte lei de potência para o número de Nusselt, que evidencia a importância da razão de aspecto da cavidade ($\frac{H}{L}$) na determinação dos principais parâmetros:

$$Nu_L = C (Gr_L)^a \left(\frac{H}{L}\right)^b . \quad (2.30)$$

A correlação do número de Grashof com as potências é mostrado pela seguinte tabela e difere nos trabalhos citados:

Investigator	C	a	b	Range of A	Range of Gr
Jakob (1967)	0.180	0.250	-0.111	3.12 to 42.2	2.0×10^4 to 2.0×10^5
Jakob (1967)	0.065	0.333	-0.111	3.00 to 42.2	2.0×10^5 to 1.1×10^7
Eckert & Carlson (1961)	0.119	0.300	-0.100	2.5 to 46.7	Defined in their figure.
Newell & Schmidt (1970)	0.155	0.315	-0.265	2.5 to 20.0	4.0×10^3 to 1.4×10^5
de Vahl Davis (1968)	0.135	0.315	-0.204	2.5 to 35.0	1.0×10^4 to 3.0×10^5
Yin et al. (1978)	0.210	0.269	-0.131	4.9 to 78.7	1.5×10^3 to 7.0×10^6

Figura 2.2: Tabela de a e b em função do Gr (tabela retirada do trabalho de Yunhua Yang (2003)).

No trabalho realizado por Nascimento e Forfan (2011) no laboratório Vortex - Universidade de Brasília, orientado pelo professor Rafael Gontijo, foi levantada uma curva (figura 2.3) do número de Nusselt em função do número de Rayleigh para a mesma bancada projetada e utilizada em seu estudo. Concluiu-se então que o Nu se relaciona diretamente com $Ra^{\frac{1}{4}}$, como na fórmula:

$$Nu_L = C' (Ra_L)^{\frac{1}{4}} , \quad (2.31)$$

onde C' é uma constante obtida facilmente através da regressão exponencial dos dados experimentais.

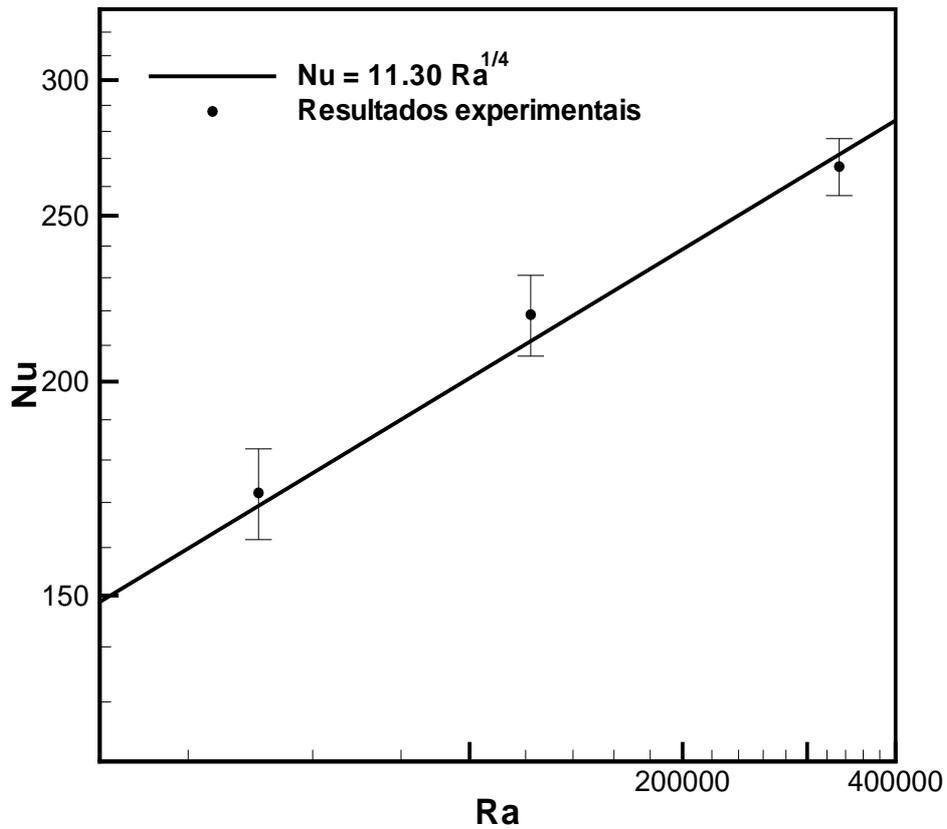


Figura 2.3: Gráfico de Nu_L vs Ra_L para uma cavidade com razão de aspecto igual a 0.083. A constante C' obtida foi igual a 11,3 (figura retirada do trabalho de Nascimento e Forfan (2011)).

Fazendo-se a analogia das equações 2.27 e 2.28, fica evidente que a constante C' , presente na equação 2.28, está relacionada com a razão de aspecto $\frac{H}{L}$, presente na equação 2.27.

2.5 Campo magnético

Ao se estudar um problema de hidrodinâmica de fluidos magnéticos num contexto de ferrohídrodinâmica (fluidos cujo tensor de tensões é influenciado por campos vetoriais da teoria eletromagnética), deve-se utilizar não só as equações clássicas da mecânica dos fluidos, mas também as equações do eletromagnetismo para um fechamento completo do problema acoplado. Este sistema de equações da teoria eletromagnética é conhecido pelo nome de equações de Maxwell. No caso em que não existe passagem de corrente elétrica pelo fluido, ou seja, na condição em que o fluido não conduz corrente, as equações de Maxwell recaem no limite magnetoestático e são dadas por:

$$\nabla \cdot B = 0 \quad \nabla \times H = 0 . \quad (2.32)$$

onde B é a indução magnética, e H é o campo magnético, cuja relação é mostrada na equação 2.30, onde μ_0 é a permeabilidade do vácuo, $4\pi 10^{-7}$, e \tilde{M} a magnetização do meio, uma variável associada ao estado de polarização da matéria quando submetida à aplicação de um campo magnético externo. A relação entre indução magnética e o campo H para um material ferromagnético é ilustrada pela chamada curva de histerese mostrada na figura 2.4. A equação 2.30 ainda pode ser desenvolvida utilizando-se a relação entre \tilde{M} e H apresentada na equação 2.31, onde, o coeficiente de proporcionalidade $\tilde{\chi}(T)$ é chamado suscetibilidade magnética e depende da temperatura do fluido.

$$B = \mu_0 (\tilde{M} + H) , \quad (2.33)$$

$$\tilde{M} = \tilde{\chi}(T)H . \quad (2.34)$$

Após o desenvolvimento e agrupamento da equação 2.31, obtemos as equações finais que governam o campo e a indução magnética:

$$B = \mu H (\tilde{\chi}(T) - 1) . \quad (2.35)$$

O gráfico representado pela figura 2.4 ilustra três curvas: a primeira, que sai da origem, representa a magnetização inicial do material, quando um material ferromagnético é submetido pela primeira vez a um campo externo e seus momentos magnéticos tendem a se alinhar, porém isso ocorre de maneira gradual. Se a intensidade do campo aplicado continuar a subir, existe um ponto em que todos os momentos magnéticos estão alinhados ao campo, conhecido como magnetização de saturação. Após ter atingido a saturação, um aumento posterior do campo magnético não produz mais nenhum aumento da magnetização. Quando o campo magnético é reduzido a zero, alguma magnetização persiste. Esse efeito é denominado de histerese. A magnetização e a desmagnetização de um material que possui histerese produzem perda de energia e a temperatura do material aumenta durante o processo. A curva de magnetização inicial representa um processo reversível, isto é, se a intensidade do campo aplicado diminuir a magnetização também diminuirá percorrendo a mesma curva. Uma vez saturada se diminuirmos H até 0, a curva se abre e para em B_r , que é denominado de indução remanescente e é a indução que permanece no material mesmo sem nenhum campo externo aplicado. Para removê-lo precisa-se inverter o campo aplicado e seguir com a curva até o campo coercitivo $-H_c$, já na parte negativa de H , onde a magnetização se anula. Continuando a diminuir o campo, atinge-se a saturação no outro sentido

e voltando com o campo, segue-se um caminho simetricamente inverso ao anterior, fechando-se o elo de histerese. Existe todo um esforço por parte dos engenheiros de materiais para se moldar os materiais com diferentes curvas de histerese, dependendo do tipo de aplicação. Por exemplo, para núcleos de transformadores de força, deseja-se uma permeabilidade muito alta, com um elo o mais fechado possível, pois as perdas de energia em transformadores são proporcionais à área do elo percorrido em operação e transformados em calor.

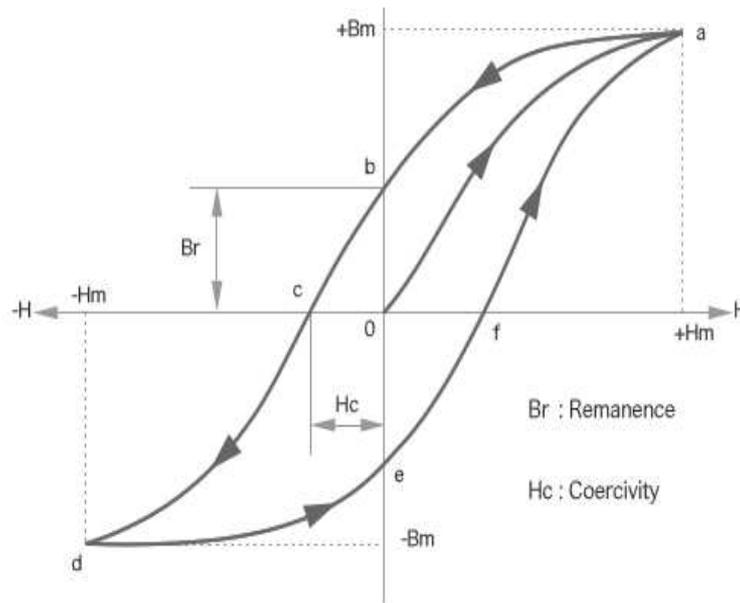


Figura 2.4: Curva de histerese relacionando a indução magnética com o campo magético gerado (figura retirada do artigo publicado por Changqian Cao et al., 2010).

2.6 Propriedades do fluido magnético

Existem dois tipos de fluidos ferromagnéticos: os ferrofluidos e as suspensões magnetoreológicas. Ambos são compostos por um fluido base, geralmente um hidrocarboneto, com partículas de material ferromagnético. Os ferrofluidos contêm partículas nanométricas, enquanto que as suspensões magnetoreológicas contêm partículas micrométricas. Essa diferença no tamanho das partículas leva a uma diferença na estabilidade da suspensão. Suspensões com partículas nanométricas são chamadas de suspensões coloidais e as nanopartículas, neste caso estão sujeitas ao movimento browniano proveniente das próprias moléculas do fluido base. O movimento browniano randomiza a microestrutura da suspensão, e combinado com a adição de surfactantes, fornece um caráter estável à suspensão. Já as suspensões magnetoreológicas são instáveis e podem formar agregados devido à interação magnética entre as partículas, o que pode levar a precipitação destes agregados, levando a uma separação de fases na estrutura do fluido.

O Fluido magnético em questão é composto por óleo mineral com uma certa quantidade de micropartículas ferromagnéticas dissolvidas. A quantidade de partículas é definida pela razão volumétrica das partículas em relação ao óleo, ϕ , e, partir dela, e das propriedades do óleo mineral sem partículas, podemos quantificar as propriedades do fluido magnético através das seguintes relações:

$$\begin{aligned} \beta &= \beta_0 f_\beta(\phi) & \alpha &= \alpha_0 f_\alpha(\phi) & k &= k_0 f_k(\phi) \\ \rho &= \rho_0 f_\rho(\phi) & \eta &= \eta_0 f_\eta(\phi) & \chi &= \phi \chi_d \end{aligned}$$

onde as variáveis com o índice 0 representam propriedades para o fluido com $\phi = 0$, isto é, óleo mineral puro, e χ_d representa a suscetibilidade magnética das partículas no fluido, ou a capacidade destas de alinhar seus dipolos magnéticos na presença de um campo externo. A variação dessa propriedade com a temperatura é mostrada na figura 2.5. Vários trabalhos se empenharam em chegar à melhor expressão para as constantes de proporcionalidade. Usaremos nesse trabalho as conclusões de Sagani e Acrivos, equação 2.36, onde \hat{k} é a razão de condutividade entre as partículas e o fluido que as envolve; Cunha e Sobral, equação 2.37, onde, $G(\gamma) = \gamma \mathcal{L}(\gamma)(4 + 2\gamma \mathcal{L}(\gamma))^{-1}$ e $\mathcal{L}(\gamma)$ é a função de Langevin de primeira ordem, $\mathcal{L}(\gamma) = \coth(\gamma) - \gamma^{-1}$, e $\gamma = mH(k_B T)^{-1}$ a razão energética, onde m é o momento dipolo entre as partículas, k_B é a constante de Boltzmann, $1,38 \cdot 10^{-23}$, e T a temperatura absoluta. Para a densidade, a função de proporcionalidade é mostrada na equação 2.38, onde $\hat{\rho}$ analogicamente a \hat{k} representa a razão das densidades da partícula e o fluido que as envolve, e graças à condição de que as variações de expansão volumétrica e difusividade térmica são demasiadamente pequenas em relação aos seus respectivos valores absolutos, chega-se à equação 2.39.

$$f_k = 1 + 3\phi \frac{\hat{k} - 1}{\hat{k} + 2} , \quad (2.36)$$

$$f_\eta = 1 + \phi \left(\frac{5}{2} + \frac{3}{2} G(\gamma) \right) , \quad (2.37)$$

$$f_\rho = 1 + \phi(\hat{\rho} - 1) , \quad (2.38)$$

$$f_\beta = f_\alpha \approx 1 . \quad (2.39)$$

É fácil observar a diminuição da suscetibilidade magnética da magnetita com o aumento da temperatura, figura 2.5, tal fenômeno acontece graças à atuação de dois mecanismos, o movimento browniano, que tende a randomizar o movimento e alinhamento das moléculas, e a magnetização das partículas ferromagnéticas, que tende a alinhar os momentos de dipolo das partículas. Como o aumento da temperatura, o grau de agitação das moléculas aumenta, aumentando também o movimento browniano e como consequência obtêm-se uma solução mais homogênia, com partículas

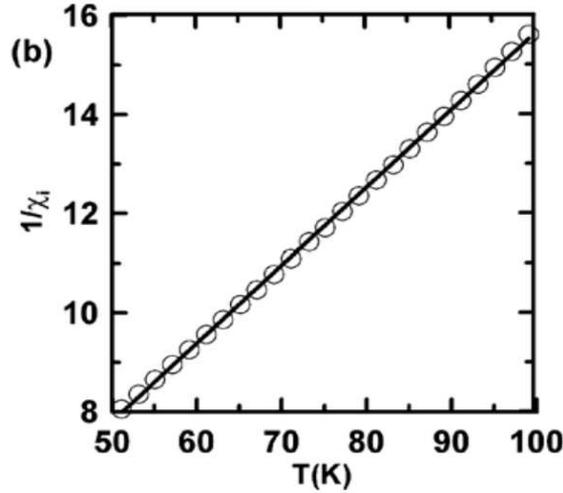


Figura 2.5: Relação da suscetibilidade magnética do composto maguemita $\gamma - Fe_2O_4$ com a temperatura (figura retirada do artigo publicado por Changqian Cao et al., 2010).

apontando seus momentos de dipolos nas mais variadas direções possíveis, dificultando o alinhamento do momentos de dipolo segundo um campo magnético externo, isto é, diminuindo sua magnetização, e dado que, a suscetibilidade magnética representa a proporcionalidade entre o campo aplicado e a magnetização (equação 2.34, também é observada a diminuição desta.

Também é importante investigar o efeito da temperatura na viscosidade de um fluido, já que estão presentes no processo de convecção gradientes de temperatura significativos. Tal relação foi estudada por Arrhenius que chegou à seguinte equação:

$$\eta = A.e^{\frac{C_f}{T}} \quad (2.40)$$

onde $A[Pa.s]$ e $C_f[K]$ representam constantes empíricas associadas ao fluido, e $T[K]$ a temperatura. A abordagem feita por Arrhenius é válida para todos os fluidos Newtonianos, grupo em que se enquadram soluções magnetoreológicas com baixa fração volumétrica de partículas.

Outra importante relação dentro do conceito, não só de soluções magnetoreológicas mas de qualquer mistura envolvendo a dissolução de partículas em um solvente, é a de como a viscosidade da mistura varia com a concentração de soluto. Albert Einstein, estudando soluções de água e açúcar analiticamente, propôs um modelo para descrever quantitativamente esta dependência da viscosidade em relação à concentração de soluto em soluções diluídas ($\phi < 0,5\%$). O modelo leva em consideração partículas de soluto esféricas e rígidas distribuídas de maneira uniforme no fluido base e sem interações que possam levar à desomogeneidade da solução. A equação 2.41 mostra a relação linear achada por Einstein.

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{5}{2} \phi \right) \quad (2.41)$$

Vários trabalhos posteriores se empenharam em achar outras relações dependendo do tamanho da cadeia de aglomerados formados pelo soluto. Esses trabalhos mostraram que existe uma relação direta entre o número médio de partículas formando aglomerados e a ordem máxima de ϕ na série de McLaurin. Como o estudo de Einstein baseou-se em um modelo disperso sem aglomerados, a ordem máxima de ϕ é 1, caracterizando uma relação linear entre a viscosidade relativa $\frac{\eta}{\eta_0}$ e a fração volumétrica ϕ .

2.7 Convecção termomagnética

A interação entre o campo magnético criado e as micropartículas magnetizáveis dá origem à uma força magnética. Esta também deve ser contabilizada nas equações de momento de Navier-Stokes, pois também fazem parte do dinamismo do sistema. Tem-se que, utilizando a hipótese de Boussinesq para a suscetibilidade magnética χ , a força magnética atuante no sistema é:

$$f_m = \mu_0 \chi \beta_m \Delta T \frac{d}{dy} \left(\frac{H^2}{2} \right) , \quad (2.42)$$

onde $\beta_c h i$ representa a taxa de expansão pirométrica, isto é, o gradiente de suscetibilidade devido à não homogeneidade da temperatura. Um outro coeficiente com o conceito análogo é o coeficiente de expansão volumétrica β , que contabiliza a variação do volume específico do fluido com a mudança de temperatura. Ambos os coeficientes são apresentados a seguir:

$$\beta = -\frac{1}{\nu} \frac{d\tilde{\nu}}{dT} \quad (2.43)$$

$$\beta_m = -\frac{1}{\chi} \frac{d\tilde{\chi}}{dT} \quad (2.44)$$

Na maioria das aplicações utiliza-se os efeitos da convecção magnética juntamente com a convecção natural, porém para um melhor entendimento dos mecanismos que regem cada fenômeno, separa-se aqui em dois fenômenos distintos e independentes. A convecção natural é originada a partir de uma diferença de temperatura no meio contínuo. Graças à dependência da massa específica ρ em relação à temperatura, o gradiente de temperatura gera também um gradiente de massa específica, a qual, a partir da interação com o campo gravitacional dá origem ao movimento de convecção natural. No fenômeno de convecção termomagnética a diferença de temperatura gera

um gradiente de suscetibilidade magnética χ , graças à dependência de χ em função da temperatura, esse gradiente quando interage com um campo magnético gera o movimento de convecção termomagnética. As correntes de convecção observadas em ambos os casos diferem substancialmente em forma e tamanho, o fenômeno de convecção termomagnética é marcada pela formação de correntes secundárias aumentando a transferência de calor no sistema.

Portanto, temos a equação de Navier-Stokes com os termos referentes à variação da densidade no campo gravitacional e variação da suscetibilidade magnética no campo magnético, ambas em função da temperatura, representada pela equação 2.45. Aplicando a hipótese de Boussinesq chegamos à equação 2.46:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \tilde{\rho}(T)g + \mu_0 \tilde{\chi}(T) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H^2}{2} \right) , \quad (2.45)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \rho \beta \Delta T g + \mu_0 \chi \beta_m \Delta T \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H^2}{2} \right) . \quad (2.46)$$

onde φ representa a pressão modificada que exprime o efeito da estratificação de densidade e suscetibilidade na distribuição de pressão, ela é definida por:

$$\varphi = p - \left(\rho g + \frac{1}{2} \mu_0 \chi H^2 \right) . \quad (2.47)$$

Na equação de Navier-Stokes apresentada (equação 2.46), observa-se a atuação de duas forças de campo, a primeira representada pela expressão $\rho \beta \Delta T g$, está relacionada ao coeficiente de expansão volumétrica, o qual, na presença de um gradiente de temperatura (ΔT) gera um gradiente de volume específico que ao interagir com o campo gravitacional, g , resulta em um campo de forças de empuxo, o fenômeno análogo acontece quando se trata dos parâmetros magnéticos, $\mu_0 \chi \beta_m \Delta T \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H^2}{2} \right)$, um gradiente de temperatura ΔT gera um gradiente de suscetibilidade magnética que ao interagir com um gradiente de campo magnético resulta nas forças de empuxo magnéticas. A contabilização do campo de forças das duas naturezas constitui o campo de forças de campo para a convecção termomagnética.

De forma análoga ao número de Rayleigh, que rege a convecção natural gravitacional, diversos trabalhos sobre convecção termomagnética trazem um novo parâmetro físico adimensional, o número de Rayleigh magnético, Ram . Este por sua vez representa a razão entre forças de empuxo e magnética e forças geradas por ação da viscosidade. O número de Rayleigh magnético pode ser calculado pela equação 2.48 utilizando-se as propriedades da suspensão magnetoreológica, como as propriedades do fluido sem partículas podem ser relacionado às mesmas propriedades do fluido com uma fração volumétrica de partículas, equações de 2.36 a 2.39, pode-se expressar o

número de Rayleigh magnético do fluido termomagnético em função do Ra_m do fluido sem partículas ferromagnéticas através da equação 2.49.

$$Ra_m = \frac{\mu_0 \beta_m \chi \Delta T \Delta \left(\frac{H^2}{2}\right)_0 l^2}{\alpha \eta}, \quad (2.48)$$

$$Ra_m = F(\phi) Ra_m^{(0)}, \quad (2.49)$$

onde

$$Ra_m^{(0)} = \frac{\mu_0 \beta_m \chi_d \Delta T \Delta \left(\frac{H^2}{2}\right)_0 l^2}{\alpha_0 \eta_0}, \quad (2.50)$$

$$F(\phi) = \phi (f_\alpha(\phi) f_\eta(\phi))^{-1}. \quad (2.51)$$

Trabalhos recentes como o de F.R. Cunha et al. (2007) evidenciam relações importantes como a ilustrada pela equação 2.52, obtida através da análise de escala para o caso termomagnético. Nessa relação é mostrada, de forma quantitativa, a dependência do fluxo líquido de calor em relação aos números de Rayleigh gravitacional e magnético.

$$\dot{q} \sim Ra_g^{\frac{1}{5}} + Ra_m^{\frac{1}{3}} \quad (2.52)$$

como o número de Nusselt representa a forma adimensional do fluxo de calor, podemos ainda estabelecer a seguinte relação:

$$Nu \sim Ra_g^{\frac{1}{5}} + Ra_m^{\frac{1}{3}} \quad (2.53)$$

Outra conclusão importante do trabalho de F.R. Cunha et al. é ilustrada pelo gráfico na figura 2.6, no qual a curva representa a relação entre λ - eficiência do fluxo de calor \dot{q}/\dot{q}_0 , onde \dot{q}_0 é o fluxo de calor para o caso com Ra_m igual a 0 - e o número de Rayleigh magnético para fluidos ferromagnéticos com diferentes frações volumétricas, ϕ .

Outros estudos do grupo Vortex em cavidades com razão de aspecto aproximadamente igual a 1 realizados por R.G. Gontijo e F.R. Cunha (2012) mostram uma distribuição ainda mais uniforme no fluido, obtendo eficiências mais altas para o fluxo de calor em comparação com os casos estudados em cavidades delgadas, à medida que o módulo do campo magnético aplicado aumenta.

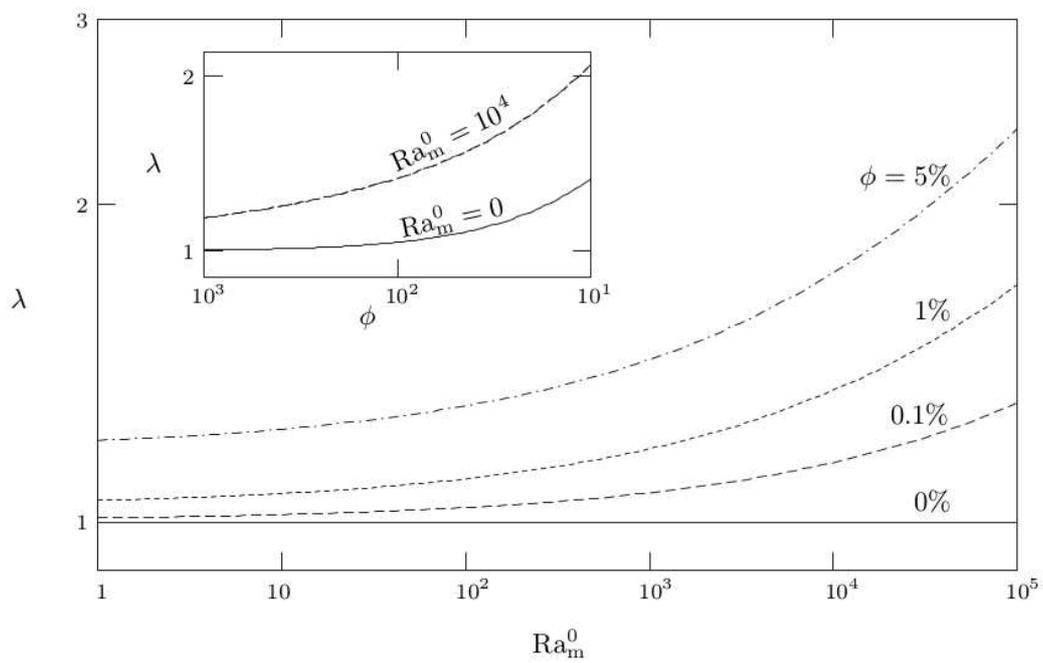


Figura 2.6: Gráfico da eficiência da transferência de calor por convecção λ pelo número de Rayleigh magnético Ra_m^0 para diversas frações volumétricas de micropartículas, ϕ (figura retirada do trabalho de F. R. Cunha et al. (2007)).

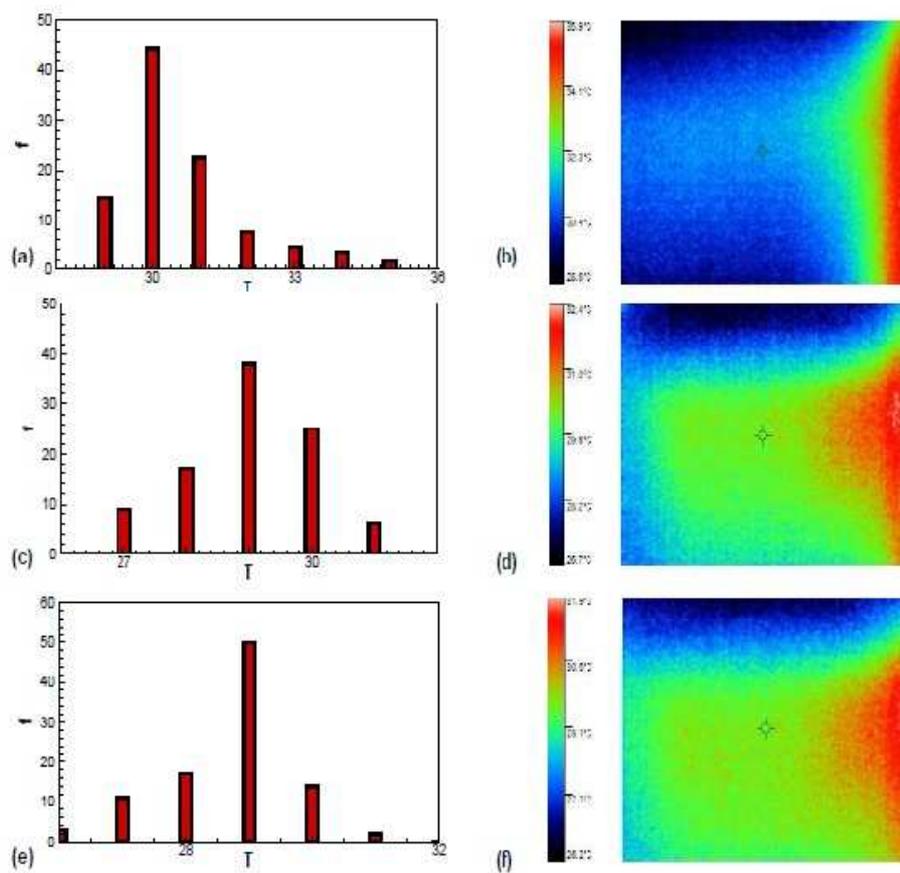


Figura 2.7: Experimento em cavidade com razão de aspecto igual a 1,4 - (a) Distribuição e (b) campo de temperatura sem campo magnético. (c) Distribuição e (d) campo de temperatura com campo magnético de módulo igual a 300G e sentido oposto à distribuição (e) e campo de temperatura (f) (figura retirada do trabalho de Gontijo e Cunha (2012)).

3 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

Neste capítulo é apresentada toda a aparelhagem utilizada nos experimentos, assim como a bancada e todos os aparelhos essenciais para o funcionamento dela e seus papéis na execução do experimento, a metodologia de execução dos dois tipos de experimentos de convecção magnética e as metodologias de tratamento estatístico de dados.

Como listado nos objetivos do trabalho, foram realizados diversos experimentos com intuítos diferentes. Para isso foram utilizadas diferentes bancadas e aparatos. Porém antes dos experimentos alguns parâmetros foram estabelecidos, como as frações volumétricas de partículas presentes na suspensão magnetoreológica. Basicamente foi determinado três condições de dissolução das partículas: 0,5% (diluído); 3% (médio); 5% (concentrado); outro parâmetro que foi determinado na fase inicial do projeto foi a faixa do campo magnético aplicado durante os teste de convecção magnética. Porém isso será abordado posteriormente no presente trabalho.

Em uma primeira fase empenhou-se em estabelecer as relações entre a viscosidade de uma suspensão, mantendo-se a concentração constante, e a temperatura, para tanto utilizou-se um viscosímetro de cilindros concêntricos e variou-se a temperatura de 30°C a 50°C tomando-se leituras pontuais de viscosidade, realizando o experimento para suspensões com as três frações volumétricas em questão. Ainda analisando o comportamento da viscosidade do fluido, realizou-se outra série de experimentos com o objetivo de encontrar a relação entre a viscosidade e a fração volumétrica, podendo assim determinar uma dependência da viscosidade em função de ambos a temperatura e a fração volumétrica. O viscosímetro utilizado da marca BROOKFIELD é mostrado na figura 3.1. Basicamente ele consiste em dois cilindros concêntricos dos quais um permanece parado e o outro gira com velocidade constante, o espaço entre os dois cilindros é preenchido com o fluido a ser medido. O esquema de funcionamento é apresentado na figura 3.2. O fluido gera um torque resistivo no cilindro em movimento, e este, por sua vez, é lido, por um dinamômetro de mola e convertido em viscosidade à partir de um software que apresenta os valores lidos na tela do computador, figura 3.3. Para o controle de temperatura foi utilizado um banho térmico da marca CANON, mostrado na figura 3.4, com precisão de 0.001°C.



Figura 3.1: Viscosímetro.

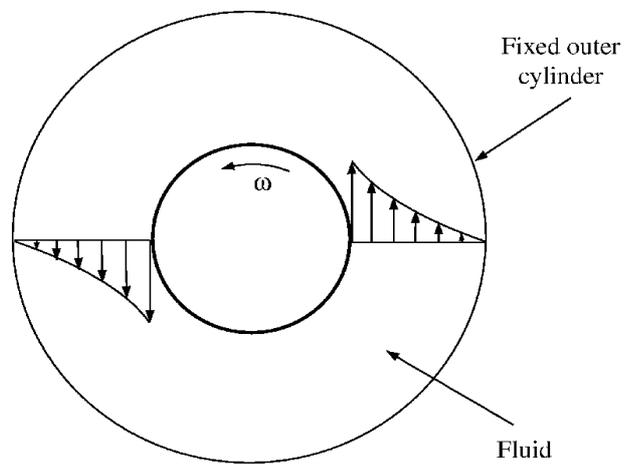


Figura 3.2: Esquema de funcionamento do viscosímetro de cilindros concêntricos.

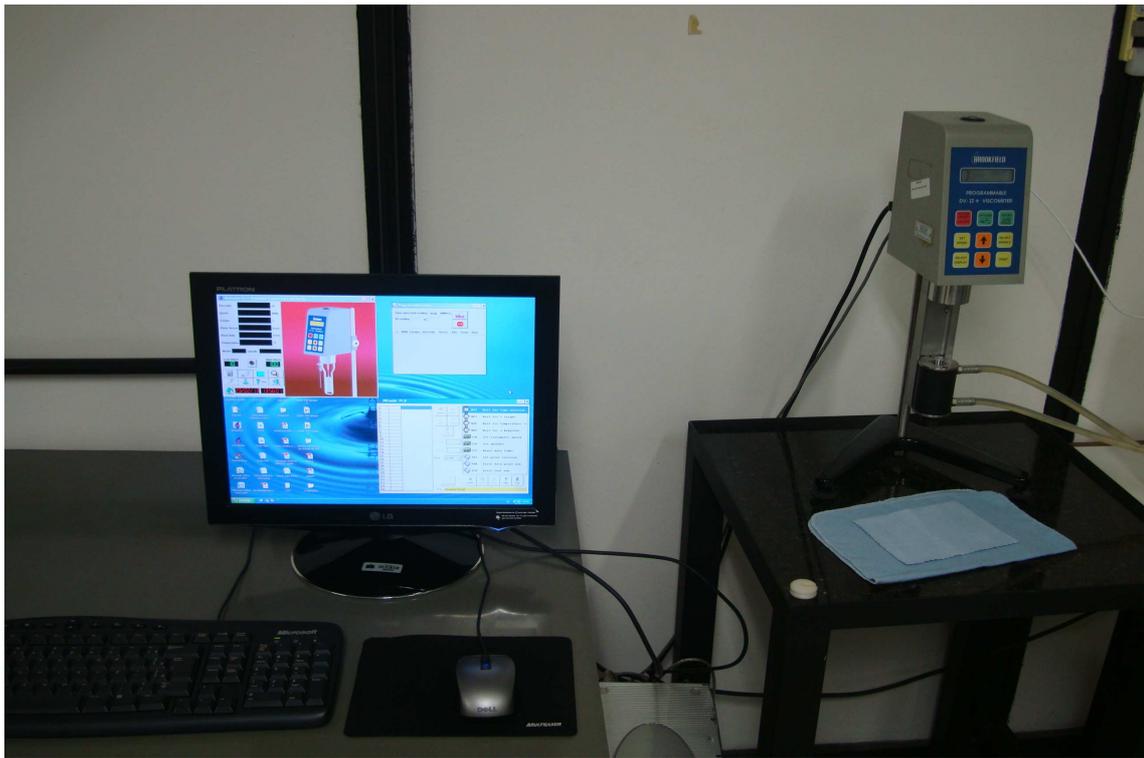


Figura 3.3: Conjunto viscosímetro-computador, este último faz a conversão do sinal vindo do viscosímetro e manda as informações de operação selecionadas pelo usuário.



Figura 3.4: Banho térmico com precisã de $0,001^{\circ}\text{C}$

Posteriormente, foram realizados experimentos com o objetivo de caracterizar o ímã utilizado, já que valores precisos de campo na região do escoamento são extremamente importantes para o desenvolvimento matemático dos dados colhidos. Utilizou-se o aparelho de medição de indução magnética 'Gaussmeter', mostrado na figura 3.5, colhendo-se dados a diversas distâncias do ímã, para que, utilizando-se ferramentas estatísticas, fosse possível estabelecer uma equação governante com relativa segurança para o ímã utilizado (figura 3.18).

A partir de então, pode-se realizar os experimentos de convecção termomagnética que foram divididos em dois grupos, de acordo com seus objetivos. O primeiro grupo de experimentos visa validar a bancada experimental e estabelecer um tempo de duração do experimento assim como identificação e exclusão do período transiente de troca de calor, já que o objetivo geral deste trabalho é o estudo da convecção termomagnética em regime permanente. Com os resultados do primeiro grupo de experimentos pode-se definir um roteiro padrão de experimento, uma vez conhecidos a melhor temperatura de operação e os tempos transiente e de experimento.



Figura 3.5: Gaussmeter - aparelho utilizado para a medição de campo de indução magnética.

3.1 Descrição da bancada

Para atender aos objetivos listados adequando-se ao modelo utilizado: paredes frontal, traseira, inferior e superior adiabáticas, parede laterais (esquerda e direita) isotérmicas e altura da cavidade bem maior que suas outras dimensões (caracterizando-a como delgada), utilizou-se a bancada projetada por L.G. Nascimento e R.M. Farfan (2011) com o objetivo de servir como instrumento de estudo na área de convecção termomagnético. As partes de acrílico da bancada são translúcidas com o objetivo de visualizar e gravar o experimento.

A bancada consiste em três cavidades com uma face em comum duas a duas como mostrado na figura 3.6. A cavidade central tem suas paredes de acrílico, exceto as laterais que são feitas de alumínio, assim como as cavidades laterais que recirculam água, uma à temperatura ambiente e a outra à uma temperatura ajustável, para estabilizar as temperaturas da parede. A constituição da cavidade de testes foi projetada para se aproximar ao modelo utilizado, sabendo que o o acrílico tem propriedades adiabáticas, e o alumínio facilita o transporte de calor da parede para a água de recirculação, condição essencial quando se quer manter a temperaturas das paredes estáveis. A recirculação da água à temperatura ambiente é feita por uma bomba de aquário e a da água quente é feita por uma bomba onde a água é aquecida à uma certa temperatura ajustável. E o campo magnético, para os experimentos de convecção termomagnética é gerado por um ímã posicionado à uma distância certa para gerar o campo desejado no interior da cavidade. Para tanto o suporte do ímã mostrado na figura 3.18 foi graduado de acordo com o campo de indução magnética gerado no meio da cavidade.

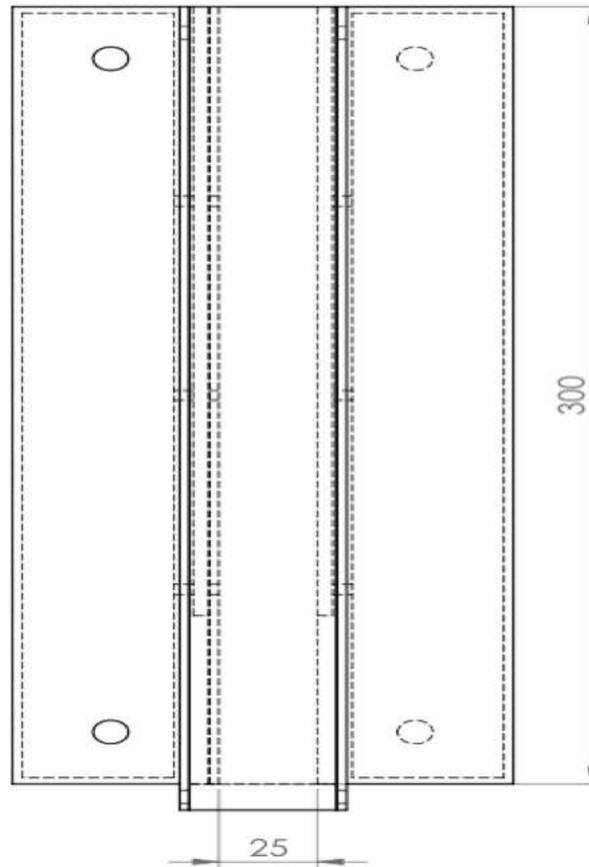


Figura 3.6: esquema da bancada

As tomadas de dados são feitas através de nove termopares distribuídos ao longo das duas paredes isotérmicas, seis são posicionados com seus sensores dentro da célula central, e dois dentro da célula que recircula água quente, como mostrado pela figura 3.7.

A informação lida pelos termopares é enviada à uma placa de aquisição de dados, DAQBOOK, que envia ao computador e o software DAQVIEW os lê e fornece a temperatura de cada termopar. Para minimizar as perdas de energia da bancada foi construído um suporte de cortiça que a isola termicamente.

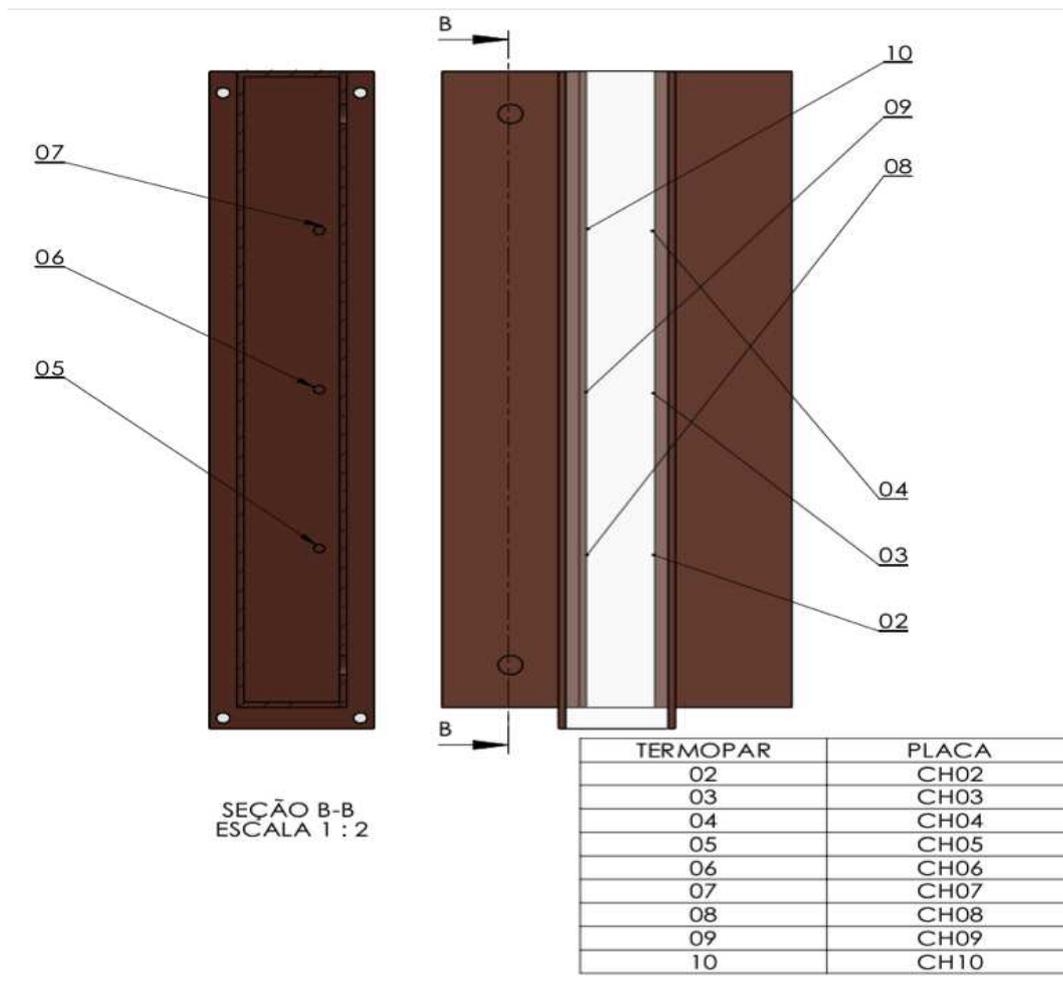


Figura 3.7: esquema da bancada

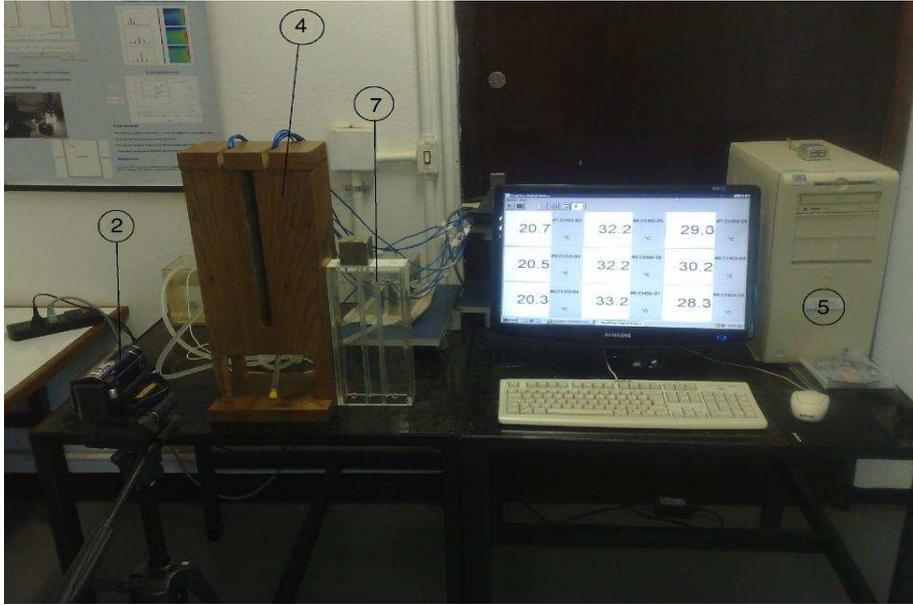


Figura 3.8: Bancada Experimental



Figura 3.9: Bancada Experimental

1. Banho térmico, aquece e recircula água a temperatura ajustável
2. Câmera de filmagem
3. DAQBOOK, placa de aquisição de dados.
4. Cavidade
5. Computador
6. Bomba de recirculação de água à temperatura ambiente
7. Ímã de Neodímio

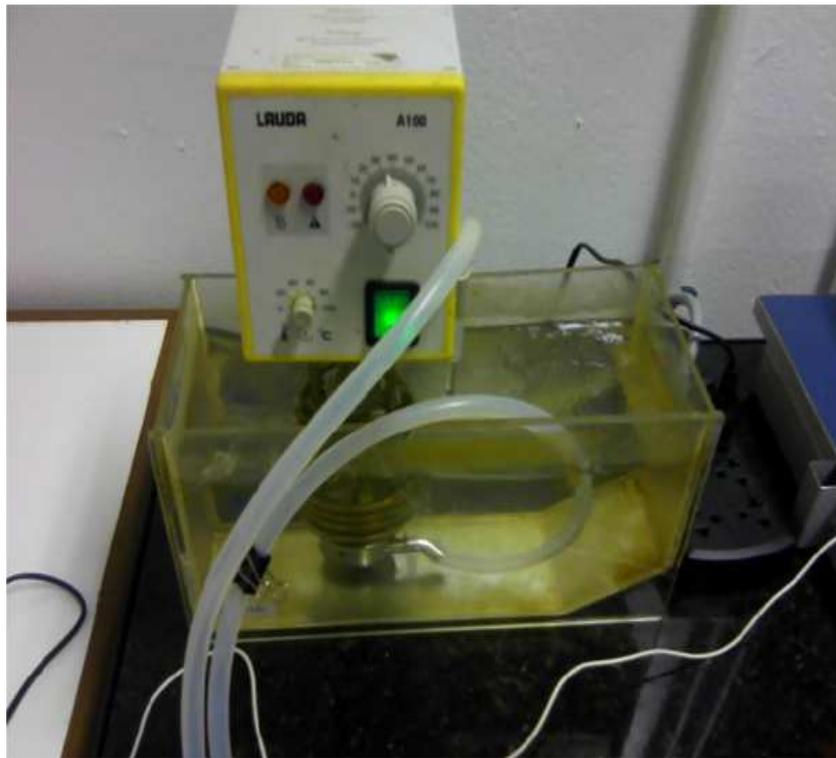


Figura 3.10: Banho térmico.



Figura 3.11: DAQBOOK.

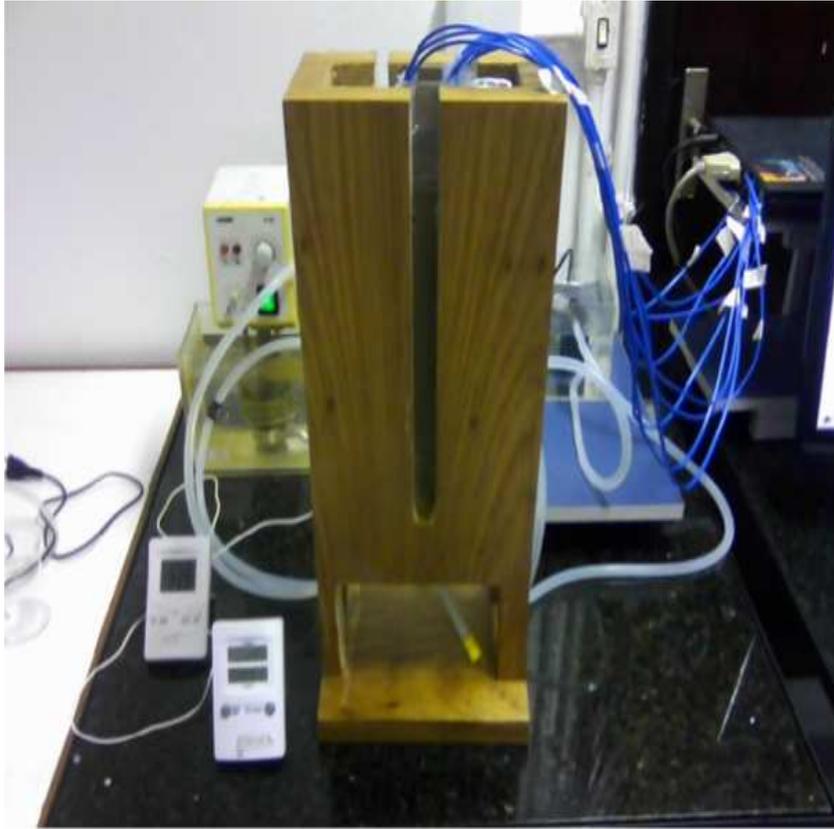


Figura 3.12: Cavidade dentro do suporte de cortiça



Figura 3.13: Entrada e saída do fluido de recirculação



Figura 3.14: Interior da cavidade



Figura 3.15: Computador

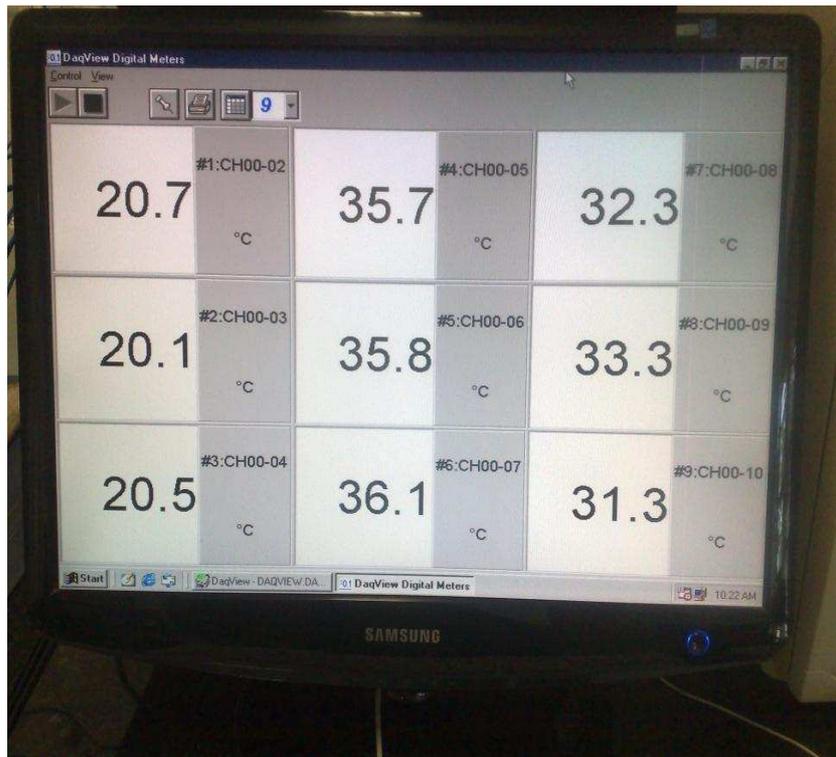


Figura 3.16: Interface gráfica DAQVIEW

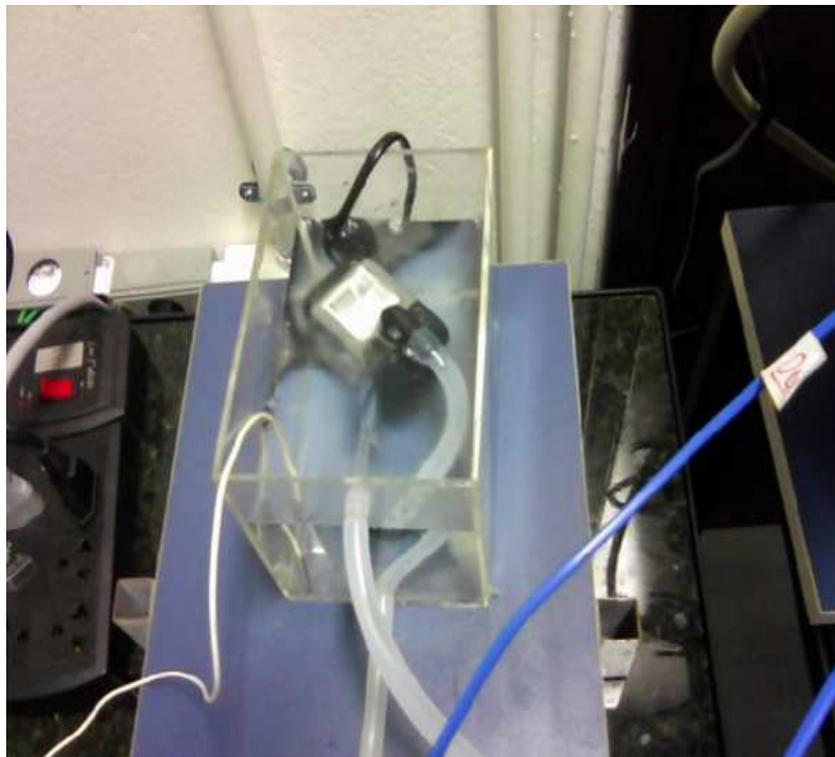


Figura 3.17: Bomba de recirculação de água à temperatura ambiente.



Figura 3.18: Ímã de Neodímio sobre o suporte de acrílico graduado de acordo com os campos utilizados.

3.2 Metodologia para execução dos experimentos

Como apresentado nos objetivos do presente trabalho, foram realizados diferentes experimentos com diferentes objetivos, abordagens físicas e estatísticas. Portanto para melhor entendimento, será detalhada a metodologia de cada classe de experimento. Todavia são apresentados a seguir procedimentos padrões para todos os experimentos. Estes são procedimentos com o objetivo de padronizar as condições do experimento e eliminar possíveis erros aleatórios.

- Climatizar o laboratório em um temperatura de 25°C;
- Antes de colher qualquer dado faz-se necessário o mixing da solução para que possíveis cadeias formadas pelas partículas não interfiram nos dados colhidos;
- Evitar qualquer contato com a bancada em utilização, evitando assim possíveis trocas de calor indesejáveis.

3.2.1 Experimentos de classificação do fluido

Esse grupo de experimentos pode ainda ser dividido em outros dois com procedimentos diferentes: medição da viscosidade variando-se a temperatura e medição da viscosidade variando-se a fração volumétrica de partículas. Os procedimentos detalhados são descritos a seguir:

- Medição de viscosidade variando-se a temperatura
 1. Prepara-se 3 soluções magnetoreológicas com concentrações de 0,5% , 3% , 5%;
 2. Liga-se o viscosímetro e é feita a calibração automática;
 3. Elabora-se o programa que o viscosímetro seguirá contendo os parâmetros velocidade de rotação, tipo de spindle, tempo entre uma leitura e outra e tempo total de experimento. Após a elaboração o programa deve ser enviado ao viscosímetro por meio do software DVLoader;
 4. Liga-se o banho térmico na temperatura desejada e aguarda-se sua estabilização;
 5. A cada temperatura realiza-se o experimento para as três soluções;
 6. O experimento é realizado para temperaturas pontuais na faixa de 30°C a 50°C, variando-se 5°C entre um experimento e outro.
- Medição de viscosidade variando-se a fração volumétrica de partículas

1. Prepara-se pequenas amostras de soluções magnetoreológicas na faixa de 0% a 5% de concentração de partículas, variando-se 0.5% entre uma concentração e a próxima;
2. Liga-se o viscosímetro e é feita a calibração automática;
3. Elabora-se o programa que o viscosímetro seguirá contendo os parâmetros velocidade de rotação, tipo de spindle, tempo entre uma leitura e outra e tempo total de experimento. Após a elaboração o programa deve ser enviado ao viscosímetro por meio do software DVLoader;
4. Liga-se o banho térmico na temperatura desejada, 30°C, e aguarda-se sua estabilização;
5. São feitas as leituras de viscosidade para cada concentração volumétrica das soluções.

3.2.2 Experimentos de levantamento das propriedades magnéticas do ímã

1. Zera-se o Gaussmeter com auxílio da câmara isolante;
2. Fixa-se o ímã de neodímio;
3. Define-se 20 distâncias diferentes até o ímã, nas quais serão colhidos os dados;
4. São realizadas as leituras posicionando-se sempre a sonda em planos perpendiculares às linhas de campo.

3.2.3 Experimentos na bancada de convecção

- Experimentos de validação da bancada
 1. Coloca-se o óleo mineral na cavidade central;
 2. Ajusta-se a temperatura da água de recirculação quente (temperatura da parede quente) - são testadas quatro temperatura: 30°C, 35°C, 40°C, 50°C;
 3. Liga-se as bombas;
 4. Inicia-se a aquisição de dados;
- Experimentos de convecção termomagnética
 1. Coloca-se a suspensão magnetoreológica na cavidade central;
 2. Ajusta-se a temperatura da água de recirculação quente (temperatura da parede quente)

3. Posiciona-se o ímã de acordo com o valor de campo magnético desejado;
4. Liga-se as bombas
5. Aguarda-se o tempo necessário para que o fluxo de calor se desenvolva e fique em regime permanente;
6. Inicia-se a aquisição de dados;

Ao ajustar a temperatura e ligar o banho térmico, a água que recircula por ele demorará em torno de 30 minutos para se estabilizar. Durante esse período observa-se o aumento na temperatura do fluido de teste assim como na água de recirculação à temperatura ambiente. Após o sistema entrar no novo equilíbrio, diz-se que o sistema começou seu regime permanente, período em que são colhidas as temperaturas.

Devido às suas características térmicas e viscosas, utilizou-se o óleo mineral como o fluido base da mistura que compõe a suspensão magnetoreológica. A elevada viscosidade do óleo em comparação com a água amplifica os efeitos viscosos na dissipação de momento gerando variações de temperatura maiores e mais fáceis de serem captadas pelos termopares. Para que o campo magnético interaja de maneira apreciável com o fluido de teste, diluiu-se partículas ferromagnéticas a frações volumétricas ϕ de 0,5% a 3%.

A aquisição de dados é feita até o regime permanente ser perturbado novamente e se perceber variações consideráveis nas temperaturas lidas pelos termopares.

O objetivo dos pré-experimentos é se familiarizar com o comportamento da bancada e identificar os principais parâmetros do experimento mais simples, induzir uma diferença de temperatura entre as paredes, utilizando-se óleo mineral puro como fluido de teste e num meio sem campo magnético. São aplicadas diferentes temperaturas para a parede quente e os dados são colhidos por aproximadamente duas horas, desde o início do funcionamento da bancada, isto é, desde o momento em que as bombas são ligadas. As temperaturas impostas à parede quente são 30°C, 35°C, 40°C e 50°C.

A partir de um programa em código Fortran confeccionado para este trabalho, os dados são filtrados e transformados em médias, desvios e números adimensionais. Através de uma análise espacial simples das temperaturas médias, considerando o fluxo de calor, é possível validar a bancada para uma certa faixa de temperatura ensaiada. Além disso, pela análise dos desvios e das variações de temperatura, realizado por outro programa, podemos identificar o período transiente inicial e final, podendo assim excluí-los da análise, atendendo aos objetivos do trabalho.

Já os experimentos de convecção termomagnética têm o objetivo de estabelecer uma relação entre a eficiência da troca de calor e o módulo de um certo campo magnético aplicado. Para isso, deve-se primeiro estudar o campo magnético aplicado pelo mag-

neto usado, medindo-se o campo elétrico em pontos a diversas distâncias do magneto, podendo-se então achar a relação do campo com a distância para esse caso. A partir de então, pode-se determinar com relativa exatidão o campo magnético atuante em cada parede e aplicar campos de diferentes módulos verificando a respectiva variação na taxa de transferência de calor. Cada experimento é realizado várias vezes mantendo-se todos os parâmetros constantes, variando-se, de um experimento para o outro, apenas o módulo do campo magnético aplicado.

3.3 Metodologia de tratamento de dados

3.3.1 Cálculo de viscosidade

Nos experimentos com o viscosímetro são colhidos diversos valores de viscosidade para um mesmo experimento. Como o objetivo dessa classe de experimentos é justamente o cálculo da viscosidade para diversos casos, alterando-se a temperatura e a fração volumétrica das partículas, o único tratamento de dados necessário é de natureza estatística, obtendo-se assim uma média e um desvio padrão, este último representando o erro associado às medições.

$$\bar{\eta} = \frac{1}{n} \sum \eta_i \quad (3.1)$$

$$Desvio_{\eta} = \left[\frac{1}{n-1} \sum (\bar{\eta} - \eta_i)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

onde $\bar{\eta}$ representa a viscosidade média calculada a partir de n experimentos, e η_i representa cada leitura realizada pelo viscosímetro.

3.3.2 Tratamento estatístico dos dados de indução magnética

De forma similar ao cálculo da viscosidade, o tratamento dos dados de indução magnética colhidos é apenas de natureza estatística, portanto é calculada uma média e um desvio padrão. Caso o desvio padrão calculado para cada média seja menor do que a precisão do Gaussmeter, este deve ser utilizado como valor do erro associado às medições.

$$\bar{B} = \frac{1}{n} \sum B_i \quad (3.3)$$

$$Desvio_B = \left[\frac{1}{n-1} \sum (\bar{B} - B_i)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

\bar{B} é a indução média para n experimentos e B_i é o valor de indução magnética colhida em cada experimento.

3.3.3 Metodologia de cálculo do tempo de regime transiente da bancada

Para alcançar o objetivo de identificação do período transiente de experimentos realizados na bancada apresentada, é proposta uma metodologia própria de cálculo numérico, na qual o banco de dados é dividido em várias partes, formando vários bancos de dados menores. Estes por sua vez passam por um processo de regressão multi-linear de forma que o número de subdivisões do banco de dados original deve ser suficiente a ponto de, depois de realizar a regressão multi-linear, se obter uma aproximação razoável dos dados colhidos em primeiro lugar. A partir da linearização dos dados, pode-se medir o coeficiente angular de cada subdivisão do banco de dados e identificar assim o regime transiente pelos coeficientes mais altos, isto é, com uma maior variação de temperatura dada em um mesmo intervalo de tempo.

3.3.4 Metodologia de cálculo das taxas de troca de calor

A massa de dados que é fornecida após os experimentos representa todas as leituras de temperatura feitas pelos termopares no tempo estabelecido no Software DAQVIEW. De acordo com os objetivos do projeto são obtidos com cada massa de dados quatro tipos de resultados diferentes: gráficos de temperatura *versus* tempo, as temperaturas médias em cada termopar, os números adimensionais de Nusselt e Rayleigh e a taxa de transferência de calor.

Para o cálculo da temperatura média para cada canal, isto é, local, tem-se a seguinte equação:

$$\bar{T} = \frac{1}{t} \int_0^t T(t) dt . \quad (3.5)$$

A análise espacial das temperaturas é feita a partir de dois tipos diferentes de ΔT , a diferença entre as temperaturas das duas paredes laterais e a diferença entre a temperatura da água de recirculação quente e a temperatura da parede quente, sendo essa última necessária para o cálculo do coeficiente médio de transferência de calor por condução, mostrado na equação 3.10. Os dois tipos de diferenças de temperatura são representados a partir da analogia com uma matriz de ordem 3 mostrada na figura 3.19, onde as linhas verticais representam as colunas e as linhas horizontais as linhas da matriz.

$$\Delta T_{*i} = T_{i3} - T_{i2} , \quad (3.6)$$

$$\Delta T_i = T_{i2} - T_{i1} . \quad (3.7)$$

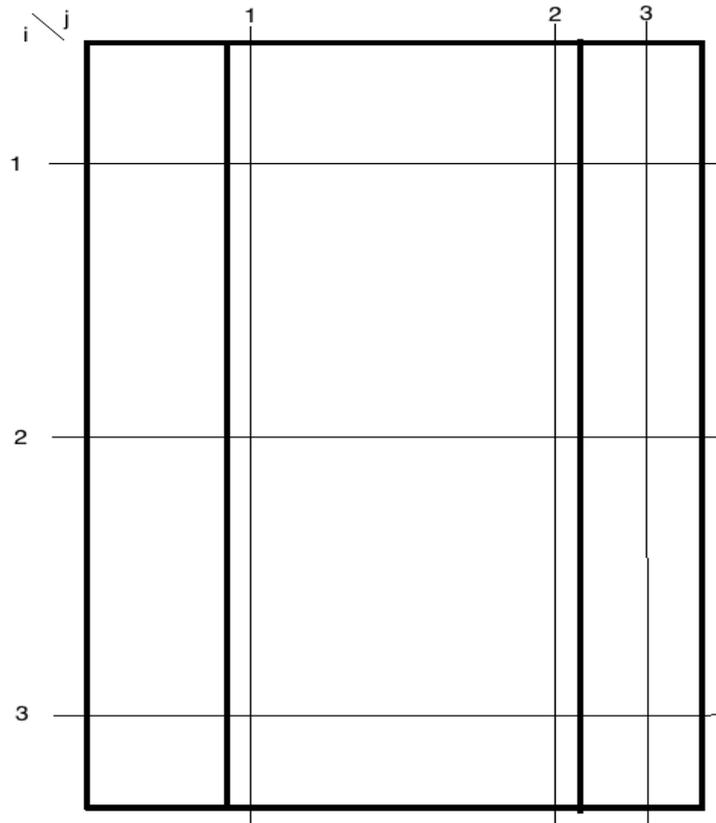


Figura 3.19: distribuição das tomadas de medida na cavidade em forma de matriz, onde o termopar localizado na linha i e coluna j está a uma temperatura T_{ij} .

portanto, utilizando as relações presentes na lei de resfriamento de Newton, obtemos a seguinte expressão para o coeficiente local de transferência de calor por convecção:

$$h_i = \frac{k_w \cdot \Delta T^*_{*i}}{e \cdot \Delta T_i} , \quad (3.8)$$

onde k_w é o coeficiente de condução de calor da parede de alumínio e e sua espessura. Assim podemos obter um valor para o número de Nusselt médio para cada experimento a partir do coeficiente médio de transferência de calor por convecção, levando em consideração o fato de que as tomadas de medida são feitas em pontos igualmente espaçados em relação à variável i da matriz apresentada.

$$\bar{h} = \frac{1}{3} \sum h_i , \quad (3.9)$$

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h} \cdot L_c}{k_f} , \quad (3.10)$$

onde L_c é a distância entre as paredes da célula principal e k_f é o coeficiente de condução térmica do fluido. A contabilização do Nusselt para todos os experimentos,

com parâmetros idênticos, e o do desvio padrão observado em n experimentos são dados por:

$$\overline{Nu} = \frac{1}{n} \sum \overline{Nu}_n , \quad (3.11)$$

$$Desvio_{Nu} = \left[\frac{1}{n-1} \sum (\overline{Nu} - \overline{Nu}_n)^2 \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (3.12)$$

Para o cálculo da taxa de calor trocada utiliza-se a expressão dada pela lei de resfriamento de Newton

$$\dot{q} = h\Delta T , \quad (3.13)$$

$$\bar{q} = \frac{k_f \overline{Nu} \overline{\Delta T}}{L_c} , \quad (3.14)$$

$$\overline{\bar{q}} = \frac{k_f \overline{\overline{Nu}} \overline{\overline{\Delta T}}}{L_c} , \quad (3.15)$$

$$Desvio_q = \left[\frac{1}{n-1} \sum (\overline{\bar{q}} - \overline{\bar{q}}_n)^2 \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (3.16)$$

onde

$$\overline{\Delta T} = \frac{1}{3} \sum \Delta T_i , \quad (3.17)$$

$$\overline{\overline{\Delta T}} = \frac{1}{n} \sum \overline{\Delta T}_n \quad (3.18)$$

4 RESULTADOS E ANÁLISES

Neste capítulo serão mostrados os resultados obtidos através das medições dos termopares, os parâmetros adimensionais obtidos com a filtragem dos dados e são feitas análises para todos os resultados, utilizando também dados retirados da literatura e resultados experimentais anteriores.

4.1 Experimentos de caracterização do fluido

Para analisar os resultados obtidos nessa parte do trabalho, utiliza-se a teoria desenvolvida por Arrhenius, que descreve uma equação relacionando a viscosidade de um fluido newtoniano com a temperatura em que esse se encontra por uma função exponencial (equação 4.1). Assim, levantando uma curva com os dados experimentais colhidos, pode-se chegar a valores para as constantes empíricas A e C_f para cada uma das concentrações experimentadas.

$$\eta = A.e^{\frac{C_f}{T}} \quad (4.1)$$

A seguir são apresentados os gráficos com os dados colhidos e a regressão exponencial mais apropriada para descrevê-los. A partir das equações das curvas de regressão exponencial utilizadas para reger a relação entre a viscosidade e o inverso da temperatura, foram calculados os demais parâmetros presentes na equação de Arrhenius:

Fração volumétrica	A	C_f
0.5%	$10,6 \cdot 10^{-5}$	4203,7
3%	$12 \cdot 10^{-5}$	4208,2
5%	$8 \cdot 10^{-5}$	4410,7

Tabela 4.1: valores de A e C_f encontrados para as diferentes frações volumétricas

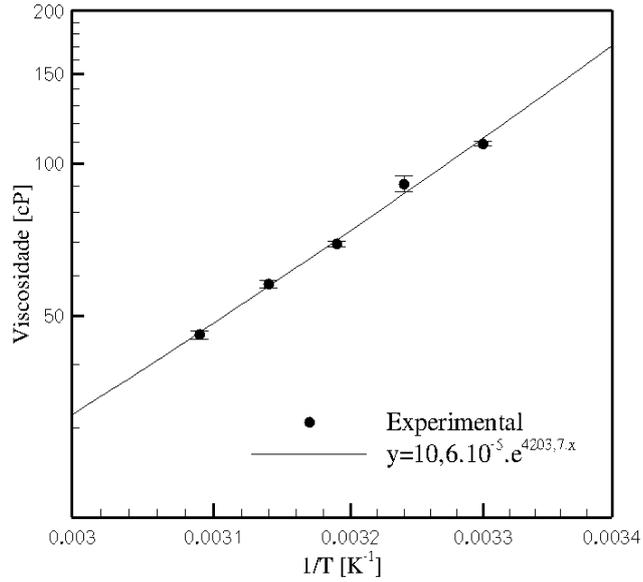


Figura 4.1: Levantamento de dados e fit de acordo com as equações de Arrhenius para $\phi = 0,5\%$

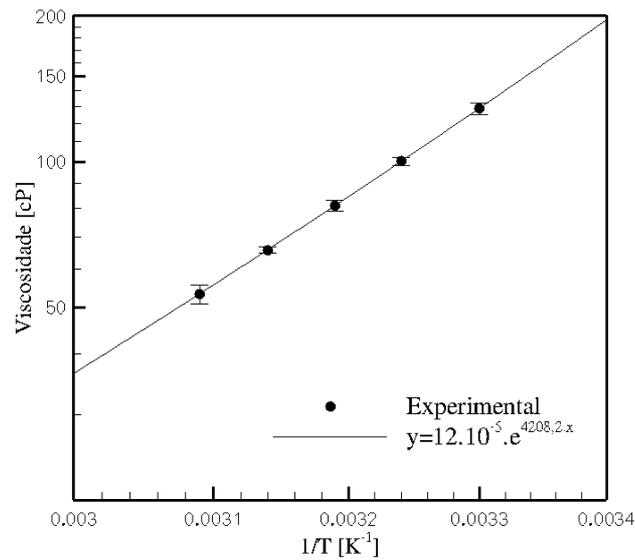


Figura 4.2: Levantamento de dados e fit de acordo com as equações de Arrhenius para $\phi = 3\%$

Os experimentos da viscosidade em função da concentração volumétrica das partículas foram realizados para uma faixa de concentração de 0% a 5% em volume e os resultados plotados com o objetivo de se obter uma função linear como o modelo apresentado por Einstein para concentrações até 0.5%. Observa-se que o gráfico é bem representado pela aproximação de Einstein até $\phi = 1\%$. Após esse ponto a viscosidade relativa cresce mais rápido que a curva de Einstein.

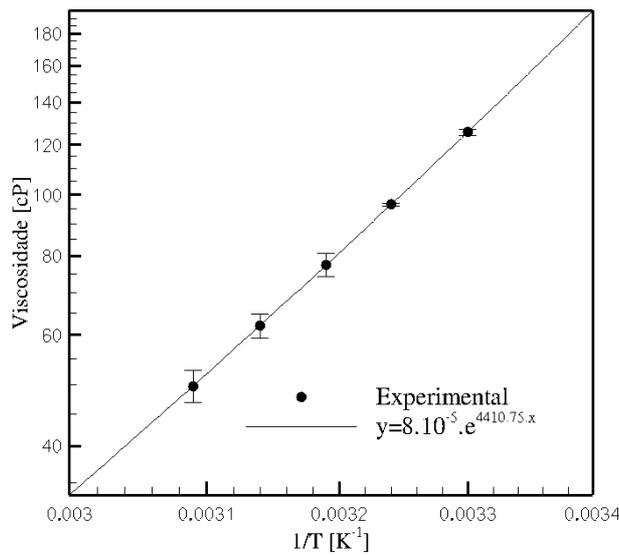


Figura 4.3: Levantamento de dados e fit de acordo com as equações de Arrhenius para $\phi = 5\%$

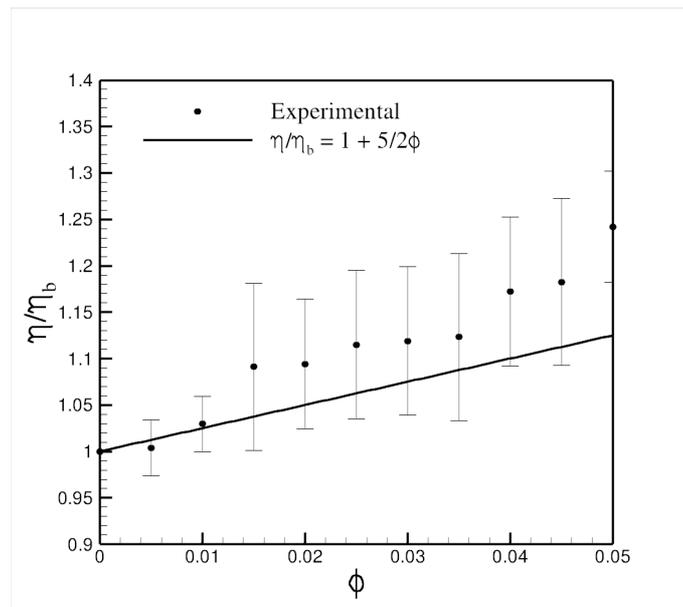


Figura 4.4: Gráfico demonstrando a dependência da viscosidade em relação à fração volumétrica das partículas.

4.2 Pré-experimentos

Nesta parte do trabalho, com o principal objetivo de se familiarizar com a bancada, focou-se em determinar duas escalas de tempo características no seu funcionamento, o tempo do regime transiente inicial, isto é, o período desde o início do experimento até a estabilização de todas as temperaturas, e o tempo total do experimento, devido à motivos construtivos após um longo período de funcionamento o regime do sistema

é perturbado e observa-se taxas mais altas de variação das temperaturas.

Para validar a bancada, primeiro foi feita uma análise simples e indutiva a respeito da localização dos sensores dos termopares e a direção do fluxo de calor no sistema. Concluímos que, como o sentido do fluxo de calor é o sentido decrescente da temperatura, o calor flui do corpo de maior temperatura para o de menor,

$$T_5 > T_8 > T_2 , \quad (4.2)$$

$$T_6 > T_9 > T_3 , \quad (4.3)$$

$$T_7 > T_{10} > T_4 . \quad (4.4)$$

onde T_i representa a temperatura no termopar i .

A seguir são mostrados os valores de temperatura média calculada por programa em fortran confeccionado para o trabalho, e os gráficos das temperaturas *versus* tempo, para cada temperatura aplicada à parede quente.

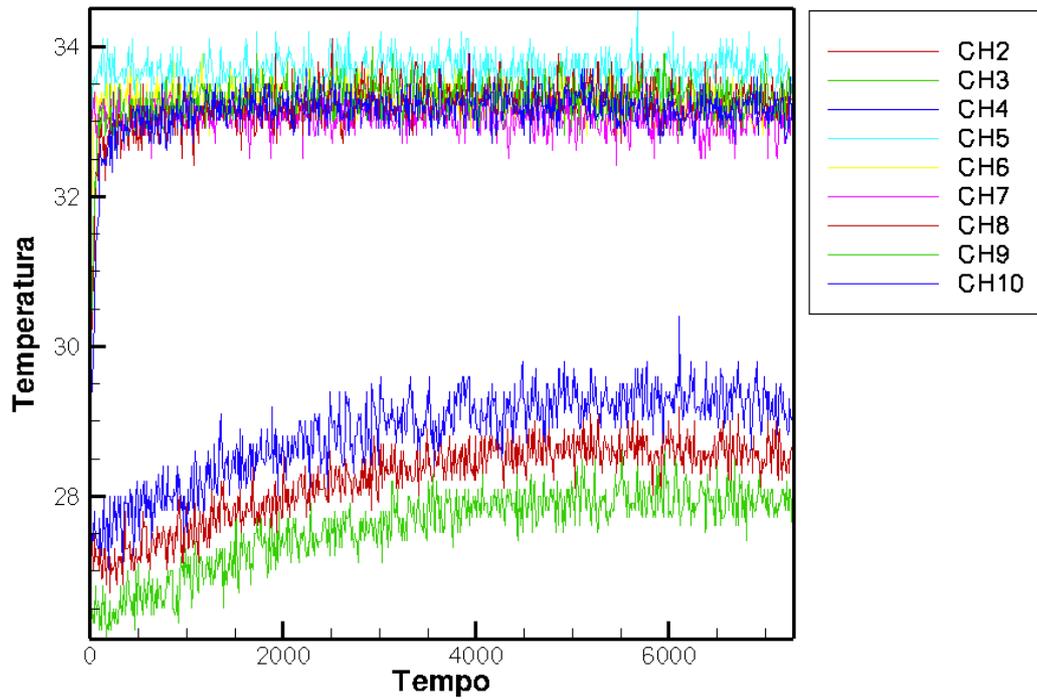


Figura 4.5: Gráfico da Temperatura em cada termopar *versus* tempo com a parede quente a 35°C

CH02	CH03	CH04	CH05	CH06	CH07
28,3	27,6	28,9	33,6	33,2	33,0

CH08	CH09	CH10
33,2	33,3	33,1

Tabela 4.2: Temperatura média em cada termopar com a parede quente a 35°C

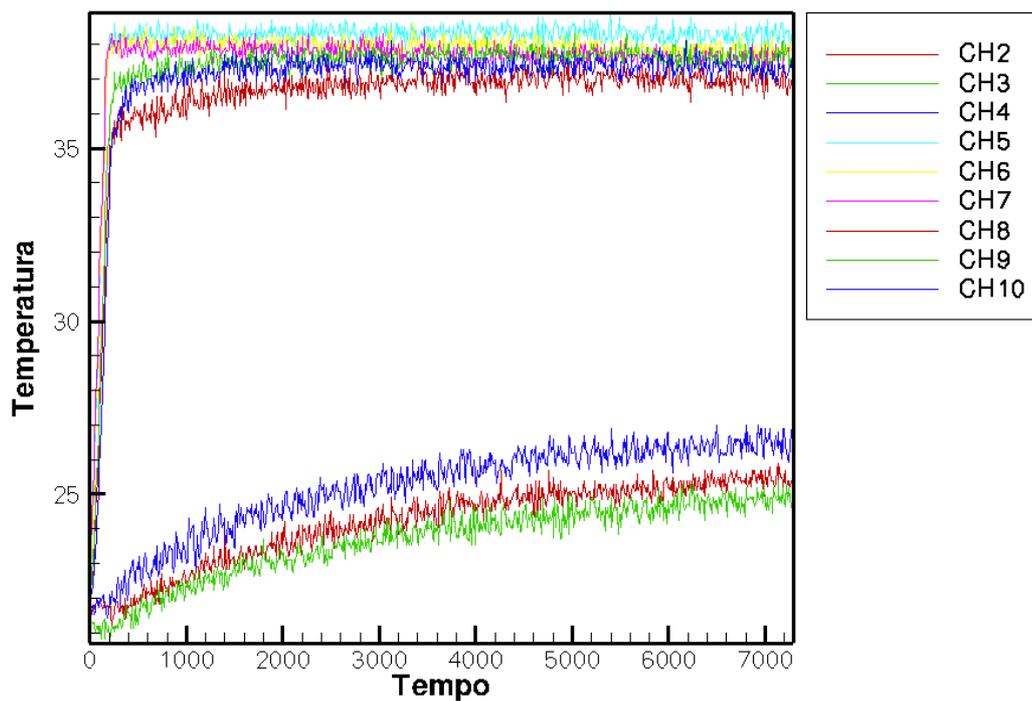


Figura 4.6: Gráfico da Temperatura em cada termopar *versus* tempo com a parede quente a 40°C

CH02	CH03	CH04	CH05	CH06	CH07
24,3	23,8	25,3	38,2	37,9	37,7

CH08	CH09	CH10
36,8	37,5	37,3

Tabela 4.3: Temperatura média em cada termopar com a parede quente a 40°C

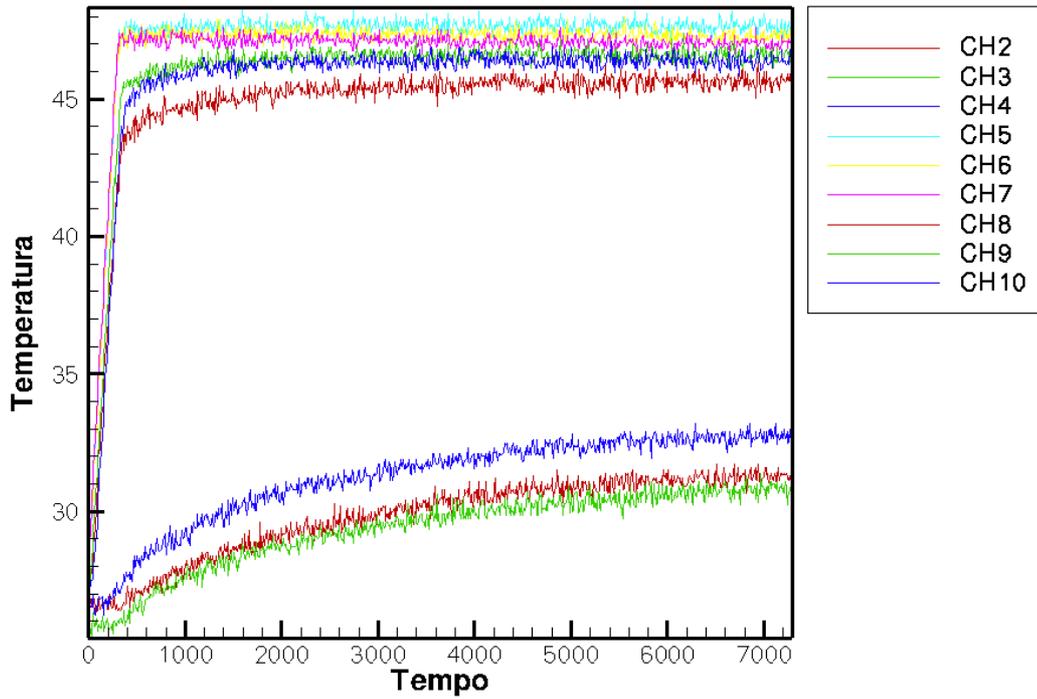


Figura 4.7: Gráfico da Temperatura em cada termopar *versus* tempo com a parede quente a 50°C

CH02	CH03	CH04	CH05	CH06	CH07
30,0	29,6	31,5	47,6	47,3	47,0

CH08	CH09	CH10
45,4	46,5	46,3

Tabela 4.4: Temperatura média em cada termopar com a parede quente a 50°C

A partir dos dados apresentados, observa-se que as relações apresentadas nas equações de 4.2 a 4.4, não são obedecidas para a temperatura de 35°C. Portanto a faixa válida para experimentos inclui temperaturas entre 40°C e 50°C. Essa distribuição de temperatura contra a direção do fluxo pode ser resultado do fato de que o erro obtido na leitura das temperaturas seja maior que os efeitos térmicos produzidos pelo escoamento. Sendo assim, para temperaturas menores que 35°C, o erro dos termopares gera flutuações da mesma escala das variações de temperatura devido à convecção.

Para filtrar o período permanente do experimento foi adicionado ao programa um método de regressão multi-linear para os dados de temperatura em função do tempo, transformando um conjunto de oscilações em várias funções de primeiro grau na qual será analisada a inclinação da curva de cada uma e comparada com a variação máxima de temperatura aceitável no período permanente, para vários períodos de duração igual. Chegou-se a conclusão que uma inclinação máxima de 0,05 seria suficiente para delimitar uma região de boa estabilidade, se aproximando ao máximo do regime permanente. Este resultado foi comparado com os gráficos de temperatura *versus* tempo apresentados anteriormente, onde a região com menores desvios corresponde ao regime permanente do sistema. A seguir são apresentados os resultados obtidos com a análise de regressão linear e validados pelos gráficos apresentados nas figuras 4.6 e 4.7,

Período transiente inicial	Período de aquisição de dados
36min	48min

Tabela 4.5: Duração dos períodos transiente e permanente dos experimentos

4.3 Experimentos na presença de campo magnético

Antes de iniciar os experimentos de convecção termomagnética, deve-se primeiro estudar o magneto usado e descobrir como o campo magnético criado decai com relação ao espaço, para que, fixando o magneto durante o experimento, se saiba com relativa precisão, o valor do campo gerado em cada parede sabendo a distância deste até cada uma. Para tanto, mediu-se o valor do campo de indução magnética em vinte pontos com distâncias diferentes até o magneto, fazendo-se uma regressão seguindo a relação geral baseada nos cálculos apresentados pela teoria:

$$B = \frac{C}{R^2} , \quad (4.5)$$

onde R é a distância até o magneto e C é a constante estabelecida experimentalmente que inclui todos os outros parâmetros relevantes do sistema. Para o caso estudado, o

valor da constante vale $1,25 \cdot 10^6$ e a curva obtida do campo em função da distância é mostrada a seguir:

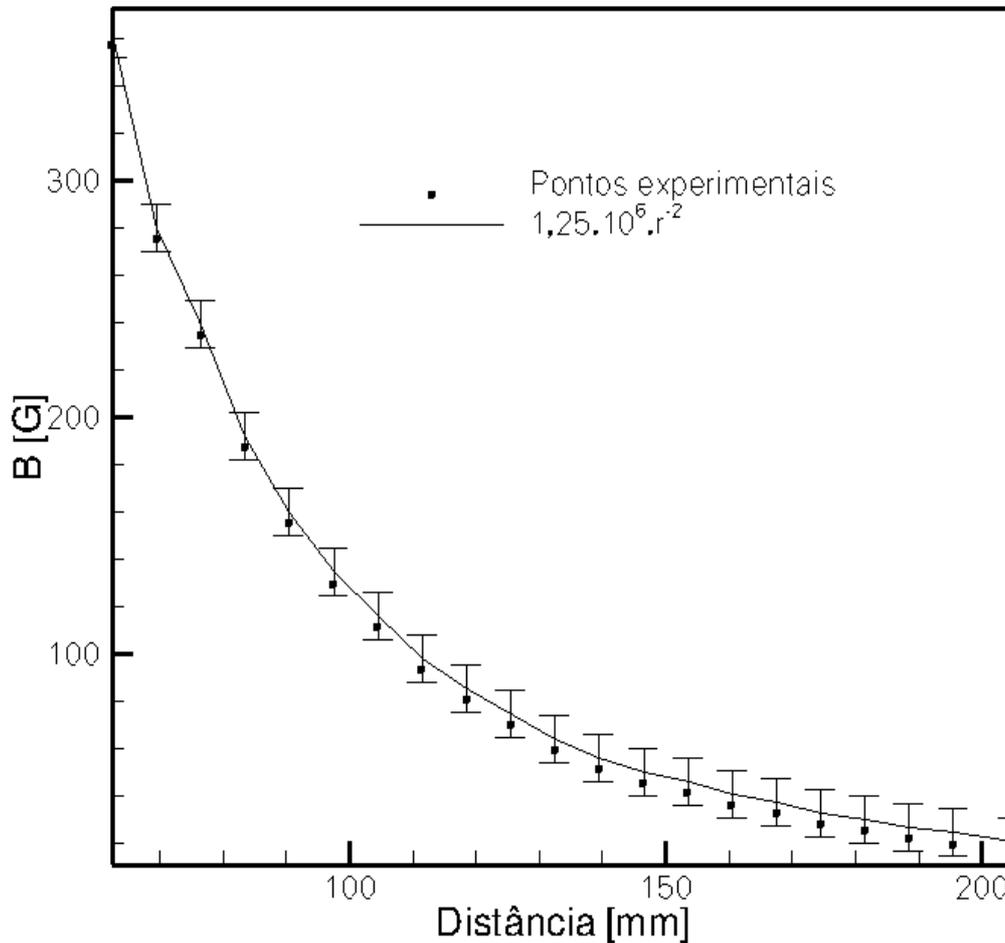


Figura 4.8: Curva experimental do campo de indução magnética *versus* distância.

Nos experimentos de convecção termomagnética, como se quer provar a eficiência no transporte de calor em função do módulo do campo aplicado e da fração volumétrica da solução, foi fixada uma temperatura para a parede quente e variou-se apenas a distância do magneto às paredes e a concentração da suspensão magnetoreológica, ou seja, todos os experimentos foram realizados para um mesmo Rayleigh gravitacional variando-se o Rayleigh magnético, de um experimento para o outro. Utilizando a mesma solução, variou-se o campo magnético, este por sua vez está presente no termo $\nabla(\frac{H^2}{2})$ da expressão que define o número de Rayleigh magnético. No trabalho de F.R. Cunha, H.L.G. Couto e N.B. Marcelino (2007) foi desenvolvida uma relação entre o número de Nusselt e o de Rayleigh magnéticos, ambos magnéticos, na forma:

$$Nu_m = C_1(Ra_m)^{\frac{1}{3}} \quad (4.6)$$

onde C_1 é uma constante obtida experimentalmente, e Nu_m é o número de Nusselt

magnético que representa a contribuição dos efeitos magnético no número de Nusselt total associado ao processo combinado de convecção termo gravitacional e convecção termomagnética. Para o caso em estudo, pode-se ainda reagrupar os termos da equação 2.51 chegando à expressão genérica para o Nusselt total do sistema:

$$Nu = C_2 \left[\nabla \left(\frac{H^2}{2} \right) \right]^{\frac{1}{3}} + C_3 \quad (4.7)$$

onde C_2 e C_3 são constantes obtidas experimentalmente, nas quais são computados todos os termos mantidos constantes no número de Rayleigh magnético. Pela relação do campo magnético H com o campo de indução magnética B , pode-se ainda obter a equação 4.9 mostrando a relação do Nusselt com o termo $\nabla(\frac{B^2}{2})$:

$$B \sim \frac{H}{\mu_0} , \quad (4.8)$$

$$Nu_m = C_4 \left[\nabla \left(\frac{B^2}{2} \right) \right]^{\frac{1}{3}} + C_5 . \quad (4.9)$$

Para uma melhor análise, foram levantados gráficos do Nu_m em função do número de Raileigh também magnético para as três concentrações usadas, 0,5%, 3% e 5%, obtendo-se assim três valores da constante C_1 . Outra análise que evidencia a eficiência do transporte de calor com o aumento do campo magnético é o gráfico da eficiência do fluxo de calor, definido pela equação 4.10, *versus* $[\nabla(\frac{B^2}{2})]^{\frac{1}{3}}$ mostrada a seguir,

$$\lambda = \frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} . \quad (4.10)$$

onde o fluxo de calor com índice 0 representa o fluxo de calor no caso da convecção termogravitacional, ou seja, com campo igual a 0.

Os resultados obtidos com os experimentos de convecção termomagnética permitiram gerar valores empíricos de constantes que regem essa forma de transferência de calor para cada concentração testada, aumentando o banco de dados na comunidade científica e estimulando o desenvolvimento da área de fluidos ferromagnéticos e convecção termomagnética.

- $\phi = 0,5\%$

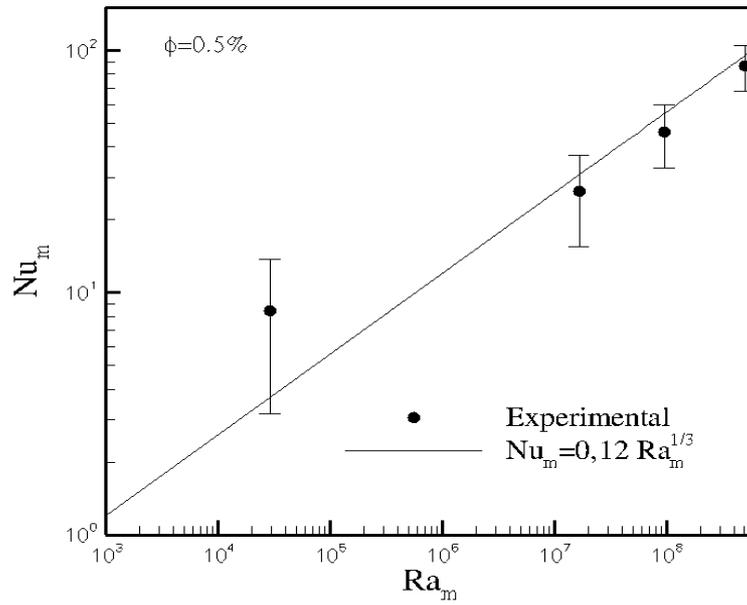


Figura 4.9: Levantamento de dados para Nusselt magnético e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 0,5\%$

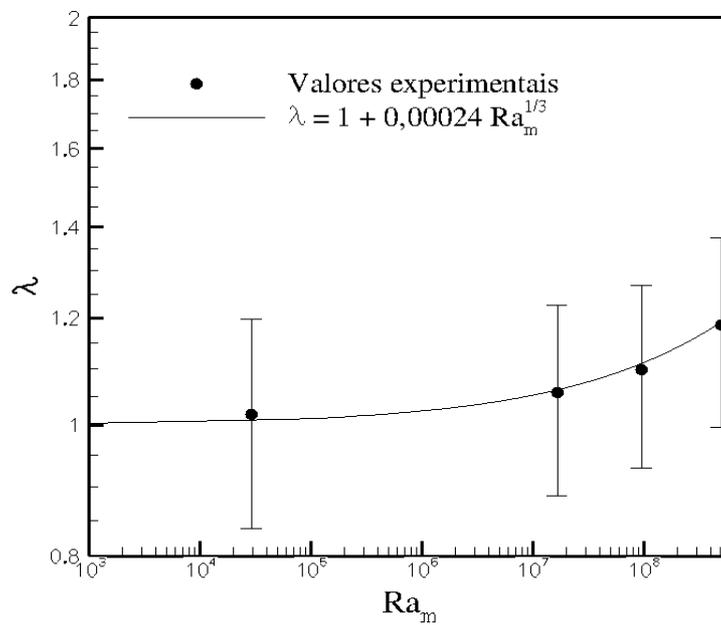


Figura 4.10: Levantamento de dados para a razão de troca de calor e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 0,5\%$

- $\phi = 3\%$

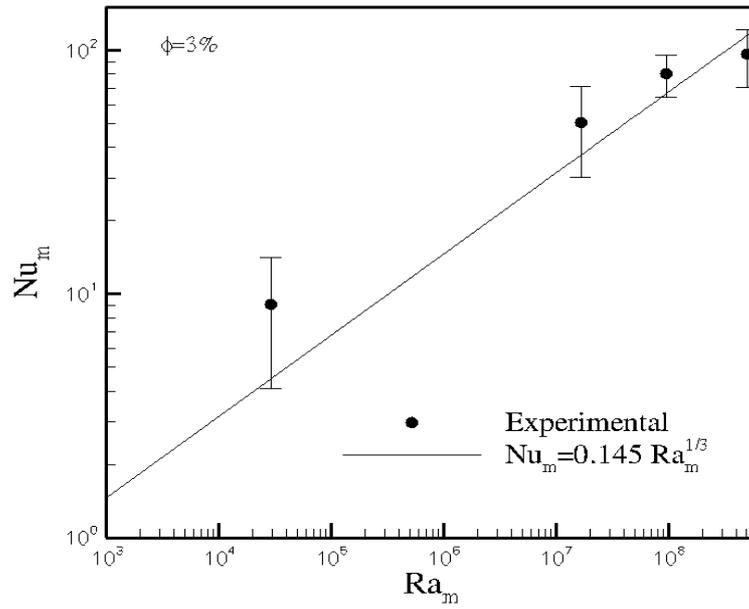


Figura 4.11: Levantamento de dados para Nusselt magnético e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 3\%$

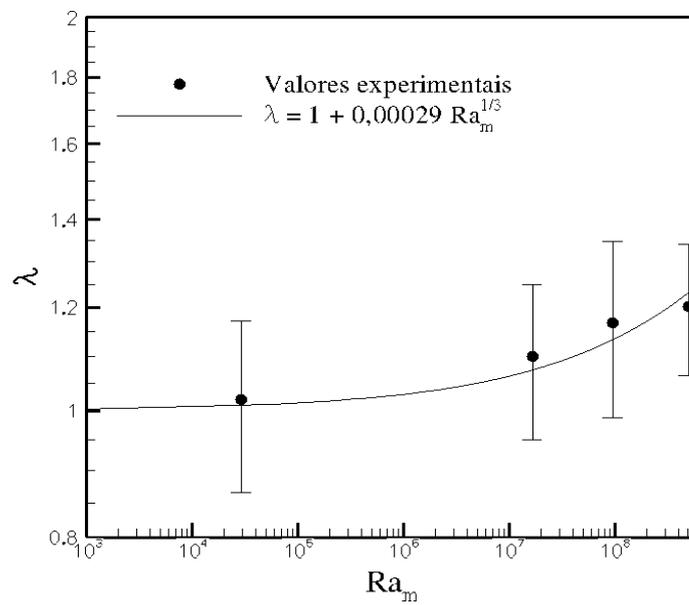


Figura 4.12: Levantamento de dados para a razão de troca de calor e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 3\%$

- $\phi = 5\%$

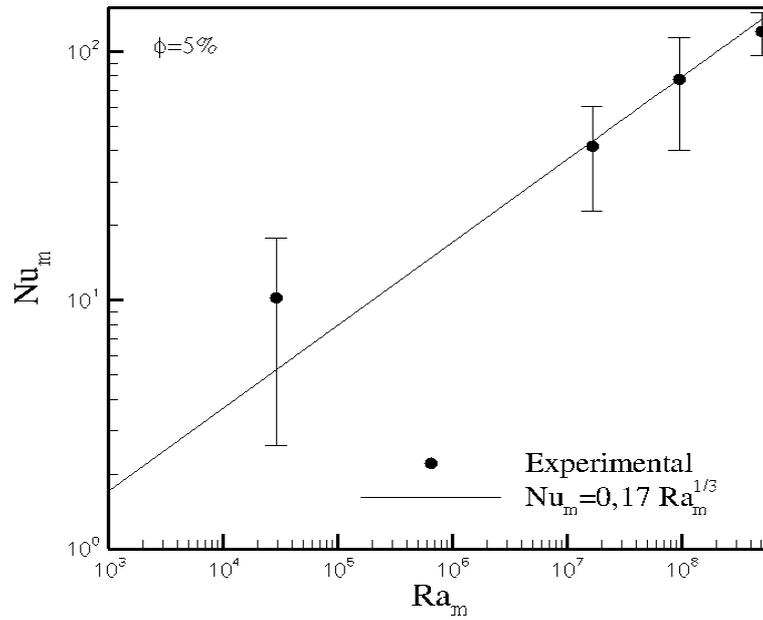


Figura 4.13: Levantamento de dados para Nusselt magnético e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 5\%$

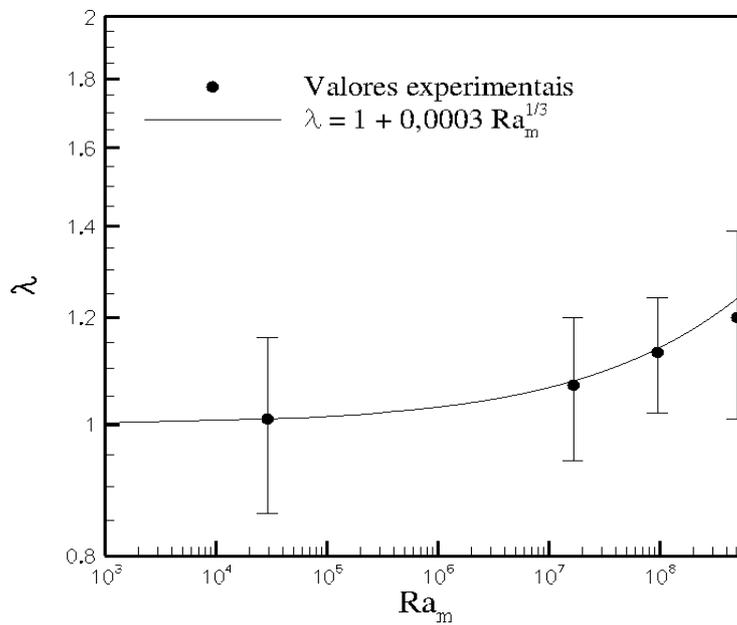


Figura 4.14: Levantamento de dados para a razão de troca de calor e fit de acordo com a lei de potência de $\frac{1}{3}$ para $\phi = 5\%$

4.4 Conclusões

Conclui-se com os dados obtidos pelos experimentos e análises feitas através de diversos gráficos traçados que os objetivos estabelecidos no início do trabalho foram alcançados com sucesso, determinando por final, uma análise quantitativa do aumento do Nussel e taxa de transferência de calor líquido com o aumento do campo magnético aplicado para as três concentrações testadas. Além de se estabelecer relações da densidade da solução magnetoreológica com a fração volumétrica de partículas ferromagnéticas presentes, o que servirá de referência científica para futuros trabalhos envolvendo soluções semelhantes.

Em relação aos dados de viscosidade levantados, pode-se concluir que à medida que os valores da constante A não parecem seguir uma linearidade em relação à variável ϕ , a constante empírica C_f segue uma função crescente. Pela inclinação das curvas para as diferentes concentrações infere-se que a presença das partículas torna a viscosidade do fluido mais sensível a variações de temperatura fato que possivelmente justifica o aumento das taxas de calor com o aumento da concentração de partículas sem a aplicação de campo magnético. Na investigação da relação entre a viscosidade e a fração volumétrica de partículas, observou-se que até $\phi = 1\%$ a solução magnetoreológica está de acordo com a teoria de Einstein, para ϕ 's maiores a viscosidade relativa da solução cresce mais rapidamente que a curva determinada pelo coeficiente angular de $5/2$ determinado por Einstein, o que pode ser explicado pelo fato de que o modelo utilizado por Einstein envolvia esferas rígidas bem diluídas, sem fortes interações entre as partículas, para que estas não se estruturam em aglomerados, condições que não são mais satisfeitas para concentrações maiores que 1% para esse tipo de solução.

A partir dos resultados encontrados e analisando os experimentos realizados na bancada, conclui-se que é possível se obter um aumento significativo nas taxas de troca de calor utilizando mecanismos relativamente simples de transferência de calor, os quais podem ser controlados apenas ajustando-se o campo magnético aplicado, isto é, a distância do ímã ao fluxo de partículas. Foi observado um aumento de cerca de 20% nas taxas de transferência de calor variando-se o campo magnético aplicado de 0 a 362 Gauss para as três frações volumétricas de partículas estudadas. Comparando-se as trocas de calor em relação à fração volumétrica, o aumento foi tão significativo quanto maior o campo, porém para campos relativamente pequenos essa diferença não é tão apreciável e se dá basicamente pela mudança na viscosidade do fluido. Pelos gráficos de Nusselt e taxa líquida de transferência de calor pelo número adimensional de Rayleigh, comprova-se teorias analíticas e numéricas como a de Cunha et. Al (2007), que prevê uma relação seguindo a lei de potência de $1/3$ para o parâmetro magnético, e Gontijo (2012) que publicou estudos numéricos a respeito da convecção termomagnética uti-

lizando a mesma suspensão magnetoreológica em uma cavidade com razão de aspecto diferente. Pode-se também inferir a partir das constantes presentes nas equações encontradas para o Nusselt e λ que existe uma dependência direta destas com a fração volumétrica em questão, de forma que quanto maior a fração volumétrica maior será seu valor, o que implica uma maior sensibilidade das taxas de troca de calor com a mudança do campo magnético aplicado. Acredita-se que existe uma relação não linear entre eles que será possivelmente investigada em um trabalho futuro.

A suspensão magnetoreológica em questão mostrou-se ser ideal para aplicações em transformadores, sendo que as taxas de troca de calor podem ser estimuladas pelo próprio campo gerado nas bobinas do transformador. É possível ainda cogitar a criação de um sistema inteligente em que à medida que a temperatura sobe, pelo aumento da corrente, o campo magnético também terá seu valor aumentado, intensificando as taxas de calor e impedindo a sua queima ou deprecação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Bejan, A., 1994, "Convective Heat Transfer", John Wiley & Sons, USA.

Boussinesq, J., 1877, "Théorie de l'Écoulement Tourbillant", Mem. Présentés par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr., vol. 23, pp. 46-50.

Cengel, Y.A., 2007, "Transferência de Calor e Massa uma abordagem prática", 3 Edição São Paulo, Mc Graw Hill editora. ISBN 978-85-7726-0751-1

Yunhua Yang, B.S., M.S., 2003, "Natural Convective Flow and Heat Transfer in Vertical and Inclined Glazing Cavities", Tsinghua University.

Reynolds O., "On the extent and action of the heating surfaces for steam boilers," *Proceedings of Manchester Literature Philosophical Society* **14**, pp.7-12 (1874)

Reynolds, O., 1895, "On The Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterium", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Vol 186*, p. 123

Reynolds, W.C., Kays, W.M. and Kline, S.J., 1958, "Heat Transfer in The Turbulent Incompressible Boundary Layer - II - Step Wall-Temperature Distribution", NASA Memorandum.

Taylor, R.P. , Love, P.H. , Coleman, H.W. and Hosni, M.H. 1990. "Heat Transfer Measurements in Incompressible Turbulent Flat Plate Boundary Layers With Step Wall Temperature Boundary Conditions", *Journal of Heat Transfer*, vol.112, pp 245-247.

Ozoe, H., Sayama, H., and Churchill, S. W., 1974a, Natural Convection in an Inclined Square Channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 17, pp.401-406.

Ozoe, H., Yamamoto, K., Sayama, H., and Churchill, S. W., 1974b, Natural Circulation in an Inclined Rectangular channel heated on One Side and cooled on the Opposing Side, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.17, pp.1209-1217.

Ozoe, H., Sayama, H., and Churchill, S. W., 1975, Natural Circulation in an Inclined Rectangular channel at Various Aspect Ratios and Angles? Experimental Measurements, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.18, pp.1425- 1420.

Ozoe, H., Sayama, H. and Churchill, S. W., 1977, Natural Convection Patterns in a Long Inclined Rectangular Box Heated From Below, Part I. Three-directional Photography, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.20, pp.23-129.

Curcija, D. C. and Goss, W. P., 1993, Two-dimensional Natural Convection Over The Isothermal Indoor Fenestration Surface - Finite Element Numerical Solution, ASHRAE Transactions 99(1).

Branchaud, T.R., 1997, Two-dimensional finite element analysis of laminar and turbulent convective heat transfer over the exterior surface of a fenestration system, M.S. thesis, Department of Mechanical and Industrial Engineering, University of Massachusetts.

H. Yamaguchi, Z. Zhang, S. Shuchi, K. Shimada. J. Magn. Magn. Mater. vol. 252 (2002), pp. 203.

M.S. Krakov, e I.V. Nikiforov. J. Magn. Magn. Mater., vol. 252 (2002), pp. 209.

Eckert, E. R. G and Walter O.C., 1961, Natural Convection in an Air Layer Enclosed Between Two Vertical Plates with Different Temperatures, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 21, pp. 307-315.

Jakob, M., 1967, Heat Transfer, Vol. 1, Wiley, New York, pp. 536-539.

A.S. Sangani, A. Acrivos, 2011. Proc R Soc London Ser A, vol. 386, pp. 263.

F.R. Cunha, Y.D. Sobral. Physica A, vol. 343 (2004), pp. 36.

F.R. Cunha, H.L.G. Couto, N.B. Marcelino, 2007. A Study on Magnetic Convection in a Narrow Rectangular Cavity, Universidade de Brasília, grupo Vortex de pesquisa de mecânica dos fluidos de escoamentos complexos.