

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA

RÉGIS ZORZO

**AQUECIMENTO MAGNÉTICO DE UMA GOTA DE FERROFLUIDO COMBUSTÍVEL:
MODELAGEM DE MICRO-EXPLOÇÃO E ACÚMULO DE NANOPARTÍCULAS NA
SUPERFÍCIE**

**Alegrete
2019**

RÉGIS ZORZO

**AQUECIMENTO MAGNÉTICO DE UMA GOTA DE FERROFLUIDO COMBUSTÍVEL:
MODELAGEM DE MICRO-EXPLOSÃO E ACÚMULO DE NANOPARTÍCULAS NA
SUPERFÍCIE**

Dissertação de Pós Graduação apresentado ao Programa de Pós Graduação Stricto sensu em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA), como requisito para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof. Dr. César Flaubiano da Cruz Cristaldo
Co-orientador: Prof. Dr. Fernando Fachini Filho

**Alegrete
2019**

Ficha catalográfica elaborada automaticamente com os dados fornecidos pelo(a) autor(a) através do Módulo de Biblioteca do Sistema GURI (Gestão Unificada de Recursos Institucionais) .

Z88a Zorzo, Régis

Aquecimento magnético de uma gota de ferrofluido combustível: modelagem de micro-explosão e acúmulo de nanopartículas na superfície / Régis Zorzo.

84 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa, MESTRADO EM ENGENHARIA, 2019.

"Orientação: César Flaubiano da Cruz Cristaldo".

1. Aquecimento magnético. 2. Vaporização de gotas. 3. Ferrofluidos. 4. Micro-explosão de gotas. I. Título.

RÉGIS ZORZO

**AQUECIMENTO MAGNÉTICO DE UMA GOTA DE FERROFLUIDO COMBUSTÍVEL:
MODELAGEM DE MICRO-EXPLOSÃO E ACÚMULO DE NANOPARTÍCULAS NA
SUPERFÍCIE**

Dissertação de Pós Graduação apresentada ao Programa de Pós Graduação Stricto sensu em Engenharia da Universidade Federal do Pampa, como requisito para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Área de concentração: Fenômenos de Transporte

Dissertação de Mestrado defendido e aprovado em 16 de dezembro de 2019.

Banca examinadora:

Prof. Dr. César Flaubiano da Cruz Cristaldo
Orientador
UNIPAMPA

Prof. Dr. Andrés Armando Mendiburu Zevallos
UFRGS

Prof. Dr. Renato Alves da Silva
UNIPAMPA

UNIPAMPA

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço a Deus por ser fonte inesgotável de esperança e bênçãos, guiando e protegendo-me nos caminhos da vida.

Aos meus pais e demais familiares pelo incentivo, compreensão e conselhos.

A Beatriz, pela compreensão, amparo e apoio incondicional.

Aos professores do Programa de Pós Graduação em Engenharia e demais, em especial ao professor César Cristaldo pelo apoio e orientação na elaboração deste trabalho. Também agradeço ao pesquisador Fernando Fachini pelo auxílio neste estudo.

Aos demais colegas e amigos com os quais tive o prazer de conviver.

"Que os vossos esforços desafiem as impossibilidades, lembrai-vos de que as grandes coisas do homem foram conquistadas do que parecia impossível".

Charles Chaplin

RESUMO

O presente trabalho apresenta um modelo teórico que descreve o aquecimento e a vaporização de uma gota de ferrofluido combustível devido a ação de um campo magnético externo e alternado (aquecimento magnético) juntamente com o fluxo de calor fornecido pelo ambiente gasoso. O aquecimento magnético é resultado da interação entre o campo magnético e as nanopartículas magnéticas do ferrofluido. O campo magnético faz com que as nanopartículas rotacionem e dissipem calor por atrito viscoso com as moléculas do fluido. O efeito combinado da transferência de calor do ambiente para a gota com o aquecimento magnético, juntamente com a perda de calor da superfície para vaporização, resulta em um perfil de temperatura com o ponto de ebulição no interior da gota. Esse é um efeito característico de formação de bolhas, podendo vir a causar a micro-explosão da gota. No presente trabalho, considera-se que o rompimento da gota (quebra) ocorre no instante em que a condição de ebulição é atingida em seu interior, gerando uma gota secundária. Após a quebra, a gota primária continua a ser aquecida e vaporizada, gerando novas gotas secundárias sempre que a temperatura de ebulição for atingida em seu interior. Os resultados são obtidos considerando dois casos, no primeiro as nanopartículas escapam da superfície da gota juntamente com o líquido vaporizado, mantendo a sua concentração constante dentro da gota. No segundo caso, há um acúmulo de nanopartículas na superfície da gota, ocasionando uma variação da concentração de nanopartículas em seu interior. Os resultados são apresentados em função de alguns parâmetros, tais como potência magnética, frequência do campo magnético, temperatura do ambiente e temperatura inicial da gota. Foi possível perceber que a frequência de formação e o número de gotas secundárias aumenta com a potência magnética. Verifica-se que o processo de quebra de gotas possui grande influência na taxa de vaporização efetiva e no decréscimo do raio da gota inicial. Ao se considerar o acúmulo de nanopartículas na superfície, constatou-se que para os casos em que a fração de nanopartículas que acumula na superfície é alta, a taxa de vaporização pode sofrer uma redução, a depender do calor gerado pelo aquecimento magnético.

Palavras-Chave: Aquecimento magnético; Vaporização de gotas; Ferrofluidos; Micro-explosão de gotas.

ABSTRACT

The present work presents a theoretical model that describes the heating and vaporization of a combustible ferrofluid droplet due to the action of an external and alternating magnetic field (magnetic heating) together with the heat flux provided by the gaseous environment. Magnetic heating is the result of the interaction between the magnetic field and the ferrofluid magnetic nanoparticles. The combined effect of heat transfer from ambient to droplet with magnetic heating, together with heat loss from the vaporizing surface, results in a temperature profile with the boiling point within the droplet. This is a characteristic bubble-forming effect that may cause the droplet micro-explosion. In the present work, it is considered that the droplet rupture (break) occurs at the moment when the boiling condition is reached inside, generating a secondary droplet. After breaking, the primary droplet continues to be heated and vaporized, generating new secondary droplets whenever the boiling temperature is reached inside. The results are obtained considering two cases, in the first case all surface nanoparticles vaporize, maintaining their constant concentration inside the droplet. In the second case, there is an accumulation of nanoparticles on the droplet surface, causing a variation in the concentration of nanoparticles. Results are presented as a function of some parameters such as magnetic power, magnetic field frequency, ambient temperature and initial droplet temperature. It was possible to notice that the formation frequency and the number of secondary drops increase with the magnetic power. The droplet-breaking process has a great influence on the effective vaporization rate and the decrease of the initial droplet radius. Considering the accumulation of nanoparticles on the surface, it was found that for cases where the fraction of nanoparticles that accumulates on the surface is high, the vaporization rate may decrease, depending on the heat generated by the magnetic heating.

Keywords: Magnetic heating; Droplet vaporization; Ferrofluids; droplet micro-explosion.

LISTA DE FIGURAS

1	Figura ilustrativa de um spray.	20
2	Modos de combustão de spray.	21
3	Taxa de queima do querosene e JP 4.....	23
4	Representação esquemática da variação da temperatura e concentração de vapor combustível na vaporização de gota.	25
5	Figura esquemática da gota de ferrofluido com concentração de nanopartículas na superfície.	36
6	Figura esquemática da nanopartícula localizada na superfície da gota formando um ângulo de contato φ	37
7	Figura esquemática da região vaporizada e concentração de nanopartículas.	39
8	Representação esquemática da micro-explosão, sendo T_b a temperatura na posição $r = r_b$ e T_s a temperatura na superfície, $r = a$	45
9	Perfil de temperatura dentro da gota primária de ferrofluido para os casos de: a) $P_m = 0$ (sem aquecimento magnético), da direita para a esquerda: $t \times 10^2 = 0, 1.13, 7.17, 11.37, 14.82, 16.28$ e b) $P_m = 20$, de baixo para cima: $t \times 10^3 = 0, 3.46, 6.58, 8.74, 10.01, 11.02, 11.47$, respectivamente.	50
10	Evolução da a) taxa de vaporização e da b) constante de vaporização da gota primária para diferentes valores de potência magnética $P_m = 20, 30, 50$ e 100.	51
11	Evolução da a) temperatura da superfície e do b) raio ao quadrado da gota primária para diferentes valores de potência magnética $P_m = 20, 30, 50$ e 100.	52
12	Período médio de formação de gotas t_{sd}	53
13	a) Local aproximado em que o primeiro ponto de saturação da gota líquida ocorre por parâmetro magnético P_m , no instante t_{br1} . b) Raio médio das gotas secundárias a_{sd} geradas por caso de P_m	54
14	Número de gotas secundárias N_{sd} geradas para cada caso de P_m	55

15	Parâmetro de potência magnética médio das gotas secundárias em função do parâmetro de potência magnética da gota primária P_m	56
16	a) Taxa de vaporização efetiva em função do tempo para diferentes valores do parâmetro de potência magnética, $P_m = 100, 50, 30$ e 20 , evidenciando o comportamento dos casos: b) $P_m = 100$, c) 30 e d) 20	57
17	Volume relativo de líquido vaporizado pelo aquecimento magnético (indicado por 'explosion', linha contínua) e volume relativo de líquido vaporizado devido a mudança de fase, através da superfície da gota.	58
18	Perfil de temperatura dentro da gota primária no instante em que a primeira quebra de gotas ocorre, $t_{br1} = 8,74 \times 10^{-3}, 1,61 \times 10^{-2}$ e $0,10$ para os casos de $f = 5, 1$ e $0,3$, respectivamente.	59
19	Tempo para atingir a primeira quebra de gota em função do P_m	60
20	a) Período médio de formação t_{sd} , b) raio médio a_{sd} e c) número de gotas secundárias em função do P_m para três diferentes frequências.	61
21	a) Evolução da taxa de vaporização efetiva e b) constante de vaporização β , para três diferentes frequências f e $P_m = 20$	62
22	a) Raio da gota primária no instante em que ocorre a primeira quebra de gotas (t_{b1}) por P_m e b) evolução do quadrado do raio da gota no tempo para o caso de $P_m = 20$, para três diferentes frequências f	63
23	Temperatura da a) superfície e do b) centro da gota em função do P_m no instante da primeira quebra de gota.	63
24	a) Evolução da taxa de vaporização efetiva e b) período médio de formação t_{sd} , para três diferentes temperaturas iniciais e $P_m = 20$	64
25	a) Raio inicial médio das gotas secundárias a_{sd} , b) perfil de temperatura do interior da gota primária no instante em que a primeira quebra de gotas ocorre, $t_{br1} \times 10^3 = 8,74, 5,50$ e $2,38$ e c) número de gotas secundárias em função do P_m para os casos de $\theta_0 = 0,8, 0,875, 0,95$	65
26	Perfil de temperatura dentro da gota primária no instante em que a primeira quebra de gotas ocorre, $t_{br1} = 8,74 \times 10^{-3}, 9,81 \times 10^{-3}$ e $1,08 \times 10^{-2}$ para os casos de $\theta_\infty = 6,3$ e 2 , respectivamente.	66

27	Temperatura da superfície da gota primária em função do tempo para três diferentes temperaturas do ambiente θ_∞	67
28	Evolução da a) taxa de vaporização e da b) constante de vaporização, da gota primária para diferentes valores de temperatura do ambiente $\theta_\infty = 2, 3$ e 6, para o caso de $P_m = 20$	68
29	Evolução do a) raio ao quadrado e da gota primária ($P_m = 20$) e b) período médio de formação de gotas t_{sd} para diferentes valores de temperatura do ambiente $\theta_\infty = 2, 3$ e 6.	69
30	a) Raio inicial médio das gotas secundárias a_{sd} , e b) número de gotas secundárias em função do P_m para três diferentes temperaturas do ambiente.	70
31	Distribuição de a) fração volumétrica de nanopartículas, b) condutividade térmica e c) temperatura dentro da gota no momento em que $\phi = 1$, nas condições: $P_m = 100, \theta_\infty = 6$ e $\eta_p = 0.1$	72
32	Evolução da a) temperatura da superfície e da b) taxa de vaporização com o tempo, no instante em que $\phi_s = 1$	73
33	Variação da a) fração volumétrica de nanopartículas e do b) produto entre a fração volumétrica de nanopartículas e a temperatura com o raio, no momento em que $\phi_s = 1$	74
34	Evolução da a) temperatura da superfície e da b) taxa de vaporização com o tempo no instante em que $\phi_s = 1$, para diferentes valores de η_p	74
35	Evolução da fração volumétrica de nanopartículas na superfície com o tempo.	75

LISTA DE SÍMBOLOS

Caracteres Latinos

- a^* - Raio da gota [m];
- a_0^* - Raio inicial da gota [m];
- A^* - Área [m^2];
- c^* - Calor específico [$J/(gK)$];
- C - Concentração de nanopartículas [$1/m^3$];
- f^* - Frequência do campo magnético [Hz];
- G^* - Fonte de energia [W/m^3];
- h^* - Entalpia específica [J/g];
- H_0^* - Amplitude do campo magnético [kA/m];
- k^* - Condutividade [W/mK];
- $\bar{K} - c_p^* k_l^* / c_l^* k_{g\infty}$;
- L^* - Calor latente de vaporização [J/g];
- L_e - Número de Lewis;
- \dot{m}^* - Taxa de vaporização [g/s];
- \dot{m}''' - Fonte de espécie química [$g/(m^3s)$];
- M_d^* - Domínio magnético [kA/m];
- M_w^* - Massa molecular do líquido [g/mol];
- N_s - Número de nanopartículas na superfície;
- N_{sd} - Número de gotas secundárias;
- P^* - Potência dissipada por volume [W/m^3];
- P_m - Parâmetro magnético;
- Q^{-*} - Fluxo de Calor para a fase líquida [W/m^2];
- r^* - Coordenada espacial [m];
- r_N^* - Raio das nanopartículas [m];
- R_g - Constante universal dos gases [$J/(molK)$];
- t^* - Tempo [s];

t_r^* - Tempo de relaxação efetivo [s];

T^* - Temperatura [K];

v^* - Velocidade [m/s];

V_N^* - Volume da nanopartícula [m^3];

V_H^* - Volume hidrodinâmico da nanopartícula [m^3];

Y - Fração mássica;

Caracteres Gregos

α^* - Difusividade [m^2/s];

β - λ/a ;

γ - $L^*M_w^*/(R_g^*T_b^*)$;

δ - Camada limite térmica;

\mathcal{D}^* - Coeficiente de difusão [m^2/s];

ϵ - $\rho_{b\infty}^*/\rho_l$;

η^* - Fração de nanopartículas retidas na superfície;

μ^* - Viscosidade [Pa.s];

θ - Temperatura adimensional;

κ^* - Constante de Boltzmann [J/K];

λ - Taxa de vaporização adimensional;

μ_0^* - Permeabilidade magnética [N/A^2];

ζ - Parâmetro de Langevin;

ρ^* - Massa específica [g/m^3];

ϕ - Fração volumétrica de nanopartículas;

\forall^* - Volume [m^3];

χ_0 - Suscetibilidade magnética;

χ_i - Suscetibilidade magnética inicial;

Subscritos

b - Instante de ebulição;

br - Instante de quebra de gota;

B - Browniano;

c - Característico da gota;

eff - efetivo;

F - Combustível;

g - Gás;

i - Posição espacial;

l - Fase líquida;

N - Néel;

p - nanopartícula;

s - Superfície da gota;

sd - gota secundária;

∞ - Região afastada da gota;

Sobrescritos

* - Termos dimensionais;

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
1.1	Justificativa	18
1.2	Objetivos	18
1.3	Objetivos específicos	19
1.4	Estrutura do trabalho	19
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	20
2.1	Combustão de spray	20
2.2	Combustão de gotas	22
2.3	Micro-explosão	26
2.4	Nanofluidos	28
2.5	Ferrofluidos	32
3	METODOLOGIA	35
3.1	Modelo matemático para concentração de nanopartículas na superfície	35
3.2	Formulação matemática do aquecimento magnético	39
3.3	Formulação matemática da micro-explosão	44
3.4	Estratégia numérica	46
4	RESULTADOS	49
4.1	Efeito do parâmetro de potência magnética P_m	50
4.2	Efeito da frequência magnética	58
4.3	Efeito da temperatura inicial da gota	64
4.4	Efeito da temperatura do ambiente	66
4.5	Efeitos da concentração de nanopartículas no aquecimento e vaporização da gota de ferrofluido	70
4.5.1	Efeito do coeficiente de difusão de nanopartículas	71
4.5.2	Efeito da quantidade de nanopartículas retidas na superfície	73
5	CONCLUSÃO	77
	REFERÊNCIAS	79

1 INTRODUÇÃO

A energia proveniente da combustão apresenta diversas aplicações práticas, seja em processos industriais, no aquecimento predial, na geração de energia elétrica em usinas termoelétricas ou também, nos mais variados tipos de veículos terrestres e espaciais. Porém, a crescente demanda da combustão gera impactos negativos, tais como emissão de poluentes, aquecimento global, consumo de recursos não renováveis, entre outros. Nesse sentido, o avanço tecnológico têm trabalhado progressivamente para melhorar a eficiência dos processos de combustão. Destaca-se aqui, o uso da nanotecnologia na área da combustão, principalmente no que diz respeito a adição de nanopartículas metálicas em combustíveis, conhecidos como nanofluidos combustíveis.

Uma das principais características dos nanofluidos é que estes podem apresentar propriedades de transporte e de transferência de calor aprimoradas em relação ao fluido base puro. A alteração de tais propriedades do fluido base, como sua condutividade térmica, viscosidade e seu calor específico, pode resultar em um aumento significativo nos processos de transferência de calor e, dessa forma, contribuir com a melhoria na eficiência e nos níveis de emissões características dos processos de combustão (KAO et al., 2007; SHAAFI et al., 2015; BASU; MIGLANI, 2016).

Recentemente, o uso de ferrofluidos na área da combustão vem ganhando espaço (SHAFIL et al., 2011; SARVESTANY et al., 2014; YUVARAJAN; RAMANAN, 2016). Ferrofluidos são suspensões de nanopartículas com propriedades magnéticas em um fluido base. Em termos práticos, a principal diferença entre o uso de ferrofluidos e nanofluidos está na capacidade de resposta que os ferrofluidos apresentam na presença de um campo magnético externo. Por exemplo, no campo da medicina, ferrofluidos podem ser usados no transporte de medicamento intravenoso, guiando as partículas de um determinado medicamento na corrente sanguínea com o auxílio de um campo magnético (WONG; LEON, 2010).

Ferrofluidos também podem gerar calor na presença de um campo magnético alternado externo em um processo conhecido como aquecimento magnético. Nesse processo, as nanopartículas presentes no fluido base tem seus dipolos alinhados com a

direção do campo magnético. Quando o campo magnético cessa, o movimento Browniano das nanopartículas é responsável pelo desalinhamento de seus dipolos. O processo cíclico de alinhamento e desalinhamento dos dipolos das nanopartículas, promovido pela ação do campo magnético alternado, faz com que as nanopartículas rotacionem e dissipem calor devido ao atrito viscoso com o fluido circundante (ROSENSWEIG, 2002).

Esse processo de aquecimento vem sendo estudado no campo da combustão de gotas com o objetivo de, a exemplo, acelerar os processos de aquecimento e vaporização do combustível líquido e, possivelmente, ocasionar uma segunda atomização (FACHINI; BAKUZIS, 2010; CRISTALDO; FACHINI, 2013a; CRISTALDO; FACHINI, 2013b; CRISTALDO; VARGAS; FACHINI, 2015). Havendo a necessidade de vaporizar o combustível líquido antes que a combustão ocorra, a atomização do combustível é uma estratégia recorrente que visa o aumento da transferência de calor do ambiente para o combustível.

Em termos práticos, o principal processo de atomização ocorre quando as forças aerodinâmicas prevalecem sobre as tensões superficiais, quebrando porções do líquido (combustível e/ou oxidante) em um grande número de pequenas gotas (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017). Uma vez que as gotas estejam formadas, em certos casos a atomização do líquido pode ser aprimorada através da micro-explosão interna das gotas (atomização secundária). A atomização secundária da gota de combustível pode acontecer de diferentes formas, seja devido a mistura de dois líquidos com temperaturas de ebulição distintas, presença de micro ou nanopartículas sólidas no líquido ou também, ao atingir a temperatura de ebulição no interior da gota devido ao aquecimento magnético, no caso de ferrofluidos. No presente trabalho, o caso referente ao rompimento da gota de ferrofluido ocasionado pelo aquecimento magnético quando a condição de ebulição é alcançada em seu interior será abordado.

Em trabalhos prévios, os modelos matemáticos que descrevem o aquecimento magnético de uma gota de ferrofluido não acompanham o fenômeno físico após a condição de ebulição ser atingida dentro da gota. Dessa forma, o tema do presente estudo é o aquecimento e vaporização de uma gota de ferrofluido, apresentando um modelo simples que considera o rompimento da gota devido a condição de ebulição ser alcançada em seu interior. Adicionalmente, durante a vaporização da gota, uma fração de nanopartículas

pode acumular na superfície por não "escapar"(vaporizar) para a fase gasosa.

O presente modelo considera dois casos, no primeiro as nanopartículas escapam da superfície, mantendo a concentração de nanopartículas constante dentro da gota. No segundo caso, há um acúmulo de nanopartículas na superfície da gota, ocasionando uma variação da concentração de nanopartículas em seu interior. Como consequência direta da variação espacial da concentração de nanopartículas têm-se a alteração da condutividade térmica do fluido. Nessa situação, o fluxo de calor da superfície para interior da gota e o aquecimento magnético possuem um comportamento distinto do caso em que a concentração de nanopartículas na superfície não era considerada. Faz-se a ressalva, que a micro-explosão devido ao acúmulo de nanopartículas na superfície não é considerada no presente trabalho, apenas a ocasionada pela temperatura de ebulição no interior da gota.

1.1 Justificativa

A presença de nanopartículas metálicas no combustível melhora os processos de transferência de calor para o líquido, principalmente devido ao aumento da condutividade térmica do fluido. Adicionalmente, o processo de aquecimento magnético é uma fonte extra de calor dentro da gota. Como resultado, temos uma diminuição no tempo de aquecimento e aumento da taxa de vaporização da gota de combustível. Devido a fonte magnética de calor, a temperatura de ebulição ocorre dentro da gota resultando no seu rompimento (micro-explosão). Além disso, a micro-explosão atuaria como um segundo processo de atomização da gota, proporcionando um aumento significativo na área de contato da superfície do fluido com o ambiente gasoso e assim, contribuindo com o aumento da taxa de vaporização. Todos os processos de redução no tempo de vida da gota podem ser úteis para se obter a combustão mais completa, eficiente e com menor geração de poluentes.

1.2 Objetivos

O problema de pesquisa consiste em avaliar quais os efeitos do aquecimento magnético na micro-explosão e o consequente aumento da taxa de vaporização efetiva (combinação da vaporização de todas as gotas após a micro-explosão).

1.3 Objetivos específicos

Destaca-se como objetivos específicos do presente estudo:

- 1) avaliar o aquecimento e vaporização da gota de ferrofluido sob diferentes casos de potência magnética;
- 2) entender a relação entre a quebra de gotas com a potência magnética;
- 3) verificar a influência da quebra de gotas na sua taxa de vaporização;
- 4) entender o comportamento do aquecimento magnético considerando o acúmulo de nanopartículas na superfície da gota.

1.4 Estrutura do trabalho

Este trabalho está estruturado em três capítulos. Sendo que o primeiro capítulo trata da combustão de spray, combustão de gotas, micro-explosão, nanofluidos e dos ferrofluidos. Já o segundo capítulo apresenta a metodologia adotada, as principais hipóteses para a solução do problema e a modelagem matemática. Por fim, no terceiro capítulo os resultados são apresentados e discutidos.

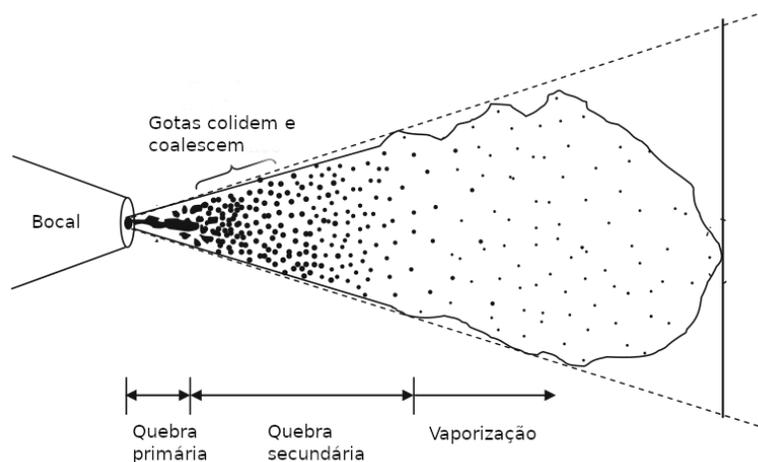
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo a combustão de spray será explanada. Em sequência, será abordado de forma sucinta a combustão de gotas, definições e aplicações de nanofluidos e ferrofluidos combustíveis.

2.1 Combustão de spray

Na combustão de sprays, o combustível injetado na câmara de combustão está sujeito a diferentes processos físicos, interagindo dinamicamente e de forma turbulenta no interior de uma câmara. Nesse contexto, o injetor controla o tamanho das gotas e a densidade da nuvem de gotas por meio do processo de atomização, como ilustra a Fig. 1. A atomização ocorre quando as forças aerodinâmicas prevalecem sobre a tensão superficial, quebrando porções de líquido em um número muito grande de pequenas gotas e assim, uma nuvem de gotas é formada (SIRIGNANO; EDWARDS, 2000). Nesse processo, gotas colidem e coalescem, formando gotas de diferentes tamanhos e regiões com diferentes densidades de gotas (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

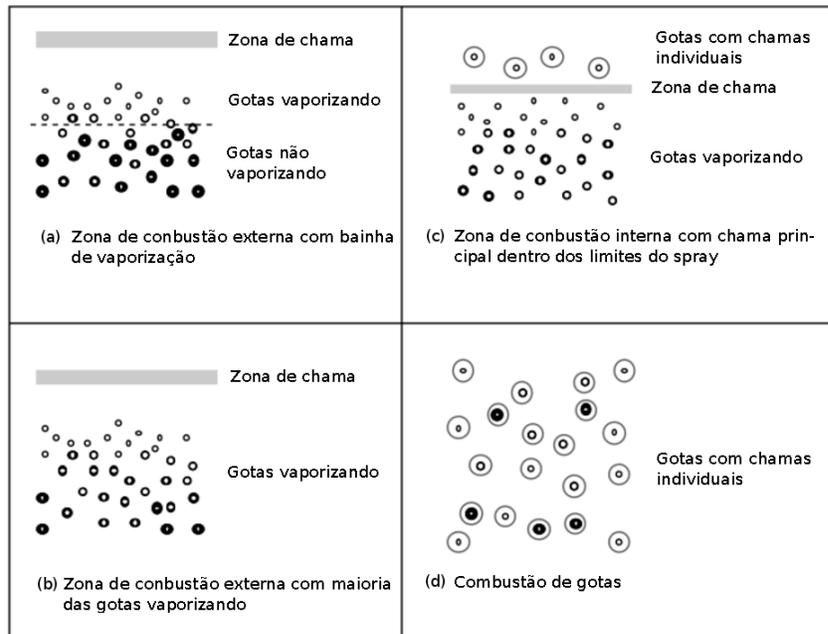
Figura 1 – Figura ilustrativa de um spray.



Fonte: Adaptado de McAllister, Chen e Fernandez-Pello (2011, p. 156)

Levando em consideração a complexa estrutura do spray, com diferentes tamanhos e densidades de gotas, diferentes configurações de combustão do spray podem ser

Figura 2 – Modos de combustão de spray.



Fonte: Adaptado de Warnatz et al. (2001, p. 248)

observados. A figura (2) apresenta quatro configurações diferentes. No primeiro caso, Fig. (2-a), devido a alta densidade de gotas, as gotas vaporizam somente na região externa do spray. Nesse caso, o vapor formado se difunde com o oxidante, gerando uma chama que envolve todo esse conjunto de gotas. Em um segundo caso, Fig. (2-b), com menor densidade de gotas que o anterior, a chama envolve um conjunto em que a maior parte das gotas está vaporizando. Já em um terceiro caso, Fig. (2-c), gotas vaporizando são encontradas em ambos os lados da chama. Existe também, regiões mais diluídas, Fig. (2-d), em que a combustão individual de gotas predomina (CHIU; KIM; CROKE, 1982; WARNATZ et al., 2001).

Assim sendo, a configuração de gotas isoladas permite uma formulação mais simples em relação às demais e seus resultados podem apresentar estimativas simplificadas para a modelagem de uma nuvem de gotas. Por exemplo, a nuvem de gotas pode ser modelada seguindo as seguintes etapas: Numa primeira etapa, o estudo de gotas isoladas permite fazer algumas estimativas a respeito de tempo de vida e tempo de aquecimento de uma gota. Numa segunda etapa, a interação entre duas ou mais gotas pode ser investigada.

A seguir, o estudo de colunas de gotas pode ser modelado a partir dos modelos citados anteriormente. E por último, pode-se chegar na modelagem de uma nuvem de spray (SIRIGNANO; EDWARDS, 2000). Portanto a modelagem de gotas isoladas torna-se fundamental para o entendimento e modelagem de um spray.

2.2 Combustão de gotas

Os processos que ocorrem durante queima de gotas estão diretamente relacionados com o tempo de vida da gota na câmara de combustão. Estes, por sua vez, são controlados pelas condições do ambiente gasoso (tais como temperatura e pressão) e sua velocidade de injeção. Neste contexto, para que a queima do combustível ocorra, as gotas devem ser previamente aquecidas e vaporizadas. O aquecimento e vaporização, por sua vez, são realizados pelo fluxo de calor do ambiente quente para a gota através da superfície de contato do líquido com o ambiente. Como o fluxo de calor é limitado pela temperatura da chama, o mecanismo de atomização é utilizado como alternativa a fim de aumentar a taxa de transferência de calor do ambiente para o combustível, devido ao considerável aumento da área de exposição do líquido com a fase gasosa. (SIRIGNANO; EDWARDS, 2000; LAW, 2010; TURNS, 2013; LEFEBVRE; MCDONELL, 2017). Neste sentido, o estudo de gotas isoladas é essencial para uma estimativa de parâmetros que podem contribuir para a modelagem da combustão de uma nuvem de spray.

Em síntese, a vaporização e combustão de gotas, por envolver o fluxo entre duas fases, necessita que os processos de transporte na fase líquida e gasosa, assim como a mudança de fase na interface líquido-gás e as reações químicas na fase gasosa sejam avaliadas (LAW, 2010). Nesse sentido, Godsave (1953) e Spalding (1953) deram as primeiras contribuições experimentais e teóricas na descrição da vaporização de gotas. A abordagem utilizada por esses autores consiste em avaliar uma gota esférica e simétrica, de uma espécie de combustível líquido puro e de ponto de ebulição bem definido. Sendo que, geralmente a transferência de calor por radiação é negligenciada.

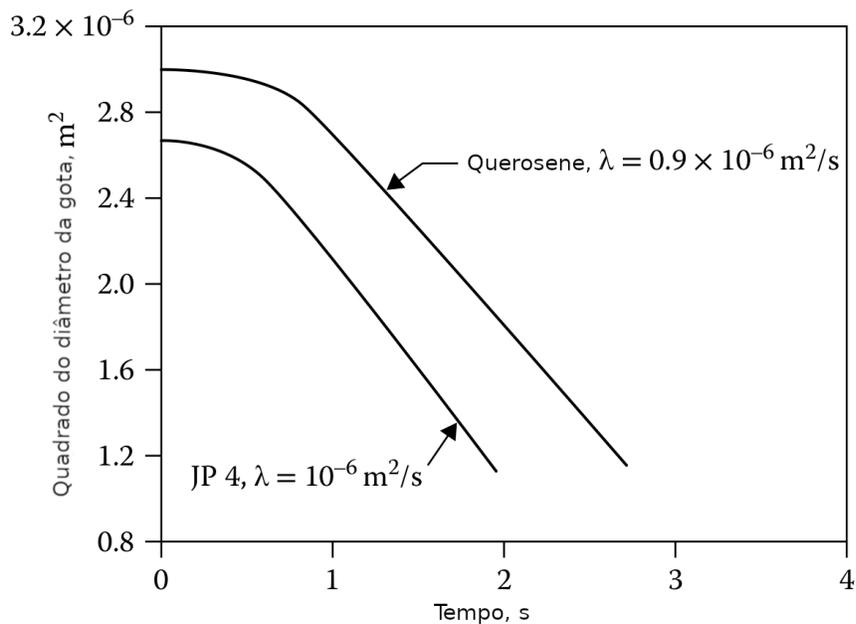
A taxa de transferência de calor do ambiente para a gota geralmente é o fator determinante da taxa de vaporização da gota de combustível líquido. Através de trabalhos experimentais sobre vaporização de gotas isoladas foi possível constatar que, após um

período transiente inicial, a taxa de vaporização tende a ser constante e o decréscimo do quadrado do diâmetro da gota é linear com o tempo. Esse fenômeno é conhecido como lei D^2 , constatado inicialmente por Godsave (1953) e Spalding (1953) e expresso pela Eq. (1).

$$D_0^2 - D^2 = \lambda t \quad (1)$$

Na qual D é o diâmetro da gota, t é o tempo e λ é a taxa de vaporização ou constante de vaporização. A Fig. (3) apresenta o comportamento do decréscimo do quadrado do diâmetro com o tempo na queima de uma gota de querosene e JP 4, obtidos experimentalmente. Nela é possível ver claramente que após um período transiente, a vaporização em estado quase estacionário é estabelecido.

Figura 3 – Taxa de queima do querosene e JP 4.



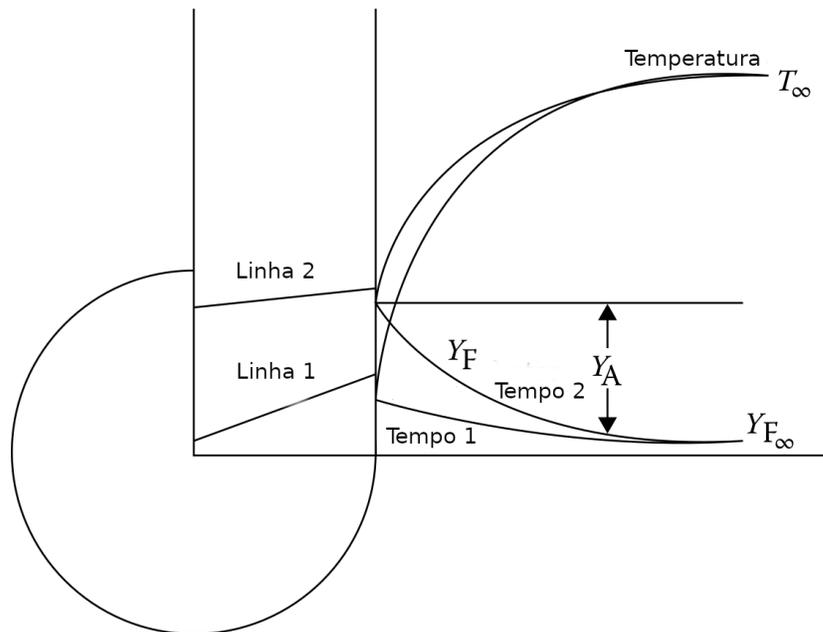
Fonte: Lefebvre e McDonnell (2017, p. 208) a qual foi adaptada de Wood, Wise e Inami (1960, p. 239)

A fim de ilustrar o processo de vaporização de gotas, a Fig. (4) apresenta esquematicamente uma gota isolada em ambiente de alta temperatura T_∞ . No estágio inicial a gota se encontra a temperatura inferior a do ambiente, havendo assim baixa concentração

de vapor de combustível na superfície da gota líquida e baixa transferência de massa da gota para o ambiente. Nesse estágio a distribuição de temperatura dentro da gota não é uniforme, relacionada com a condutividade térmica do líquido, apresentando temperatura menor no centro da gota que em sua superfície. Além do mais, o calor proveniente do ambiente para gota é usado em sua maior parte no aquecimento da gota (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

A medida que a gota eleva sua temperatura, parte do calor recebido pela gota passa a ser requerida na vaporização (mudança de fase) e a fração mássica de vapor de combustível Y_F na superfície da gota aumenta. No entanto, o maior fluxo de vapor da superfície da gota para o ambiente atua como uma barreira na transferência de calor para a gota e assim, a taxa de aumento da temperatura na superfície da gota diminui, ao passo que a temperatura no interior da gota se torna mais uniforme. Em determinado instante, segundo estágio representado pela linha 2 da Fig. (4), praticamente todo o calor recebido pela gota é utilizado em sua vaporização e a temperatura estabiliza em sua temperatura de bulbo úmido. Dessa forma, a taxa de vaporização e o decréscimo do quadrado do diâmetro da gota com o tempo tornam-se constante (lei D^2) (FAETH, 1977; LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

Figura 4 – Representação esquemática da variação da temperatura e concentração de vapor combustível na vaporização de gota.



Fonte: Lefebvre e McDonell (2017, p. 209) a qual foi adaptada de Faeth (1977, p. 201)

Ao longo do tempo, diferentes abordagens na modelagem da vaporização de gotas foram adotadas, sendo algumas descritas na sequência por ordem de complexidade. Pode se dizer que uma primeira estratégia é considerar a atuação da lei D^2 (após o período inicial transiente) e assim, a temperatura da gota é considerada constante. Já uma segunda abordagem é considerar a temperatura da gota uniforme, mas variando com o tempo (modelo de condutividade térmica do líquido infinita). Dando sequência, uma terceira forma de modelar a vaporização de um gota esférica simétrica é considerar o seu aquecimento transiente. Os três modelos citados geralmente são aplicados a casos em que não há movimento relativo entre a gota e o ambiente gasoso. Como também, a circulação interna na fase líquida não é considerada. Há, no entanto, modelos que descrevem a física do aquecimento e vaporização de gotas de forma mais detalhada, a exemplo dos modelos de condutividade efetiva, modelos de vórtice e as soluções das equações de Navier-Stokes (SIRIGNANO; EDWARDS, 2000).

Tendo em mente que, ao acrescentar a combustão em conjunto com a vaporização

da gota, têm-se como principal diferença que a chama que envolve a gota fornece calor, ao passo que consome vapor de combustível e oxidante (LAW, 2010). No presente trabalho o aquecimento da gota de ferrofluido é considerada transiente e sua vaporização é avaliada sem considerar a reação química de combustão. Além do mais, busca-se modelar de forma simples o efeito de micro-explosão, o qual será abordado na próxima subseção.

2.3 Micro-explosão

Na combustão de sprays, uma vez que as gotas são formadas pela atomização, sua quebra pode ser aprimorada em certos casos através da micro-explosão interna de gotas (atomização secundária). A micro-explosão consiste na fragmentação súbita e frequentemente violenta da gota de combustível (LAW, 2010). A micro-explosão pode ocorrer na queima de combustíveis líquidos multicomponentes, como no caso de misturas miscíveis, emulsões e na suspensão de micro-partículas em líquidos (*slurry*).

No caso de misturas miscíveis, os componentes de diferentes volatilidades estão misturados a nível molecular em uma única fase homogênea (LAW, 2010). Para que um componente vaporize é necessário que ele atinja a superfície da gota, sendo que a substância mais volátil tende a vaporizar mais rapidamente e assim, sua concentração na superfície diminui. Após esse instante, a superfície apresenta uma maior concentração da substância que vaporiza mais lentamente, ao passo que a substância menos volátil presente no interior da gota tende a se difundir para a superfície devido aos gradientes de concentração criados pela vaporização prévia (SIRIGNANO; EDWARDS, 2000). No entanto, o processo de difusão de massa é relativamente lento em comparação com a difusão de calor na fase líquida e com a diminuição do raio da gota. Isso faz com que haja uma concentração maior da substância de maior volatilidade no interior da gota, 'aprisionada'. Como o componente mais volátil apresenta um menor ponto de ebulição, é possível que uma porção substancial de líquido do interior da gota esteja no estado de vapor superaquecido. Havendo um limite máximo de vapor superaquecido que um líquido pode acumular, ao ultrapassar esse valor o elemento líquido irá nuclear e gaseificar, levando a um acúmulo interno de pressão e, então, a ruptura da gota (LAW, 2010).

Como citado, a micro-explosão de gotas também ocorre em combustíveis emulsio-

nados. Combustíveis emulsionados representam uma mistura heterogênea, multifásica, de líquidos imiscíveis (SIRIGNANO; EDWARDS, 2000). Em aplicações em dispositivos práticos de combustão, a emulsão de água em óleo geralmente é utilizada. Nesse caso, pode-se considerar a água como uma fase discreta de gotas líquidas dispersas e estabilizadas em uma fase contínua de óleo líquido através da adição de uma pequena porção de surfactantes (LAW, 2010). Diferentemente das misturas miscíveis, nas emulsões pode-se considerar a pressão de vapor independente das suas relativas concentrações de substância líquida, como também, a difusão da fase dispersa (água) na fase contínua (óleo) pode ser negligenciada e, dessa forma, pode se considerar uma concentração de espécies constante durante a vaporização. De forma semelhante ao que ocorre em líquidos miscíveis, a temperatura da gota é limitada pelo ponto de ebulição do componente da mistura abundante (óleo), que é muito superior ao da água. Devido a isso, a fase dispersa pode atingir o estado de vapor superaquecido, levando a micro-explosão (SIRIGNANO; EDWARDS, 2000). Como resultado da micro-explosão têm-se o aumento da taxa de vaporização, devido a quebra de gotas, assim como a redução de fuligem (WANG; LIU; LAW, 1984; CLAUSEN; LI; LAW, 1988; HAN et al., 2015; LEITE; LAGE, 2000).

Na combustão de gotas contendo micro-partículas sólidas suspensas na fase líquida (*slurry*), inicialmente a vaporização do líquido base ocorre como se fosse um líquido puro. A medida que o raio da gota decai, as partículas sólidas vão se aglomerando em sua superfície e uma espécie de casca sólida porosa é formada. A partir desse instante, o diâmetro externo da casca porosa permanece constante, embora sua espessura aumente devido a deposição de partículas na superfície interna da casca. Por capilaridade o líquido chega até a superfície externa da casca, onde vaporiza. Nesse processo a taxa de vaporização permanece constante, pois o diâmetro externo da casca não se altera. Devido a depleção do líquido do interior da gota para a superfície da casca, uma bolha de gás é formada em seu interior. Já a micro explosão, ocorre com certa facilidade devido a nucleação heterogênea ser facilitada pelas partículas sólidas. No entanto, a micro-explosão ocasionada pela nucleação heterogênea ocorre com menor intensidade que a ocasionada pela nucleação homogênea, pois há uma menor extensão de vapor superaquecido na nucleação heterogênea em comparação com a homogênea (LAW, 2010).

Os estudos de combustíveis contendo partículas sólidas são atrativos devido a alta taxa de liberação volumétrica de energia, podendo contribuir em aplicações práticas de combustão e propulsão. Quando essas partículas são metálicas, em ambiente oxidante de alta temperatura, têm-se a vantagem delas serem consumidas na reação de combustão e assim, liberar quantidades significativas de energia (SIRIGNANO; EDWARDS, 2000). Os combustíveis que possuem a presença de partículas metálicas podem ser classificados em duas classes: os combustíveis *metal-slurry* para o caso de combustíveis com suspensão de partículas de tamanho micrométrico e combustíveis nanofluidos para o caso em que as partículas apresentem tamanho nanométrico. Esses últimos são o foco do presente trabalho.

2.4 Nanofluidos

Choi e Eastman (1995) usaram o termo nanofluido ao se referir a suspensão de nanopartículas metálicas dispersas em um líquido base, sugerindo que essa classe de fluido possua maiores condutividades térmicas que o líquido base e assim, a transferência de calor possa ser aprimorada. Nesse sentido Eastman et al. (2001) mensuraram experimentalmente a condutividade térmica de um nanofluido constituído de partículas nanométricas de cobre dispersas em etilenoglicol. Esses autores constataram um aumento muito grande da condutividade térmica do nanofluido em relação ao etilenoglicol puro, mais especificamente, um aumento de 40 % na condutividade térmica para o caso de etilenoglicol contendo um volume de 0,3 % de nanopartículas de cobre, com diâmetro médio inferior a 10 nm. Os resultados obtidos por Eastman et al. (2001) sugerem que os modelos teóricos para estimar a condutividade térmica de fluidos com suspensão de partículas micrométricas (*slurry*), como os modelos apresentados por Maxwell (1881) e Hamilton e Crosser (1962), apresentam valores bem inferiores em comparação a condutividade encontrada experimentalmente. Observou-se que não bastava apenas considerar a fração volumétrica e formato das nanopartículas, assim como a diferença entre condutividade térmica das partículas e do fluido base, na estimativa de sua condutividade térmica dos nanofluidos.

Diversos estudos buscando entender os mecanismos que governam o comporta-

mento térmico dos nanofluidos foram realizados. Esse é o caso do estudo experimental desenvolvido por Das et al. (2003) que busca avaliar a condutividade e difusividade térmica sob diferentes condições de temperatura de um nanofluido constituído de nanopartículas de Al_2O_3 e CuO imersas em água. Nesse estudo a condutividade do Al_2O_3 nanofluido apresentou um aumento de 1 % em relação a seu fluido base a temperatura ambiente ($21^\circ C$) e concentração volumétrica de nanopartículas de 1 %. Já para o caso em que a temperatura se encontra em $51^\circ C$, esse aumento foi de cerca de 10,9 %. Para o caso em que a concentração volumétrica de nanopartículas é de cerca de 4 %, os aumentos na condutividade térmica foram de aproximadamente 9,4 % e 24,3 % para os casos de $21^\circ C$ e $51^\circ C$, respectivamente. Esse aumento da condutividade térmica com a temperatura mostrou que a utilização de nanofluidos é ainda mais atrativa em casos de temperaturas superiores as do ambiente.

A fim de estimar a condutividade térmica efetiva de nanofluidos, Yu e Choi (2003), Yu e Choi (2004) modificaram o modelo proposto por Maxwell (1881) e Hamilton e Crosser (1962) para incluir o efeito de estruturas de nanocamadas (*nanolayers*), as quais possuem maior impacto quando as nanopartículas possuem tamanho menor que 10 nm. As nanocamadas são estruturas formadas por moléculas de líquido próximas a uma superfície sólida, que agem como uma ponte térmica entre a nanopartícula e o fluido. Outros estudos nesse sentido foram propostos, como mostra Wang e Mujumdar (2007), sendo perceptível o grande interesse por essa classe de fluido devido a suas propriedades térmicas.

Nanofluidos além de possuírem propriedades térmicas melhoradas, as propriedades de transporte também podem variar significativamente em relação ao líquido puro. Pak e Cho (1998) mostraram que a viscosidade de nanofluidos constituídos de nanopartículas de alumina e titânia a uma fração volumétrica de 1 a 10 % em água possuem uma viscosidade muito superior a da água pura, não seguindo os modelos tradicionais de predição de viscosidade. Devido a essas e outras modificações apresentadas nas propriedades dos líquidos obtidas através da suspensão de nanopartículas, os nanofluidos possuem uma ampla aplicabilidade, seja na área industrial, medicinal, em reatores nucleares, como também em eletrônicos e no setor automobilístico (WONG; LEON, 2010). Embora a ideia de aprimorar as propriedades térmicas com suspensão de partículas não seja

recente, a utilização de partículas de tamanho nanométricas ao invés das micrométricas ou milimétricas é de grande interesse pois elimina uma série de inconvenientes. Como exemplo, nanopartículas tendem a não causar ação abrasiva, nem erosão de componentes, como também não entopem em pequenas passagens. Além do mais, nanopartículas possuem uma maior estabilidade, não trazendo problemas de sedimentação e incrustações (DAS et al., 2003).

No campo da combustão, a utilização de nanopartículas metálicas reativas (NPs) permite a obtenção de combustíveis de alta densidade de energia, combinando a elevada área superficial específica das nanopartículas com a elevada energia de oxidação dos metais (BASU; MIGLANI, 2016). Nesse sentido, Jones et al. (2011) mostraram que ao adicionar uma fração volumétrica de 10 % de nanopartículas de alumínio (n-Al) em etanol biocombustível houve um aumento de aproximadamente 15,3 % do calor volumétrico de combustão. Há, também, trabalhos que mostram que pode haver uma redução nas emissões do escape de CO, HC e NO_x e diminuição do atraso de ignição em motores de ignição por compressão ao utilizar nanopartículas como aditivo ao diesel (KANNAN; KARVEMBU; ANAND, 2011; LENIN; SWAMINATHAN; KUMARESAN, 2013; YANG et al., 2013; SARAEE et al., 2015; SHAAFI et al., 2015; GUMUS et al., 2016).

Entender a combustão na escala das gotas é de grande importância na engenharia de novos combustíveis, pois os processos que ocorrem nessa escala afetam os fenômenos de larga escala da combustão de spray, como extinção de chama e formação de poluentes (BASU; MIGLANI, 2016). Tyagi et al. (2008) observou um aumento na probabilidade de ignição ao comparar gotas de diesel contendo nanopartículas de alumínio e óxido de alumínio com o diesel puro, no experimento de prato quente (688 - 769°C).

Gan e Qiao (2011) investigaram a queima de gotas de combustível contendo micro e nanopartículas de alumínio. Cinco estágios foram constatados na queima de combustíveis contendo nanopartículas de alumínio e decano, os quais são: preaquecimento e ignição, combustão clássica, micro-explosão, queima do surfactante e queima da gota de alumínio. Já para o caso de combustível contendo nanopartículas de decano ou micro partículas de alumínio apenas os três primeiros estágios anteriores aconteceram. Outra observação é que a micro-explosão das nanopartículas ocorreram com menos intensidade que das micro,

o que pode ser explicado devido a diferentes características de aglomeração das partículas. No caso das nanopartículas, as colisões e agregações são dominadas pelo mecanismo de movimento Browniano, formando um agregado poroso, esférico e de distribuição mais uniforme de nanopartículas em comparação com as micro. Já no caso das micro partículas, as colisões são dominadas pelo movimento do fluido, como circulação interna, regressão da superfície e expansão da gota devido a formação de bolhas de vapor. Para esse último caso, têm-se a formação de uma casca densa e quase impermeável de micro partículas.

No que se trata de vaporização de gotas de nanofluido, Javed, Baek e Waheed (2013) analisou as características da vaporização de gotas de heptano contendo nanopartículas de alumínio, a diferentes temperaturas de ambiente (100 - 600°C). Em seu estudo pode-se perceber que a taxa de vaporização é menor para temperaturas do ambiente inferiores a 300°C em comparação com o heptano puro. No entanto, ela cresce monotonicamente para temperaturas acima de 400°C, chegando a apresentar um aumento máximo de 50% da taxa de vaporização a 600°C. No caso de temperaturas relativamente baixas, esse comportamento pode ser atribuído a formação de uma casca compacta de grandes aglomerados de nanopartículas que suprime a vaporização. Já no caso de altas temperaturas uma casca porosa é formada por pequenos aglomerados de nanopartículas. Vale destacar que em todos casos a vaporização seguiu a lei D^2 .

Outros trabalhos experimentais sobre a combustão de gotas de nanofluido foram realizados. Javed, Baek e Waheed (2015) constatou que na combustão de heptano contendo nanopartículas de alumínio ocorre múltiplas expansões devido a formação de bolhas e rupturas sucessivas. Esse autor também expõe que a intensidade das micro-explosões aumenta com o acréscimo da temperatura. Já Miglani, Basu e Kumar (2014) observa que a ebulição alcançada no interior das gotas de nanofluidos em combustão faz com que bolhas sejam ejetadas do seu domínio líquido, causando ondulações em sua superfície e oscilações de massa devido a eventos de atomização de baixa intensidade. Esse autor ainda sugere que pode-se controlar a atomização da gota de combustível por meio da utilização de baixas quantidades de nanopartículas.

Embora a presença por si só de nanopartículas em gotas de combustível possa levar a atomização secundária da gota de combustível. No presente trabalho têm-se o

interesse em avaliar os efeitos da quebra de gotas ocasionados pela ação de um campo magnético alternado agindo em uma gota de ferrofluido.

2.5 Ferrofluidos

Ferrofluidos são suspensões de nanopartículas com propriedades magnéticas em um fluido base. A utilização de surfactantes previnem que ocorra a aglomeração de partículas, enquanto que o movimento Browniano é responsável por evitar com que as nanopartículas se sedimentem devido a força gravitacional ou a campos magnéticos (ROSENSWEIG, 1987).

Os ferrofluidos têm a capacidade de responder a um campo magnético externo de diferentes formas, a depender da configuração do campo magnético aplicado. Por exemplo, quando exposto a um campo magnético alternado, a interação entre as nanopartículas e o campo magnético podem gerar calor por atrito viscoso devido a rotação das nanopartículas dentro do meio líquido (ROSENSWEIG, 2002; KAPPIYOOR et al., 2010). Esse processo de geração de calor é conhecido como hipertermia magnética ou aquecimento por relaxação magnética.

Na medicina, a hipertermia é o procedimento de elevar a temperatura de certos órgãos ou tecidos, em especial os contendo tumores, a uma temperatura entre 40 e 43°C (JORDAN et al., 1999; WUST et al., 2002). Nesse sentido, Zhao et al. (2012) utilizou da hipertermia magnética para tratar o cancer na cabeça e pescoço de um camundongo, aquecendo a região do centro do tumor da temperatura ambiente até 40°C nos primeiros cinco a dez minutos. Baseado no mesmo processo, Fachini e Bakuzis (2010) propuseram utilizar a hipertermia magnética como forma de aprimorar a combustão. Nesse caso a hipertermia magnética agiria como uma fonte extra de calor, provocando uma diminuição no tempo de aquecimento de gotas de combustível.

Recentemente, modelos matemáticos vem sendo propostos com o objetivo de descrever os principais efeitos do aquecimento por relaxação magnética em uma gota de ferrofluido. Em um primeiro modelo, o efeito do aquecimento magnético em uma gota de ferrofluido combustível sobre alta potência magnética foi analisada. Os resultados mostram uma significativa diminuição do tempo de aquecimento e seu comportamento

para diferentes frequências de campo magnético (FACHINI; BAKUZIS, 2010).

Em um segundo modelo, a contribuição do fluxo de calor proveniente da fase gasosa para a gota foi adicionado ao modelo anterior (CRISTALDO; FACHINI, 2013a). Ainda sob a condição de alta potência magnética, a contribuição da fonte magnética e do fluxo de calor do ambiente resultaram na temperatura de ebulição sendo atingida no interior da gota, próximo a sua superfície. Essa situação pode vir a causar a formação de bolhas de gás dentro da gota e sua ruptura, como será tratado no presente trabalho.

Já em um terceiro modelo, a combustão da gota de ferrofluido é considerada. Nesse caso, os resultados mostram que a temperatura e a posição da chama podem ser controladas pela frequência do campo magnético (CRISTALDO; FACHINI, 2013b). Nesse e nos modelos anteriores, foi considerado a fase gasosa como sendo de baixa pressão. A condição de baixa pressão permite que a fase gasosa se comporte como quase-estacionária. Dando sequência a esses estudos, Cristaldo, Vargas e Fachini (2015) avaliaram o comportamento transiente da fase gasosa, devido a condição de ambiente de alta pressão. Desse estudo foi possível obter o efeito do aquecimento magnético sob diferentes condições de pressão do ambiente.

Nos modelos citados anteriormente para o caso de aquecimento magnético, a condição de potência magnética muito maior que a potência térmica foi considerada. Sob essa condição, o aquecimento do interior da gota ocorre praticamente uniforme, exceto em uma pequena camada limite térmica formada próxima a superfície da gota. Devido a isso, as soluções obtidas nesses modelos são apresentadas na escala da camada limite térmica.

Sendo a condição de baixa potência magnética mais realística em termos de aplicações experimentais, o presente trabalho dá sequência aos estudos apresentando o efeito do aquecimento magnético para alta e baixa potência magnética. Além do mais, nenhum dos modelos segue o fenômeno após a temperatura de ebulição ser atingida no interior da gota. Tendo isso em mente, este trabalho vem a contribuir modelando de forma simplificada o fenômeno de micro-explosão, ou seja, o rompimento da gota quando a ebulição ocorrer dentro da gota. Outro efeito que este trabalho apresenta é o acúmulo de nanopartículas na superfície da gota até que uma casca de nanopartículas seja formada

na superfície da gota.

3 METODOLOGIA

Neste trabalho, uma gota de ferrofluido na presença de um campo magnético alternado é apresentado. O efeito da interação do campo magnético com as nanopartículas gera calor dentro da gota (aquecimento magnético). A gota está localizada num ambiente com alta temperatura, assim o fluxo de calor do ambiente contribui para o aquecimento e vaporização da gota. No presente modelo, vamos considerar duas situações durante a vaporização: na primeira, uma parte das nanopartículas ficam retidas na superfície da gota, aumentando a concentração de nanopartículas próxima da superfície. Assim, o acúmulo de nanopartículas na superfície resulta na formação de uma casca porosa de nanopartículas. Na segunda, as nanopartículas escapam da superfície da gota juntamente com o líquido vaporizado. Neste caso, a concentração de nanopartículas dentro da gota é constante. A modelagem do rompimento da gota será considerado somente no segundo caso.

3.1 Modelo matemático para concentração de nanopartículas na superfície

Durante a vaporização da gota de ferrofluido, um gradiente de concentração de nanopartículas é formado próximo a superfície devido a diminuição do seu raio. Na ausência de convecção interna, a concentração de nanopartículas dentro da gota é descrita por

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\hat{D}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial C}{\partial r} \right), \quad (2)$$

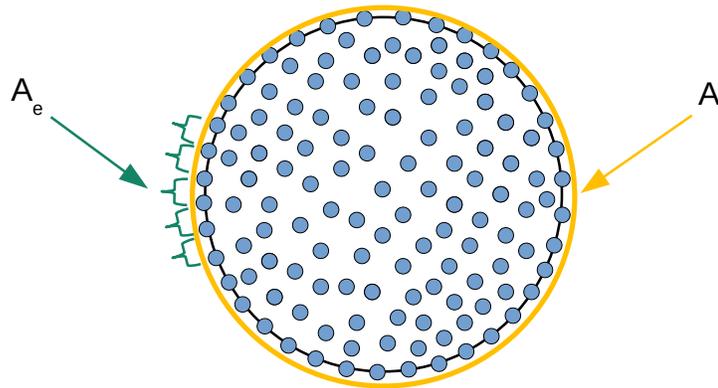
na qual C é a concentração de nanopartículas (unidade: $1/m^3$), $\hat{D} \equiv D_n/(\varepsilon\alpha_n)$ representa a razão entre a difusividade mássica e a difusividade térmica α_n das nanopartículas. A concentração de nanopartículas, C , pode ser reescrita em relação a fração volumétrica de nanopartículas ϕ , da forma $C = \phi/V_n$, sendo V_n o volume de uma nanopartícula.

Durante a vaporização, a área de contato da interface líquido-gás diminui devido a presença de nanopartículas na superfície. Dessa forma, a vaporização ocorre em uma área efetiva definida por $A_e = A_t - N_{sp}A_{sp}$, como ilustra a Fig. (5), sendo A_t a área

instantânea da gota, A_{sp} a área ocupada pelas nanopartículas na superfície da gota e N_{sp} o número de nanopartículas na superfície da gota.

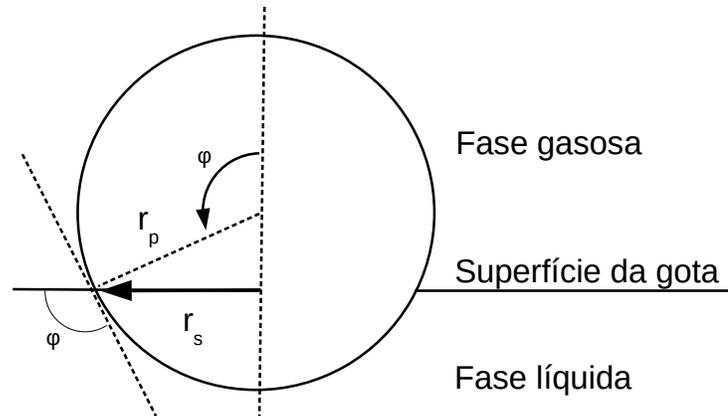
A deformação da superfície líquida na região de contato com as nanopartículas pode ser negligenciada e, conseqüentemente, esta superfície pode ser assumida como sendo plana (ZENG et al., 2012). Assim, têm-se que $A_{sp} = \pi r_s^2 = \pi(r_p \sin \varphi)^2$, como mostra a Fig. 6, na qual φ é o ângulo de contato das nanopartículas na interface líquida-gás com o líquido e r_p é o raio das nanopartículas. Já o número de nanopartículas na superfície da gota pode ser obtido para um dado r_p através da estimativa de nanopartículas contidas no volume de uma camada superficial de espessura $2r_p$ e assim, $N_s = 6(a/r_p)^2\phi$. E por fim, a área superficial efetiva é representada como uma função da concentração de nanopartículas $A_e = A_t(1 - 6a^2\phi \sin^2 \varphi)$. Uma descrição mais detalhada do modelo de concentração de nanopartículas na superfície da gota pode ser encontrado no trabalho de Wei, Deng e Chen (2016).

Figura 5 – Figura esquemática da gota de ferrofluido com concentração de nanopartículas na superfície.



Fonte: Autor (2019).

Figura 6 – Figura esquemática da nanopartícula localizada na superfície da gota formando um ângulo de contato φ .



Fonte: Autor (2019).

No presente modelo, considera-se que o volume líquido que vaporiza em um intervalo de tempo contém uma certa quantidade de nanopartículas N_{vap} . Essas nanopartículas estão contidas na região escura da Fig. (7), entre os raios r_{sup} e r_3 , a qual possui um volume $V_{vap} = (4/3)\pi(r_3^3 - r_{sup}^3)$. Enfatiza-se que parte das nanopartículas são vaporizadas e o restante fica retido dentro da gota, próximo a superfície. Para calcular a concentração de nanopartículas na superfície, calcula-se o número de nanopartículas vaporizadas e adiciona-se artificialmente uma porcentagem dessas nanopartículas dentro da camada 1-2 (região entre os raios r_1 e r_2) e camada 2-s (região entre os raios r_2 e r_{sup}), conforme Fig. 7, de forma proporcional a seus respectivos volumes. Portanto, considerando que η seja a porcentagem de nanopartículas que ficam retidas na gota do total de volume líquido vaporizado, $0 \leq \eta \leq 1$, então, a quantidade aproximada de nanopartículas retida dentro da gota (N_{vap}) é dada por:

$$N_{vap} = \frac{(\phi_s + \phi_3) V_{vap} \eta}{2 V_N} \quad (3)$$

onde ϕ_s é a fração volumétrica de nanopartículas na superfície da gota após a vaporização, ϕ_3 é a fração volumétrica de nanopartículas da superfície vaporizada, e V_N o volume da

nanopartícula ($V_N = (4/3)\pi r_p^3$).

A quantidade de nanopartículas, N_{1-2} e N_{2-s} distribuídas nas regiões 1 – 2 (região entre r_1 e r_2) e 2 – s (região entre r_2 e r_{sup}) são dadas respectivamente por

$$N_{1-2} = \frac{(\phi_2 + \phi_s) V_{2-s}}{2} \frac{V_N}{V_N} \quad \text{e} \quad N_{2-s} = \frac{(\phi_1 + \phi_2) V_{1-2}}{2} \frac{V_N}{V_N}, \quad (4)$$

onde $V_{1-2} = (4/3)\pi(r_2^3 - r_1^3)$ e $V_{2-s} = (4/3)\pi(r_{sup}^3 - r_2^3)$ são os volumes das regiões 1 – 2 e 2 – s, respectivamente. As frações volumétricas médias de nanopartículas nas regiões 1 – 2 e 2 – s são respectivamente:

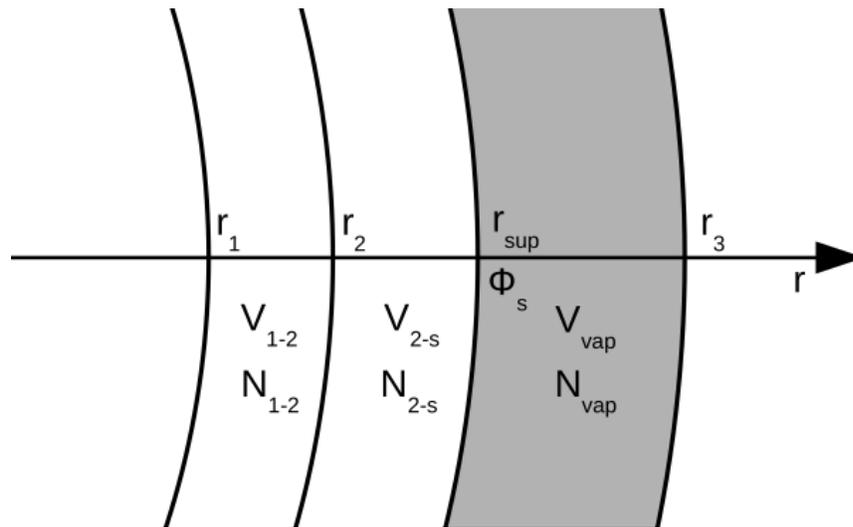
$$\begin{aligned} \phi_{m1-2} &= \left(N_{1-2} + \frac{N_{vap} N_{1-2}}{N_{1-2} + N_{2-s}} \right) \frac{V_N}{V_{(2-s)}} \\ \phi_{m2-s} &= \left(N_{2-s} + \frac{N_{vap} N_{2-s}}{N_{1-2} + N_{2-s}} \right) \frac{V_N}{V_{(1-2)}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Sendo assim, as frações volumétricas nas posições r_1 , r_2 e r_{sup} são representadas respectivamente por:

$$\phi_1^{new} = \phi_1 + \Delta\phi_2, \quad \phi_2^{new} = \phi_2 + \Delta\phi_1 \quad \text{e} \quad \phi_s^{new} = \phi_s + \Delta\phi_1. \quad (6)$$

Nas quais $\Delta\phi_{1-2} = \phi_{m1-2} - \frac{\phi_2 + \phi_s}{2}$ e $\Delta\phi_{2-s} = \phi_{m2-s} - \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}$.

Figura 7 – Figura esquemática da região vaporizada e concentração de nanopartículas.



Fonte: Autor (2019).

3.2 Formulação matemática do aquecimento magnético

No presente trabalho uma gota de combustível, inicialmente com uma distribuição uniforme de nanopartículas magnéticas é considerada. A aplicação de um campo magnético alternado faz com que calor seja gerado por meio de dois mecanismos: mecanismo de relaxação Browniana e de Néel. No mecanismo de relaxação Browniana ocorre a rotação da nanopartícula no fluido base e calor é gerado por atrito, já no mecanismo de relaxação de Néel ocorre a rotação do seu dipolo magnético sem que ocorra a rotação da nanopartícula (ROSENSWEIG, 2002). Este último mecanismo não será considerado neste estudo.

Embora a ação do campo magnético possa fazer com que a gota assumira uma variedade de formatos (BACRI; CEBERS; PERZYNSKI, 1994), esse efeito será negligenciado e o formato esférico será assumido. A gota possui um raio $a^*(t^*)$ no tempo t^* , sendo seu raio inicial dado por $a_0^* = a^*(0)$. Considera-se que a gota esteja em um ambiente em repouso de temperatura T_∞^* , massa específica ρ_∞^* e pressão muito abaixo do valor crítico. As propriedades como a massa específica da fase líquida ρ_l^* , calor específico da fase líquida c_l^* e gasosa c_p^* , assim como a condutividade térmica da fase gasosa são consideradas constantes. Embora a presença de nanopartículas resulte na mudança

dessas propriedades, no presente trabalho essas mudanças não são consideradas devido ao foco na análise do aquecimento magnético da gota e sua quebra.

No presente modelo, as equações são representadas por suas variáveis na forma adimensional, as quais são: tempo, coordenada radial, massa específica, temperatura, fração mássica do combustível, velocidade do gás e raio da gota, respectivamente dados como:

$$t \equiv \frac{t^*}{t_c^*}, \quad r \equiv \frac{r^*}{a_0^*}, \quad \rho \equiv \frac{\rho^*}{\rho_\infty^*}, \quad \theta \equiv \frac{T^*}{T_b^*}, \quad Y_F \equiv Y_F^*, \quad u \equiv \frac{u^* a_0^*}{(k_{g\infty}^*/c_p^* \rho_\infty^*)}, \quad \text{e } a \equiv a^*/a_0^* \quad (7)$$

Na qual o termo $t_c^* \equiv [(a_0^*)^2 / (k_{g\infty}^* / c_p^* \rho_\infty^*)] (\rho_i^* / \rho_\infty^*)$ é o tempo característico de aquecimento da gota. Esse tempo característico representa o tempo que a gota leva para atingir a temperatura de ebulição devido somente a transferência de calor do ambiente para a gota (sem influência magnética). Já o termo T_b^* é a temperatura de ebulição do líquido, enquanto ρ_∞^* e $k_{g\infty}^*$ são a massa específica e a condutividade térmica da fase gasosa na região afastada da gota, respectivamente.

As equações de conservação de massa e energia adimensionais aplicadas a fase líquida são:

$$\frac{da^2}{dt} = -2 \frac{\lambda_{\text{eff}}}{a} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \theta}{\partial r} \left(\bar{K} r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) = P_m \frac{f^2 t_r}{(f t_r)^2 + 1}. \quad (9)$$

Nas quais λ_{eff} é a taxa de vaporização efetiva adimensional. Com a vaporização e diminuição do raio da gota, dois efeitos relacionados a fração volumétrica de nanopartículas em seu interior são considerados: no primeiro, as nanopartículas são expelidas da superfície junto com o vapor de combustível. Nesse caso a taxa de vaporização é a mesma do líquido puro λ , ou seja, $\lambda_{\text{eff}} = \lambda$, na qual $\lambda(t) \equiv \dot{m}(t^*) c_p^* / (4\pi k_{g\infty}^* a_0^*)$ é a taxa de vaporização adimensional (\dot{m} é a taxa de vaporização dimensional). No segundo caso, algumas nanopartículas ficam retidas na superfície da gota durante a vaporização. Isso faz com que a

área de contato do líquido com a superfície gasosa A_e diminua, resultando numa taxa de vaporização efetiva representada por $\lambda_{\text{eff}} = (A_e/A_t)\lambda$, onde A_t é a área total de contato entre a gota de ferrofluido e a fase gasosa.

No termo fonte da Eq. (9) o tempo de relaxação t_r é função da temperatura $t_r = 3\mu V_H^*/(\kappa T^*)$, onde μ é a viscosidade do fluido, V_H^* é o volume hidrodinâmico da nanopartícula e κ é a constante de Boltzmann. O tempo de relaxação é o tempo de resposta das nanopartículas quando o campo magnético é aplicado, sua adimensionação é realizada com o tempo na temperatura de ebulição, logo $t_r(\theta) \equiv t_r^*/t_{rb}^* = 1/\theta$ (ROSENSWEIG, 2002). O subscrito b indica o estado de ebulição. O parâmetro \bar{K} é definido como $\bar{K} \equiv c_p^* k_{\text{eff}}^*/c_l^* k_{g\infty}^*$ e f é a frequência do campo magnético adimensional $f \equiv 2\pi f^* t_{rb}^*$. No presente modelo representamos a condutividade térmica efetiva do ferrofluido em função da fração volumétrica de nanopartículas dentro da gota (ϕ), como segue:

$$k_{\text{eff}}^* = k_l^* \left[\frac{k_n^* + 2k_l^* + 2\phi(k_n^* - k_l^*)(1 + \gamma)^3}{k_n^* + 2k_l^* - \phi(k_n^* - k_l^*)(1 + \gamma)^3} \right] \quad (10)$$

Na qual k_l^* , k_n^* e γ se referem a condutividade térmica do líquido, condutividade térmica da nanopartícula e a razão entre a espessura da *nanolayer* e do raio da nanopartícula, respectivamente (FENG et al., 2007).

O parâmetro adimensional P_m , Eq. (9), é a razão entre a potência magnética pela potência térmica fornecida pelo fluxo de calor proveniente da fase gasosa para a gota. Esse parâmetro é definido como (FACHINI; BAKUZIS, 2010)

$$P_m = \frac{\mu_0^* \chi_0^* H_0^{*2} / 2t_{rb}^*}{\rho_l^* c_l^* T_b^* / t_c^*}, \quad (11)$$

no qual μ_0^* é a permeabilidade magnética, χ_0^* é a susceptibilidade magnética descrita pela equação de Langevin $\chi_0^* = 3\chi_i^* \zeta(\coth \zeta - \zeta^{-1})$, sendo a susceptibilidade inicial $\chi_i^* \equiv \mu_0^* \phi M_d^{*2} V_N^* / (3\kappa^* T^*)$. Os termos ϕ , M_d^* , V_N^* e κ^* representam a fração volumétrica de nanopartículas, o domínio de magnetização, o volume das nanopartículas e a constante de Boltzmann, respectivamente. Já o termo ζ refere-se ao parâmetro de Langevin definido como $\zeta = \mu_0^* M_d^* H_0 V_N^* [\cos(2\pi f^* t^*)] / (\kappa^* T^*)$, onde H_0^* é a amplitude do campo magnético.

Vale notar que a susceptibilidade magnética, χ_i^* , é função da fração volumétrica de nanopartículas. Dessa forma, quando o acúmulo de nanopartículas na superfície for considerado o aquecimento magnético será mais acentuado na superfície da gota, uma vez que, o parâmetro P_m tem relação linear com a fração volumétrica de nanopartículas dentro da gota.

Na fase gasosa, as equações de conservação de massa, espécies e energia são apresentadas da forma:

$$\varepsilon \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho u) = 0 \quad (12)$$

$$\varepsilon \rho \frac{\partial \theta}{\partial t} + \rho u \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \theta^n \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) = 0 \quad (13)$$

$$\varepsilon \rho \frac{\partial Y_F}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y_F}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \theta^n \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right) = 0 \quad (14)$$

Nas quais a dependência dos coeficientes de transporte adimensionais com a temperatura $k_g^*/k_{g\infty}^* = \rho^* D_F^*/\rho_\infty^* D_{F\infty}^* = \theta^n$ ($n = 0.5$ para n-heptano) foi considerada. Já o termo $L_F \equiv (k_{g\infty}^*/c_p \rho_\infty^*)/D_{F\infty}^*$ é o número de Lewis do combustível. No presente modelo, considerando que a gota está localizada numa região de baixa pressão, $\varepsilon = \rho_\infty^*/\rho_l^* \ll 1$, a fase gasosa é assumida como quase estacionária. Assim, os termos transientes das equações de conservação são desprezíveis, resultando em:

$$r^2 \rho u = \lambda_{\text{eff}} \quad (15)$$

$$\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \theta^n \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) = 0 \quad (16)$$

$$\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial Y_F}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2 \theta^n}{L_F} \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right) = 0 \quad (17)$$

Note que a taxa de vaporização é função do tempo, justificando o regime é quase-estacionário.

A solução das equações apresentadas devem satisfazer as condições de contorno que seguem:

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad r^2 \frac{A_e}{A_t} \theta^n \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^+} = K \frac{A_e}{A_t} r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^-} + \lambda_{\text{eff}} L. \quad (18)$$

A primeira condição de contorno se refere ao fluxo nulo de calor no centro da gota. Já a segunda condição de contorno significa que parte do calor fornecido pelo ambiente gasoso é utilizado para aquecer a gota e a outra parte para vaporizar. A condição de contorno para espécies na superfície da gota é dada por:

$$-r^2 \frac{A_e}{A_t} \frac{\theta^n}{Le} \frac{\partial Y_F}{\partial r} \Big|_{r=a^+} = \lambda(1 - Y_{F_s}) \quad (19)$$

O termo K é a razão entre a condutividade efetiva da fase líquida k_{eff}^* pela fase gasosa k_g^* , $K \equiv k_{\text{eff}}^*/k_g^*$. O calor latente de vaporização L^* em sua forma adimensional é definida como $L \equiv L^*/(c_p^* T_B^*)$.

Após uma primeira integração das Eqs. (16) e (17), aplicando as condições de contorno Eqs. (18) e (19) tem-se:

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\lambda_{\text{eff}}(\theta - \theta_s + L) + Q^-}{r^2 \theta^n} \quad (20)$$

$$\frac{\partial Y_F}{\partial r} = -\frac{\lambda_{\text{eff}}(1 - Y_F)L_F}{r^2 \theta^n} \quad (21)$$

na qual $Q^- (\equiv K \frac{A_e}{A_t} a^2 (\partial \theta / \partial r)_{r=a^-})$ é o fluxo de calor da superfície para o interior da gota, sendo que o subscrito s indica a condição na superfície da gota.

Para resolver a equação de conservação de massa e energia aplicada a fase líquida, Eqs.(8) e (9), usa-se como condições iniciais para a temperatura da fase líquida (gota) $\theta(0, r < a) = \theta_0$, sendo o raio inicial da gota $a(0) = 1$. O perfil de temperatura inicial da fase gasosa é $\theta(0, r > a) = \theta_\infty$, enquanto a fração mássica da espécie de combustível é dado por $Y_F(0, r > a) = Y_{F\infty}$, ou seja, ambas uniformes e conhecidas. Além disso, para resolver as equações de conservação de energia, Eqs. (9) e (16), é necessário resolver simultaneamente a equação de conservação de espécie de combustível. A fração mássica de vapor de combustível na superfície da gota é obtida pela relação de Clausius-Clapeyron, $Y_{F_s} = \exp[\gamma(1 - 1/\theta_s)]$, em que $\gamma \equiv L^*M_w/(R_gT_B^*)$, com M_w e R_g sendo a massa molecular e a constante universal dos gases, respectivamente.

Adicionalmente, a solução do problema deve satisfazer as condições de contorno

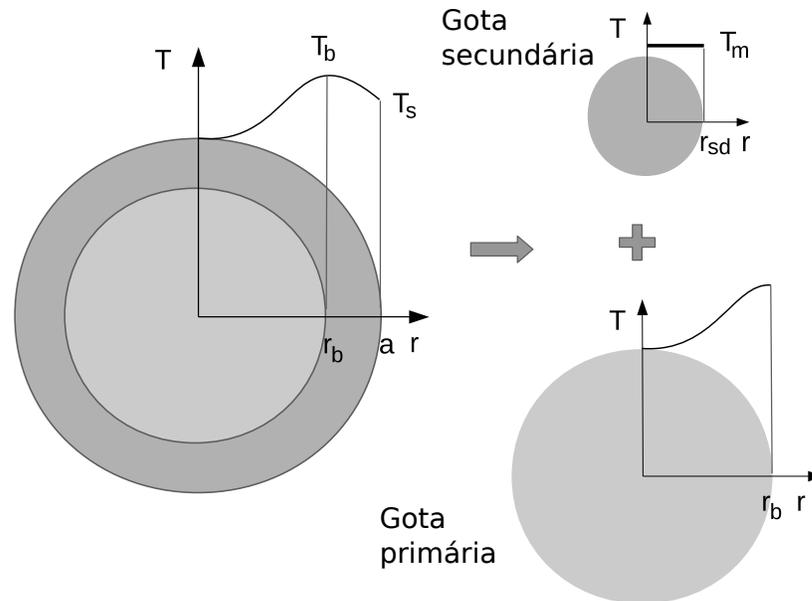
$$\theta = \theta_\infty, \quad Y_F = Y_{F\infty} \quad \text{para} \quad r \rightarrow \infty \quad (22)$$

na região afastada da gota. Sendo que na região afastada da gota a fração mássica da espécie de combustível é nula, $Y_{F\infty} = 0$.

3.3 Formulação matemática da micro-explosão

No presente trabalho, o termo micro-explosão se refere aos sucessivos rompimentos que uma gota de ferrofluido (primária) sofre quando uma porção de líquido do seu interior atinge a temperatura de ebulição. A partir do rompimento da gota primária são geradas novas gotas (secundárias), as quais são constituídas por uma porção de líquido da gota primária que compreende do ponto onde a ebulição ocorre ($T = T_b$ em $r = r_b$) até a sua superfície, $r_b \leq r \leq a$, como visto na Fig. (8). Como a diferença de temperatura entre a posição de ebulição e a superfície da gota é muito pequena, a temperatura das gotas secundárias é praticamente uniforme e próxima da condição de ebulição. Dessa forma, justifica-se impor a estas gotas secundárias uma temperatura uniforme igual a $T_m = (T_b + T_s)/2$. Sob esta condição, o aquecimento magnético eleva a temperatura das gotas secundárias uniformemente até a condição de ebulição.

Figura 8 – Representação esquemática da micro-explosão, sendo T_b a temperatura na posição $r = r_b$ e T_s a temperatura na superfície, $r = a$.



Fonte: Autor (2019).

Durante o processo de aquecimento magnético, ambas as gotas primárias e secundárias vaporizam devido ao fluxo de calor provindo do ambiente e devido a energia térmica gerada na fase líquida pelo aquecimento magnético. Quando a temperatura de ebulição é atingida em uma grande porção do interior da gota (praticamente em toda porção de seu volume líquido) a simulação computacional é interrompida, pois assume-se que toda a gota explode. Essa nova explosão forma novas gotas (terciárias) de tamanho muito reduzido, as quais não são acompanhadas pelo modelo atual.

No presente trabalho, afim de levar em conta a vaporização das gotas após a formação das gotas terciárias, o líquido é convertido instantaneamente em vapor. Esta aproximação não está longe da realidade, pois sabe-se que o tempo de vida das gotas terciárias é muito curto devido ao seu tamanho muito reduzido. Portanto, pode-se dizer que o modelo de quebra de gotas apresentado consiste em extrair camadas da gota primária até que seu interior alcance uniformemente a temperatura de ebulição.

Logo após a formação da gota secundária, a superfície da gota primária se encontra na temperatura de ebulição, como também, a temperatura da gota secundária gerada

está homoganeamente muito próxima a condição de ebulição. A temperatura próxima a ebulição na superfície da gota faz que com tenha-se uma taxa de vaporização maior no instante de quebra. Após esse instante, a temperatura na superfície da gota decai com o tempo até alcançar o equilíbrio térmico entre o calor perdido pela vaporização e o fluxo de calor proveniente do ambiente para a gota. Para o caso da gota primária, ao mesmo tempo em que o equilíbrio térmico é alcançado na sua superfície, o aquecimento magnético continua agindo na gota (estando o perfil de temperatura não uniforme), o que faz com que a temperatura de ebulição seja atingida novamente no interior da gota e sua quebra ocorra novamente. Esse processo se repete até que a temperatura de ebulição homogênea seja alcançada no interior da gota e assim, a ruptura de toda a parcela do líquido restante ocorre.

3.4 Estratégia numérica

A variação da concentração de nanopartículas no interior da gota com o tempo, quando considerada, torna necessária resolver numericamente a equação de difusão de nanopartículas, Eq. (2). Sendo o valor inicial da fração volumétrica de nanopartículas estipulado, havendo fluxo nulo de nanopartículas no centro da gota e estimando o valor da fração volumétrica de nanopartículas na superfície da gota a cada instante de tempo conforme detalhado na subseção 3.1, a Eq. (2) é solucionada numericamente por diferenças finitas explícitas por meio da aproximação:

$$\frac{\phi_i^{t+1} - \phi_i}{\Delta t} = \frac{\hat{D}}{(r_i)^2} \frac{(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r})|_{i+1/2} - (r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r})|_{i-1/2}}{0,5 \cdot (r_{i+1} - r_{i-1})} \quad (23)$$

Na qual $(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r})|_{i+1/2} = (\frac{r_{i+1} + r_i}{2})^2 \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{r_{i+1} - r_i}$ e $(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r})|_{i-1/2} = (\frac{r_i + r_{i-1}}{2})^2 \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{r_i - r_{i-1}}$. O índice i se refere a posição no espaço, enquanto o expoente t denota o instante de tempo. Ressalta-se que a variação da concentração volumétrica de nanopartículas no interior da gota promove uma variação na sua condutividade térmica efetiva, a qual é estimada por meio da Eq. (10).

A estratégia de solução numérica das demais equações de conservação segue os

passos de trabalhos anteriores (CRISTALDO; FACHINI, 2013a). Nesse sentido, dada uma temperatura inicial para a gota, assim como havendo fluxo nulo de calor em seu centro e atribuindo um valor inicial como estimativa para a temperatura de sua superfície (θ_s), a equação de conservação de energia da fase líquida, Eq. (9), é integrada do centro da gota ($r = 0$) até a sua superfície ($r = a$) por meio de diferenças finitas explícitas, através da seguinte aproximação:

$$\frac{\theta_i^{t+1} - \theta_i}{\Delta t} - \frac{1}{(r_i)^2} \frac{(\bar{K} r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r})|_{i+1/2} - (\bar{K} r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r})|_{i-1/2}}{0,5 \cdot (r_{i+1} - r_{i-1})} = P_m \frac{f^2(1/\theta_i)}{[f(1/\theta_i)]^2 + 1} \quad (24)$$

Na qual:

$$\left(\bar{K} r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \Big|_{i+1/2} = \frac{\bar{K}_{i+1} + \bar{K}_i}{2} \left(\frac{r_{i+1} + r_i}{2} \right)^2 \frac{\theta_{i+1} - \theta_i}{r_{i+1} - r_i} \quad (25)$$

e

$$\left(\bar{K} r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \Big|_{i-1/2} = \frac{\bar{K}_i + \bar{K}_{i-1}}{2} \left(\frac{r_i + r_{i-1}}{2} \right)^2 \frac{\theta_i - \theta_{i-1}}{r_i - r_{i-1}}, \quad (26)$$

sendo $\bar{K} \equiv c_p^* k_{\text{eff}}^* / c_l^* k_{g\infty}^*$.

Após isso, sendo n o ponto da malha localizado na superfície, uma estimativa para o fluxo de calor Q^- é obtida por meio de:

$$Q^- \equiv K \frac{A_e}{A_t} a^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^-} \equiv K_n \frac{A_e}{A_t} (a)^2 \frac{\theta_n - \theta_{n-1}}{\Delta x} \quad (27)$$

Tendo a estimativa para o fluxo Q^- e valores arbitrários para a taxa de vaporização λ e temperatura na superfície θ_s , as equações de conservação para a fase gasosa, Eq. (20) e (21), são integradas da superfície da gota até a região afastada por meio do método do *shooting*. Esse método testa se as condições de contorno na região afastada, θ_∞ e $Y_{F\infty}$, são satisfeitas. Caso essas condições não sejam satisfeitas, o método do *shooting* efetua novas estimativas para os valores de θ_s e λ , sucessivamente. Posteriormente, a variação do raio da gota no tempo é calculada através da Eq. (8) e, caso o acúmulo de nanopartículas na superfície for considerado, a nova fração volumétrica de nanopartículas

na superfície da gota é calculada por meio da Eq. 6.

4 RESULTADOS

Os efeitos do aquecimento magnético em conjunto com o aquecimento térmico promovido pela troca de calor do ambiente com uma gota de ferrofluido combustível é investigada. Sob determinadas condições de potência magnética e frequência do campo magnético, assim como condições do ambiente, como sua temperatura, ocorre a quebra da gota primária em gotas menores, secundárias. Sabendo que o parâmetro de potência magnética (P_m) depende de propriedades da gota no início do aquecimento, as gotas secundárias formadas possuem um parâmetro magnético diferente da gota primária. A partir da Eq. (11) segue que o parâmetro magnético de cada nova gota secundária é $P_{m,sd} = P_m a_{sd}^2$, no qual seu raio inicial é dado por $a_{sd}^3 = a(t_{br})^3 - r_b^3$, com $a(t_{br})$ sendo o raio da gota primária no instante de quebra t_{br} e r_b a posição em que a condição de ebulição é encontrada. Os subscritos sd , br e b se referem a gota secundária, condição de quebra e ebulição.

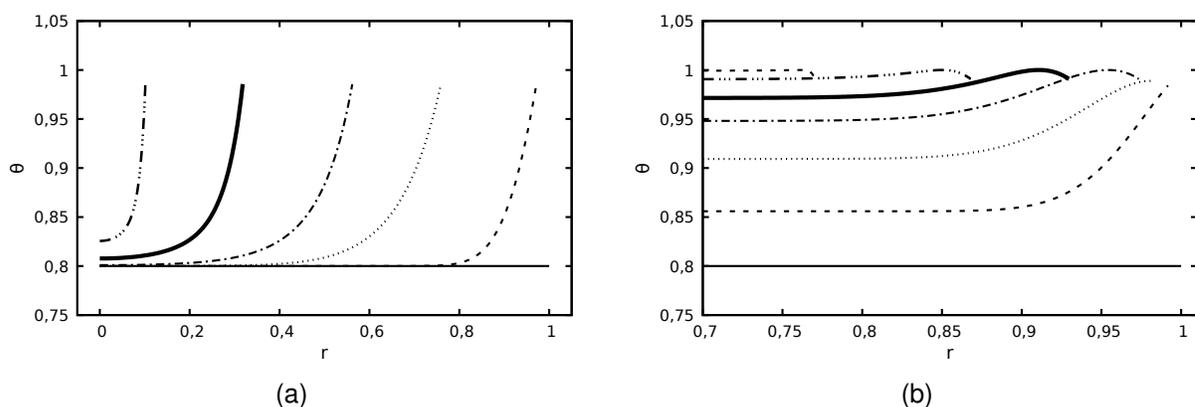
Nessa análise considera-se uma gota de n-heptano contendo nanopartículas magnéticas (n-heptano ferrofluido, $T_b = 371K$) em um ambiente quiescente de temperatura T_∞ . Não havendo a presença de combustível no ambiente sua fração mássica é nula, $Y_F(0, r > a) = 0$. Já na fase líquida tem-se a massa específica como sendo $\rho_l^* = 6,8 \times 10^5 \text{ g/m}^3$, o calor específico $c_l^* = 2,216 \text{ J/(gK)}$, a condutividade térmica $k_l^* = 0,609 \text{ J/(msK)}$ e o calor latente de vaporização $L^* = 316,76 \text{ J/g}$.

A fim de avaliar o aquecimento, vaporização e a quebra de gotas, diferentes condições de potência magnética, frequência f do campo magnético, temperatura do ambiente θ_∞ e temperatura inicial da gota θ_0 são consideradas. Na subseção que segue, o efeito da potência magnética é analisado por meio da variação do parâmetro P_m , para uma frequência magnética $f = 5$. Nesse caso, admite-se que a gota esteja a uma temperatura inicial $\hat{T} = 296.8K$ ($\theta(0, r < a) = 0,8$) e que a temperatura do ambiente seja $2226K$ ($\theta(0, r > a) = 6$), a fim de se aproximar qualitativamente da temperatura de uma chama.

4.1 Efeito do parâmetro de potência magnética P_m

Para melhor entender o que ocasiona a quebra de gotas no caso de análise, a Fig. 9 apresenta o perfil de temperatura dentro de uma gota com e sem a presença do aquecimento magnético ($P_m = 0$). No caso da Fig. 9(a) é possível notar o comportamento clássico que ocorre no aquecimento e vaporização de gotas devido ao fluxo de calor provindo do ambiente, no qual a temperatura mais alta é encontrada na superfície da gota e seu raio decresce a medida que a vaporização ocorre. Percebe-se, também, que a temperatura na superfície se mantém praticamente constante e próxima a temperatura de ebulição devido ao balanço térmico em estado quase-estacionário que ocorre entre o calor perdido no processo de vaporização e o calor recebido pelo ambiente. Já para o caso em que há aquecimento magnético, $P_m \neq 0$, a distribuição de temperatura na gota muda consideravelmente, Fig. 9(b). Isso ocorre pois o aquecimento magnético depende da temperatura local do líquido, ocasionando uma região de temperatura mais elevada no interior da gota graças a contribuição de ambos os aquecimentos, magnético e térmico.

Figura 9 – Perfil de temperatura dentro da gota primária de ferrofluido para os casos de: a) $P_m = 0$ (sem aquecimento magnético), da direita para a esquerda: $t \times 10^2 = 0, 1.13, 7.17, 11.37, 14.82, 16.28$ e b) $P_m = 20$, de baixo para cima: $t \times 10^3 = 0, 3.46, 6.58, 8.74, 10.01, 11.02, 11.47$, respectivamente.

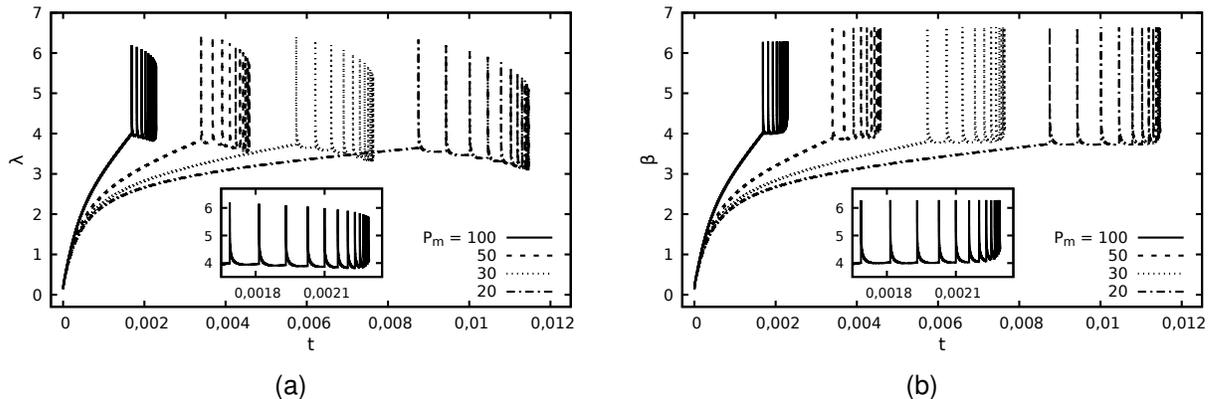


Fonte: Autor (2019).

As Fig. 10 e 11 mostram a evolução no tempo de algumas propriedades da gota de ferrofluido para os casos de parâmetro magnético $P_m = 20, 30, 50$ e 100 . Vale ressaltar

que a simulação é interrompida quando a condição de saturação do líquido é atingida, pois o presente modelo não é capaz de seguir no estado de líquido superaquecido.

Figura 10 – Evolução da a) taxa de vaporização e da b) constante de vaporização da gota primária para diferentes valores de potência magnética $P_m = 20, 30, 50$ e 100 .



Fonte: Autor (2019).

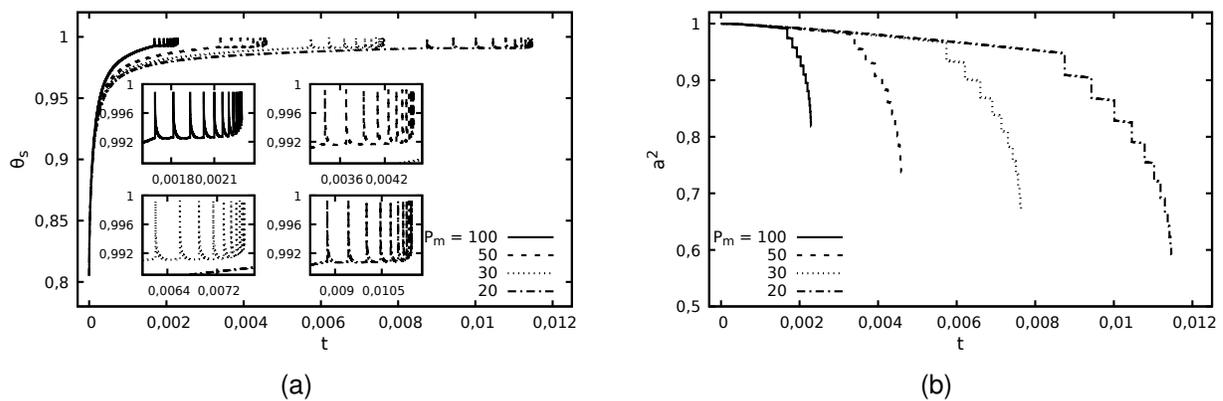
Na Fig. 10(a) a taxa de vaporização da gota primária é apresentada. Cada nova gota gerada a partir da gota primária é responsável por um rápido aumento (pulo) na taxa de vaporização, como mostra a figura. Esse aumento na taxa de vaporização da gota primária se deve a mudança do estado energético do líquido próximo a superfície da gota. O novo estado energético é ocasionado pelo processo de quebra de gota em um tempo característico muito pequeno, da ordem do tempo característico da fase gasosa. Após esse rápido aumento na taxa de vaporização λ , a mesma tende a retornar a um valor próximo ao tido antes do momento quebra, o que mostra que o processo de vaporização volta a ser controlado pelo aquecimento magnético e térmico.

Na teoria clássica a razão entre a taxa de vaporização e o raio da gota, $\beta \equiv \lambda/a$, assume um valor constante após um curto período de tempo inicial, sendo conhecida como constante de vaporização e aqui assim chamada. A Fig. 10(b) apresenta a constante de vaporização β para o caso analisado, na qual é possível observar que para baixos valores de P_m , β tende assintoticamente a assumir um valor constante, exceto no período transiente inicial de aquecimento e nos momentos de quebra de gotas. Também é perceptível que os picos em β produzidos nos instantes de quebra são aproximadamente

iguais, o que confirma que a vaporização da gota primária é controlada pelo estado energético da gota após a quebra.

A temperatura da superfície da gota θ_s é apresentada na Fig. 11(a). Nela é visível a mudança repentina do estado energético do líquido na superfície nos instantes em que a quebra ocorre. Nesses instantes, o equilíbrio entre os fluxos de calor na superfície não é respeitado, onde observa-se um salto na temperatura e por consequência na taxa de vaporização. Após o instante de quebra, o equilíbrio térmico volta a ser reestabelecido, juntamente com a sua dependência das propriedades na superfície. A quebra de gotas, além de proporcionar uma mudança no estado enérgico próximo a superfície da gota, promove uma drástica mudança no raio da gota primária, Fig. 11(b).

Figura 11 – Evolução da a) temperatura da superfície e do b) raio ao quadrado da gota primária para diferentes valores de potência magnética $P_m = 20, 30, 50$ e 100 .



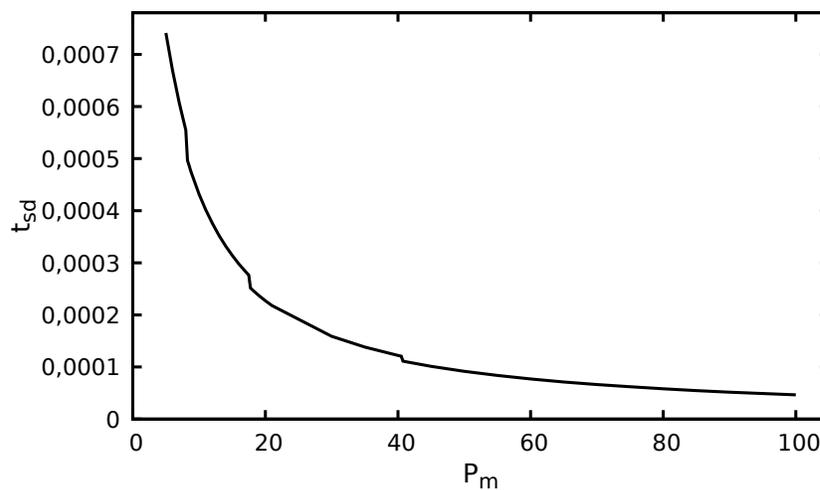
Fonte: Autor (2019).

A Fig. 11(b) mostra a evolução temporal do raio ao quadrado da gota primária. Nota-se que para todos os casos de P_m analisados, há um período de tempo em que a vaporização da gota ocorre sem que haja quebra de gotas. É perceptível que esse período que precede a primeira quebra da gota primária diminui com o aumento do P_m . É importante notar que após o primeiro rompimento, o processo predominante na diminuição do raio da gota primária se torna a sua quebra sucessiva em outras gotas secundárias, de menor tamanho. Também é visível que o raio da gota primária nos instantes em que ocorrem as quebras é maior para maiores valores de P_m . Isso ocorre pois o processo

magnético acelera o aquecimento da gota e desse forma, a condição de ebulição é atingida mais rapidamente no interior da gota e mais próxima a sua superfície.

Também é perceptível na Fig. (10) e (11), visualizando a distância entre os saltos das propriedades, que a frequência de formação de gotas aumenta com o aumento da potência magnética P_m . Isso equivale a dizer, que o período médio de formação de gotas secundária (período de quebra) decresce com o aumento do P_m , como mostra a Fig. 12.

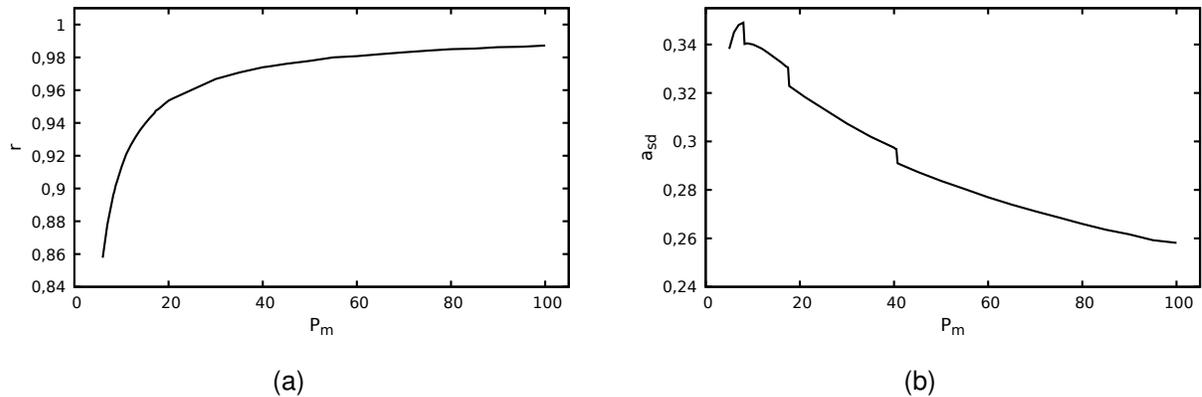
Figura 12 – Período médio de formação de gotas t_{sd} .



Fonte: Autor (2019).

Como visto, o aquecimento magnético diminui o tempo de aquecimento da gota e cria uma região de líquido saturado em seu interior. Essa região de líquido saturado se encontra mais próxima a superfície da gota a medida que o P_m aumenta. Isso pode ser visto na Fig. 13(a), a qual mostra o local aproximado do primeiro ponto de saturação da gota líquida em relação ao seu centro, no instante em que a primeira gota secundária é formada (t_{br1}). Esse comportamento faz com que as sucessivas gotas secundárias geradas com a porção de líquido saturado até a superfície da gota primária possuam um raio inicial menor com o aumento do P_m , como mostra a Fig. 13(b) (raio médio das gotas secundárias por P_m).

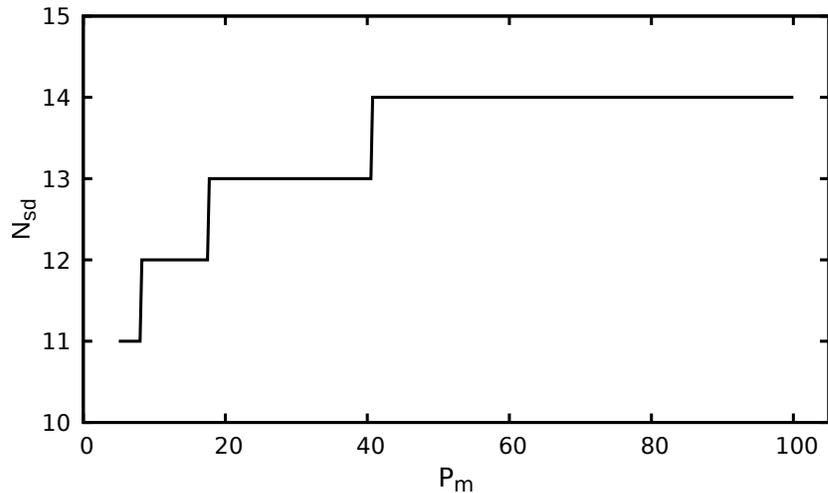
Figura 13 – a) Local aproximado em que o primeiro ponto de saturação da gota líquida ocorre por parâmetro magnético P_m , no instante t_{br1} . b) Raio médio das gotas secundárias a_{sd} geradas por caso de P_m .



Fonte: Autor (2019).

O número de gotas secundárias formadas também depende do parâmetro magnético P_m , conforme mostra a Fig. (14). Nessa figura é perceptível que o número de gotas secundárias geradas aumenta com o P_m , ao passo que, como visto nas Figs. 12 e 13(b), o período de formação t_{sd} e o raio médio das gotas secundárias diminui. No entanto, é possível constatar que o aumento no número de gotas com o P_m não é contínuo, ou seja, esse aumento tende a atingir um valor assintótico: $N_{sd} \rightarrow 14$ para $P_m > 50$. Vale elucidar que o comportamento descontínuo do a_{sd} e t_{sd} é ocasionado pela mudança do número de gotas, sendo que esses são valores médios.

Figura 14 – Número de gotas secundárias N_{sd} geradas para cada caso de P_m .

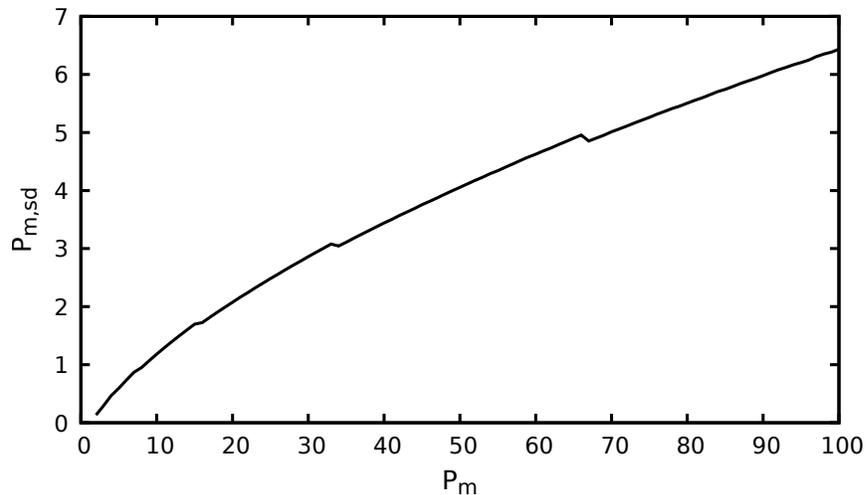


Fonte: Autor (2019).

Como o parâmetro de potência magnética P_m é função das propriedades iniciais da gota, cada gota secundária gerada a partir da gota primária possui seu próprio parâmetro $P_{m,sd}$. De acordo com a Eq. (11), o parâmetro magnético de cada gota secundária $P_{m,sd}$ pode ser relacionado com o parâmetro magnético da gota primária P_m através do quadrado do raio inicial de cada gota secundária a_{sd} , $P_{m,sd} = P_m a_{sd}^2$. Já o raio de cada gota secundária a_{sd} é obtido a partir do volume de líquido que se desprende entre a posição da coordenada espacial em que a temperatura de ebulição é encontrada r_b e o raio da gota primária no instante de ruptura $a(t_{br})$, da forma $a_{sd}^3 = a(t_{br})^3 - r_b^3$.

Como exposto anteriormente, a potência magnética que atua nas gotas secundárias além de estar relacionada com o seu respectivo raio inicial, está relacionada com a potência magnética da gota primária. Isso ocorre pois as propriedades do campo magnético são compartilhadas entre a gota primária e as secundárias, exceto seu raio inicial. Sabendo disso, a Fig. (15) apresenta o valor médio do parâmetro de potência magnético das gotas secundárias $P_{m,sd}$ em função do parâmetro P_m das gotas primárias. Dessa figura é interessante notar que o tamanho significativamente menor das gotas secundárias em relação as gotas primárias, faz com que a potência magnética agindo sob as gotas secundárias seja muito menor que a aplicada na gota primária.

Figura 15 – Parâmetro de potência magnética médio das gotas secundárias em função do parâmetro de potência magnética da gota primária P_m .



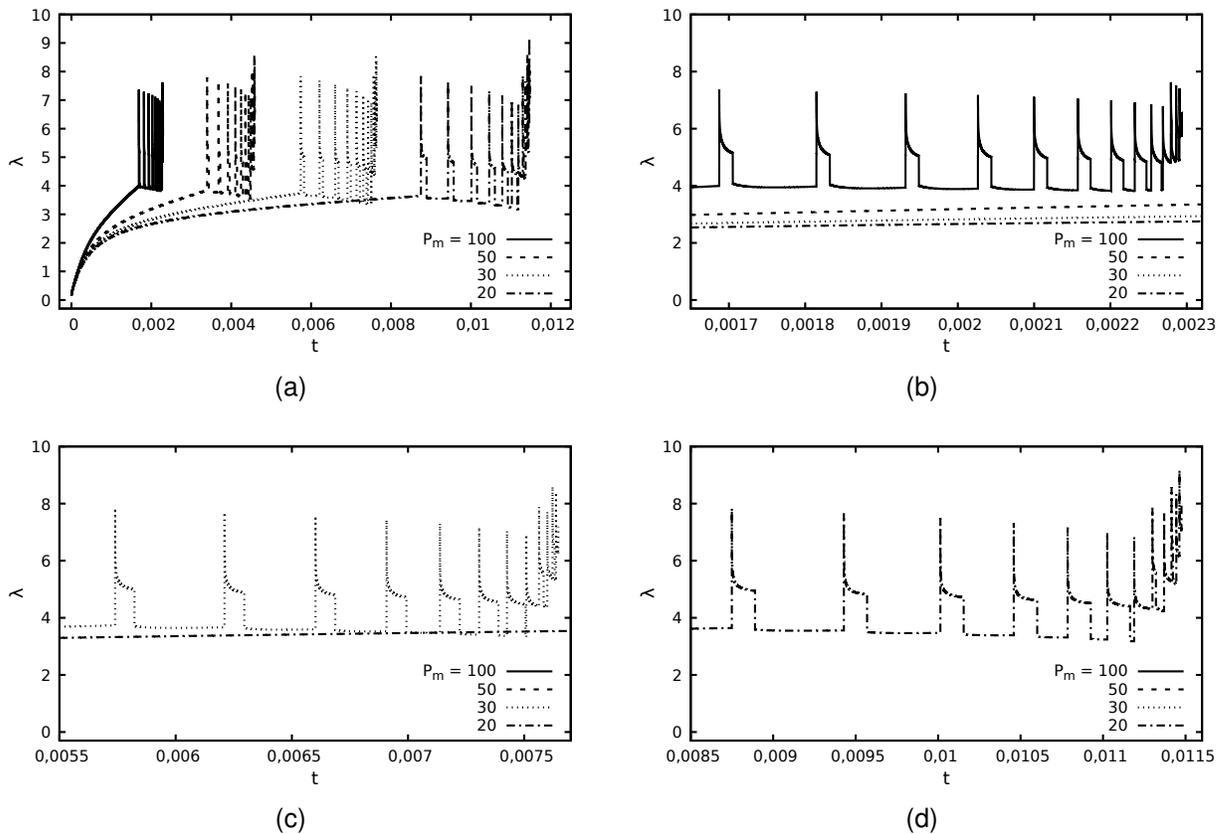
Fonte: Autor (2019).

Embora o parâmetro de potência magnética e o raio inicial das gotas secundárias sejam significativamente menores que os da gota primária, a quebra de gotas contribui com o aumento da taxa de vaporização como mostra a Fig. (16). Essa figura mostra a taxa de vaporização efetiva, ou seja, a contribuição da vaporização da gota primária juntamente com a contribuição das gotas secundárias. Nela percebe-se que cada gota secundária promove um aumento rápido (salto) na taxa de vaporização. Próximo ao tempo de vida da gota primária, observa-se a presença de gotas secundárias vaporizando simultaneamente, elevando assim a taxa de vaporização para um valor superior, aproximadamente 2,5 vezes a taxa de vaporização da gota primária.

As Figs. 16(b) até a 16(d) mostram com mais detalhes a taxa de vaporização efetiva nos instantes em que a quebra de gotas ocorre. Nessas figuras é possível identificar que o período de formação das gotas secundárias diminui com o aumento da potência magnética P_m (período de ruptura) ou de forma análoga a frequência de formação aumenta com o P_m , assim como exposto anteriormente na Fig. 12. Também é interessante avaliar o tempo de contribuição na vaporização das gotas secundárias, do instante do pico na taxa de vaporização até a explosão das mesmas, no qual percebe-se que para os casos de

maior P_m esse tempo é menor. Isso reafirma que casos de maior P_m possuem gotas menores (menos tempo para aquecer e vaporizar) com uma frequência de formação maior em comparação com os casos de baixo P_m .

Figura 16 – a) Taxa de vaporização efetiva em função do tempo para diferentes valores do parâmetro de potência magnética, $P_m = 100, 50, 30$ e 20 , evidenciando o comportamento dos casos: b) $P_m = 100$, c) 30 e d) 20 .

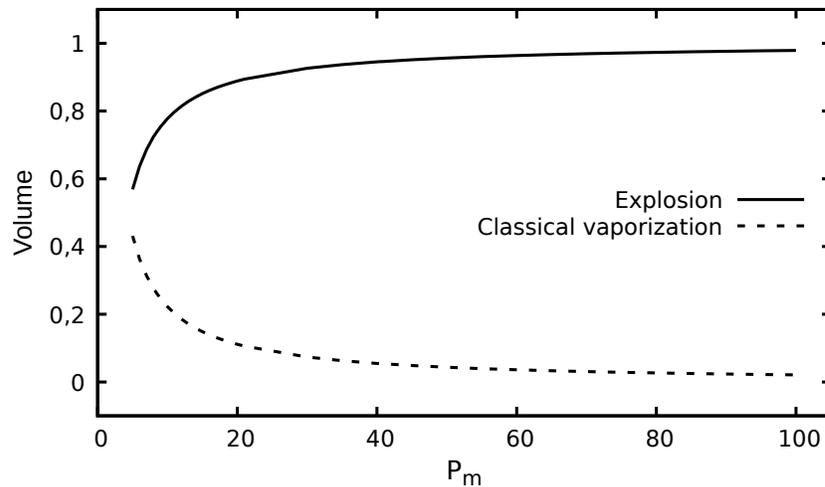


Fonte: Autor (2019).

A Fig. 17 exibe a porção de líquido vaporizada (massa perdida pela superfície) e a porção de líquido com temperatura uniforme e igual a da ebulição que explode devido ao aquecimento magnético nos instantes finais de vida de cada gota. Como esperado, percebe-se que a porção de líquido que explode aumenta com o aumento da potência magnética P_m e a porção de líquido que vaporiza decresce proporcionalmente. Além do mais, é perceptível que o volume de líquido que muda de fase devido a explosão (EV) é dominante em relação ao volume de líquido vaporizado (VV) para casos de alta potência

magnética, $EV \rightarrow 1$ para $P_m \gg 1$.

Figura 17 – Volume relativo de líquido vaporizado pelo aquecimento magnético (indicado por 'explosion', linha contínua) e volume relativo de líquido vaporizado devido a mudança de fase, através da superfície da gota.



Fonte: Autor (2019).

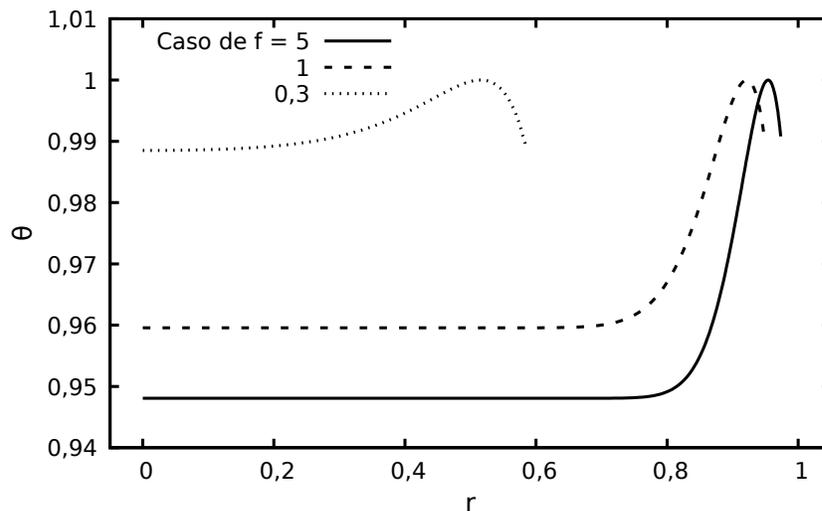
4.2 Efeito da frequência magnética

Nessa subseção o efeito da frequência f do campo magnético externo no processo de aquecimento magnético é avaliado. A depender da magnitude da frequência f o termo fonte de energia magnética $P_m f^2 t_e / (f^2 t_e^2 + 1)$ se comporta de formas distintas. Sendo o tempo de relaxação adimensional $t_e (\equiv 1/\theta)$ da ordem unidade, para altos valores de frequência o termo fonte tende a ser independente da própria frequência, $f^2 t_e / (f^2 t_e^2 + 1) \rightarrow 1/t_e = \theta$. Já para baixos valores de frequência, o termo fonte depende do quadrado da frequência, $f^2 t_e = f^2 / \theta$. Nesse último caso, o aquecimento magnético é superior nas regiões mais frias da gota, ao contrário do que acontece nos casos de alta frequência magnética.

O efeito do aquecimento magnético para alta e baixa frequência f pode ser visto na Fig. 18, a qual mostra o perfil de temperatura no instante t_{br1} em que ocorre a primeira ebulição para três diferentes frequências. É possível perceber que para os casos de

frequência $f = 1$ e 5 o aquecimento magnético é mais significativo na superfície da gota, onde a temperatura é mais elevada que em seu interior devido ao fluxo de calor da fase gasosa para a sua superfície. Vale notar que o caso de frequência $f = 5$ foi apresentado na subseção anterior. Em contrapartida, para a frequência $f = 0,3$ o aquecimento magnético se torna mais relevante no centro da gota, o que faz com que a gota aqueça o seu interior de forma mais uniforme e o instante de quebra de gotas demore mais a acontecer em comparação com os outros dois casos de frequência apresentados.

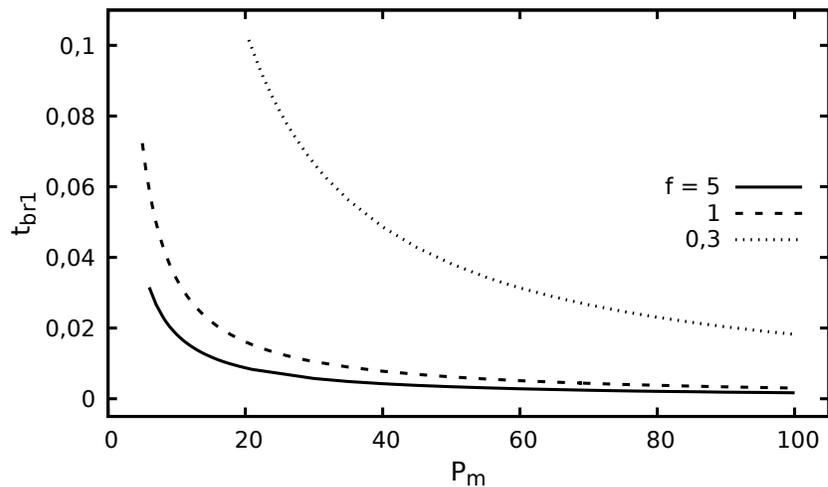
Figura 18 – Perfil de temperatura dentro da gota primária no instante em que a primeira quebra de gotas ocorre, $t_{br1} = 8,74 \times 10^{-3}$, $1,61 \times 10^{-2}$ e $0,10$ para os casos de $f = 5, 1$ e $0,3$, respectivamente.



Fonte: Autor (2019).

A Fig. (19) apresenta o tempo que leva até a primeira quebra de gotas ocorrer em função do P_m , para as três frequências de análise. Nela percebe-se que ao aumentar o P_m acima de certo valor, $P_m > 20$ para $f = 5, 1$ e $P_m > 50$ para $f = 0,3$, o processo de quebra de gotas tende a se iniciar em um tempo muito reduzido, a depender da frequência magnética. Nesse sentido, percebe-se que para frequências $f > 1$ a quebra de gotas tende a iniciar quase que instantaneamente para os casos de $P_m > 20$.

Figura 19 – Tempo para atingir a primeira quebra de gota em função do P_m .



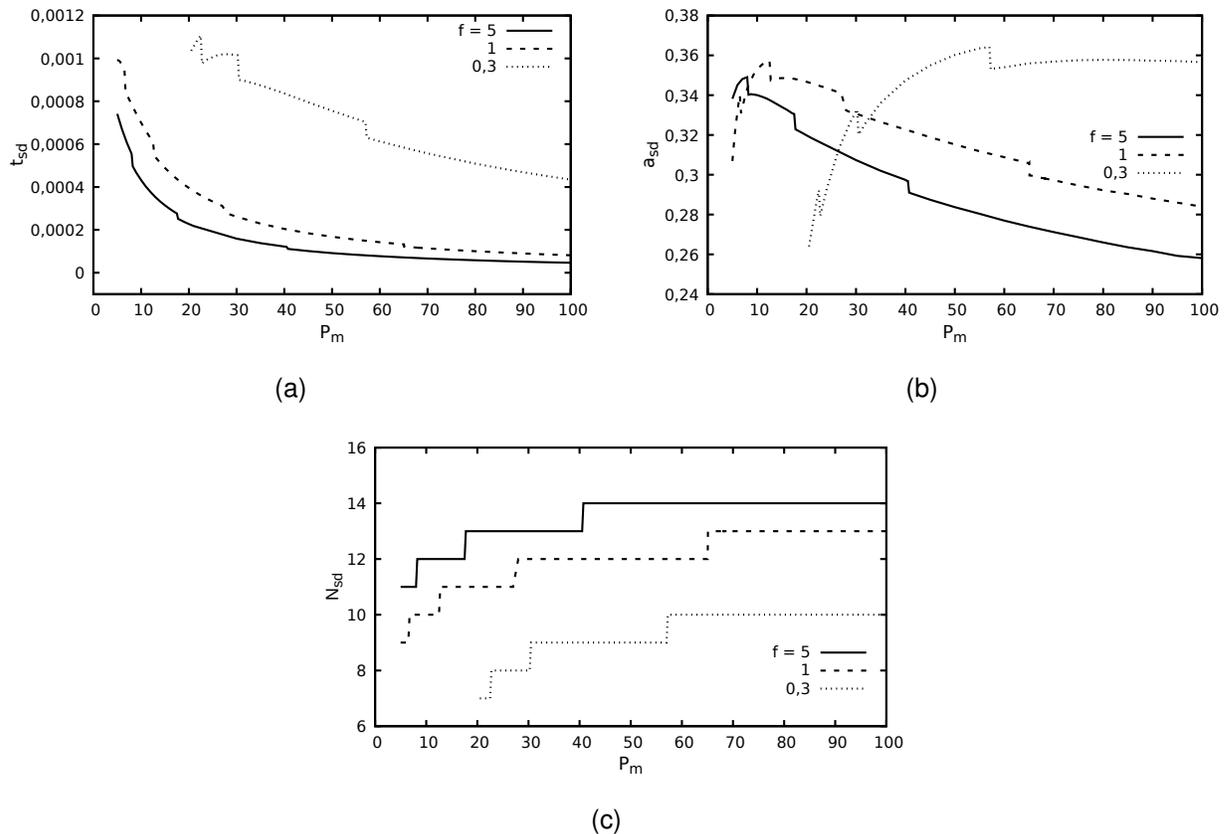
Fonte: Autor (2019).

No caso da frequência magnética $f = 0,3$ (Fig. 19), o maior tempo que a gota leva até atingir o ponto de ebulição no seu interior (primeira quebra) pode ser justificado pela menor transferência de energia magnética em relação aos casos de $f = 1$ e 5 . Para baixa frequência é possível definir um parâmetro magnético efetivo que engloba f e P_m , da forma: $P_{m\,eff} = P_m f^2$. Para o caso apresentado de $f = 0,3$, têm-se um valor próximo a unidade para o parâmetro magnético efetivo, $P_{m\,eff} = 1,8$, o qual evidencia a menor transferência de energia magnética para a gota e o processo de quebra de gotas que ocorre de forma mais lenta em relação aos outros casos de frequência apresentados. Nesse sentido, a Fig. 20(a) mostra o aumento no período médio de formação de gotas para o caso de $f = 0,3$ em relação aos demais casos, ou seja, há uma diminuição na frequência de formação de gotas com a diminuição da frequência magnética.

Casos de $f < 1$, além de um maior período de formação de gotas secundárias, o ponto de ebulição é alcançado a uma distância da superfície superior a encontrada nos casos de maior frequência f . Isso faz com que as gotas secundárias possuam um raio inicial a_{sd} maior, Fig. 20(b), ao passo que o número de gotas secundárias geradas por caso de P_m é inferior, como mostra a Fig. 20(c). Vale mencionar que, para frequência $f = 0,3$, o aquecimento magnético não eleva a temperatura do interior da gota primária

até a temperatura de ebulição para os casos de $P_m < 20$ e assim, não há a formação de gotas secundárias. Sendo assim, sob certas condições a energia transferida do campo magnético para a gota apenas eleva sua temperatura, sem ocasionar sua ruptura.

Figura 20 – a) Período médio de formação t_{sd} , b) raio médio a_{sd} e c) número de gotas secundárias em função do P_m para três diferentes frequências.



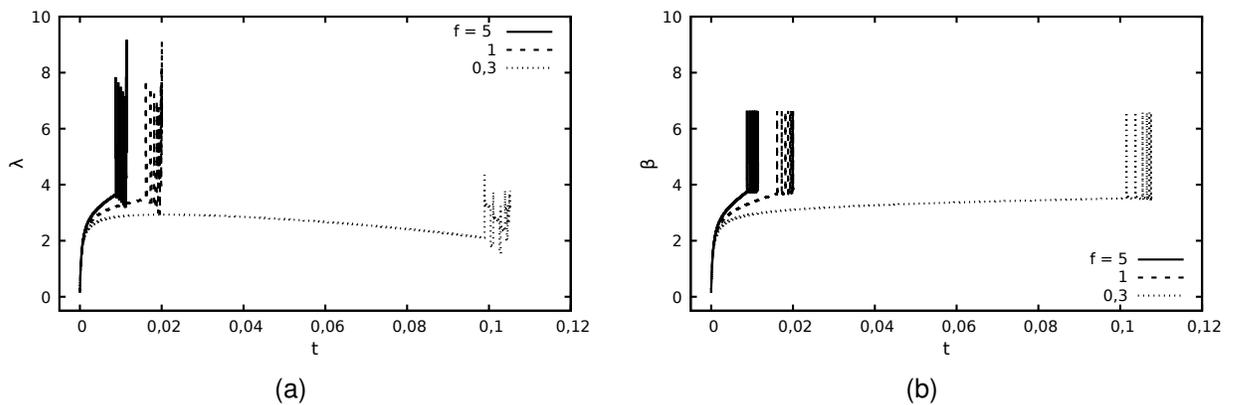
Fonte: Autor (2019).

A Fig. 21 apresenta a variação da taxa de vaporização efetiva e a constante de vaporização da gota primária β pelo tempo, para três diferentes frequências magnéticas. Essas figuras ajudam a visualizar os efeitos da frequência f na quebra de gotas e vaporização da gota de combustível. Nela é visível que a taxa de vaporização é mais acentuada nos casos de maior frequência em comparação com casos de menor frequência, o que vai de encontro ao observado anteriormente no que se refere ao tempo e período médio de formação de gotas.

É interessante notar que os picos na constante de vaporização β da gota primária,

Fig. 21(b), apresentam praticamente o mesmo valor para as três frequências magnéticas apresentadas. Esse comportamento indica que os picos de β nos instantes da quebra da gota primária independem da frequência magnética e como visto anteriormente, dependem do estado energético da superfície da gota neste instante.

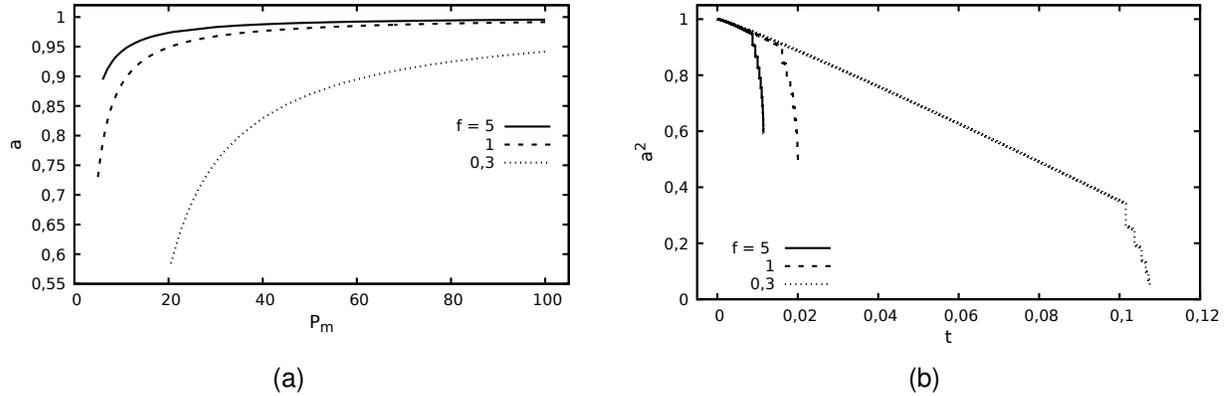
Figura 21 – a) Evolução da taxa de vaporização efetiva e b) constante de vaporização β , para três diferentes frequências f e $P_m = 20$.



Fonte: Autor (2019).

Havendo uma maior taxa de vaporização nos casos de maior frequência magnética em relação aos casos de menor frequência, há também um decréscimo do raio ao quadrado da gota mais acentuado, como mostra a Fig. 22(b). No entanto é interessante notar que o raio da gota no instante em que a primeira quebra ocorre (t_{br1}) é maior nos casos de maior frequência f ou parâmetro P_m , como mostra a Fig. 22(a). Isso acontece pois a condição de quebra de gotas é alcançada mais rapidamente para maiores valores de f e P_m e dessa forma, há menos tempo para que o raio da gota diminua devido a sua vaporização. Além do mais, percebe-se na Fig. 22(b) que a quebra de gotas passa a ser a principal forma de diminuição do raio da gota primária, reduzindo drasticamente seu tempo de vida. Por meio dessa figura torna-se claro que para frequências $f > 1$ a diminuição do raio da gota primária se dá predominantemente pela quebra de gotas.

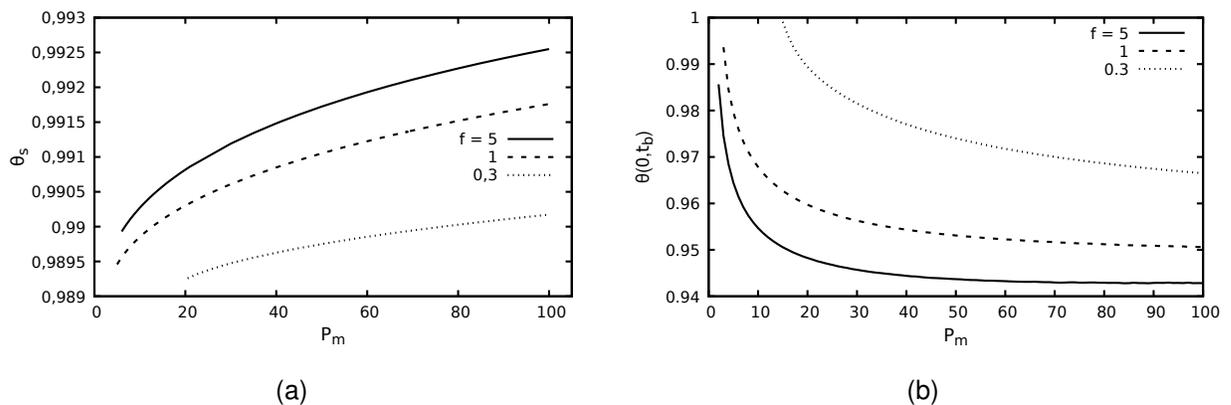
Figura 22 – a) Raio da gota primária no instante em que ocorre a primeira quebra de gotas (t_{b1}) por P_m e b) evolução do quadrado do raio da gota no tempo para o caso de $P_m = 20$, para três diferentes frequências f .



Fonte: Autor (2019).

A temperatura no centro da gota no momento da primeira quebra por P_m pode ser vista na Fig. 23, constatando o seu aumento com a diminuição do P_m . No caso de baixa frequência $f = 0,3$, o aquecimento mais intenso no centro da gota faz com que a temperatura do interior da gota se aproxime mais da temperatura de ebulição no instante em que a primeira quebra ocorre, em comparação com os outros dois casos apresentados.

Figura 23 – Temperatura da a) superfície e do b) centro da gota em função do P_m no instante da primeira quebra de gota.



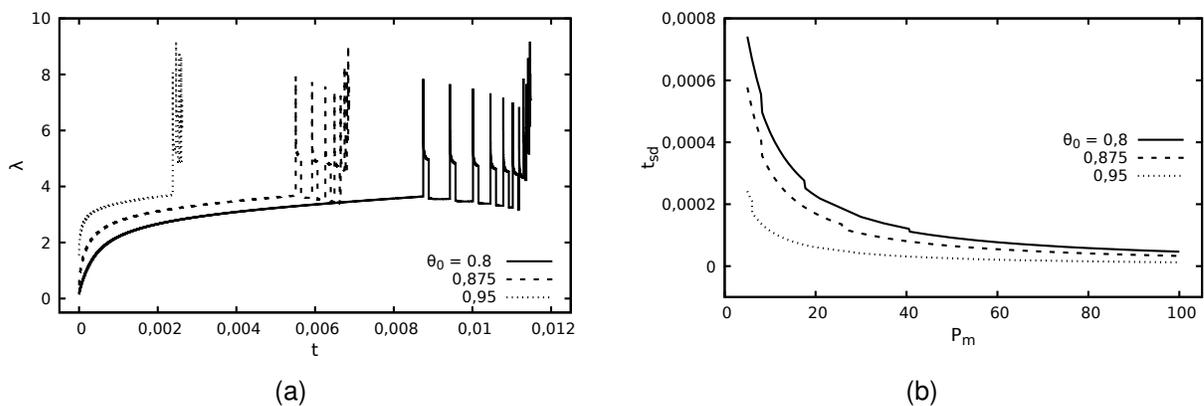
Fonte: Autor (2019).

4.3 Efeito da temperatura inicial da gota

O aumento da temperatura inicial da gota de ferrofluido pode ocasionar efeito similar ao obtido com o aumento da potência magnética na taxa de vaporização, com certas particularidades. Nesse caso uma maior temperatura inicial da gota faz com que menos energia térmica provinda do ambiente para a gota seja necessária em seu aquecimento até a temperatura de ebulição. Dessa forma, a maior parte do fluxo de calor vindo do ambiente para a gota é usado na sua vaporização. Além do mais, como mostra a Fig. 24(a), a taxa de vaporização efetiva inicia-se com um valor mais elevado para maiores temperaturas iniciais.

O aquecimento magnético em uma gota que se encontra a uma maior temperatura inicial contribui elevando a sua temperatura de forma quase uniforme, em toda a sua extensão, até que a condição de ebulição seja alcançada, Fig. 25(b). Como gotas de temperatura inicial mais elevadas requerem menos energia térmica até que o processo de quebra de gotas se inicie, as gotas secundárias são formadas em um curto período de tempo, Fig. 24(b).

Figura 24 – a) Evolução da taxa de vaporização efetiva e b) período médio de formação t_{sd} , para três diferentes temperaturas iniciais e $P_m = 20$.

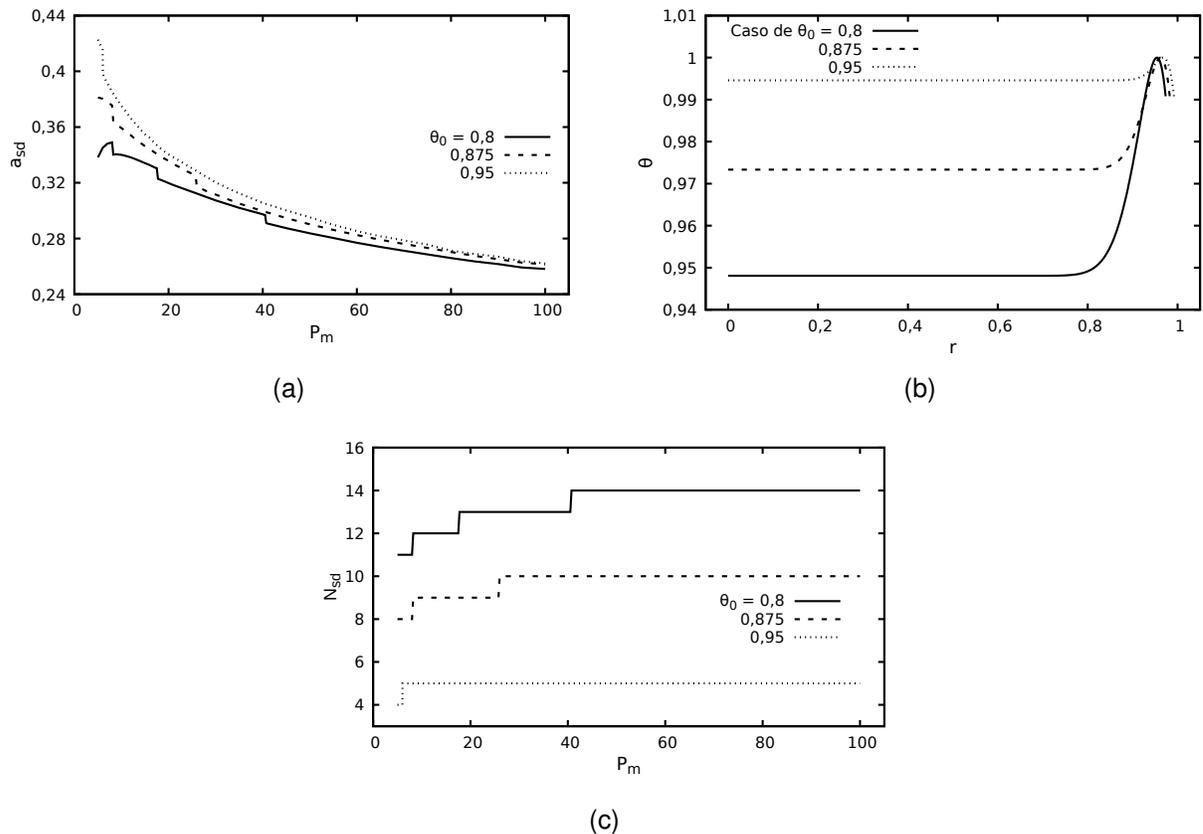


Fonte: Autor (2019).

Embora o período médio de formação de gotas secundárias seja menor para temperaturas iniciais maiores (maior frequência de formação), Fig. 24(b), as gotas secundárias apresentam um raio médio maior por caso de P_m , Fig. 25(a). Isso ocorre pois a combina-

ção do fluxo de calor do ambiente para a gota em conjunto com o aquecimento magnético, levando em consideração a perda de calor na superfície para a vaporização, faz com que a condição de ebulição seja encontrada a uma distância levemente maior da superfície da gota, como mostra a Fig. 25(b). Como consequência da formação de gotas secundárias maiores e do menor tempo de aquecimento da gota primária, uma maior temperatura inicial da gota primária faz com que menos gotas secundárias sejam geradas, evidenciado na Fig. 25(c).

Figura 25 – a) Raio inicial médio das gotas secundárias a_{sd} , b) perfil de temperatura do interior da gota primária no instante em que a primeira quebra de gotas ocorre, $t_{br1} \times 10^3 = 8,74, 5,50$ e $2,38$ e c) número de gotas secundárias em função do P_m para os casos de $\theta_0 = 0,8, 0,875, 0,95$.



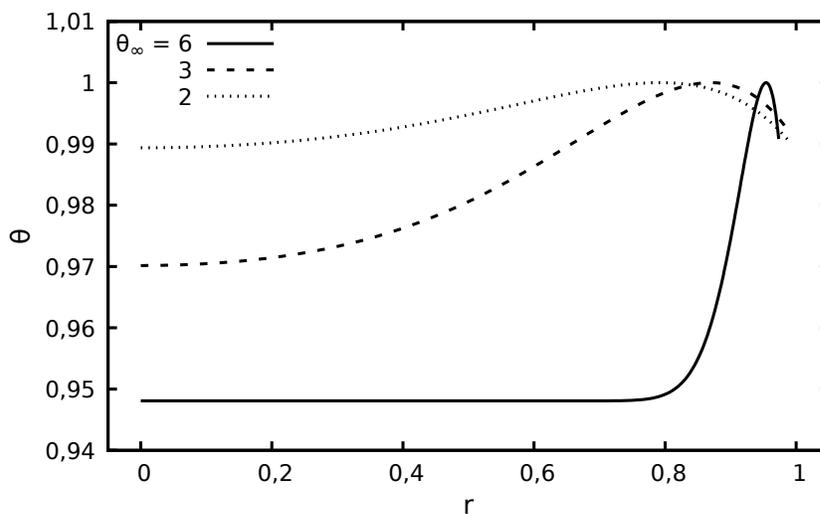
Fonte: Autor (2019).

4.4 Efeito da temperatura do ambiente

Esta subseção expõe o comportamento da gota de ferrofluido sob diferentes temperaturas do ambiente com o objetivo de visualizar seus efeitos na formação de gotas secundárias e em sua taxa de vaporização. Até então, os resultados apresentados anteriormente se referem a uma gota de ferrofluido em ambiente de alta temperatura, $\theta_\infty = 6$, a fim de se aproximar de forma qualitativa a temperatura de uma chama difusiva. Nessa situação, há um grande fluxo de calor do ambiente para a gota, o que faz com que a temperatura da superfície se eleve rapidamente até valores próximos a da ebulição, enquanto a região mais ao centro da gota apresenta menores valores de temperatura.

Sabendo que o aquecimento magnético depende da temperatura do líquido, a diferença entre a temperatura das regiões próximas da superfície e do centro da gota faz com que haja diferentes taxas de aquecimento magnético em seu interior. Como consequência, a condição de ebulição é encontrada no interior da gota e não em sua superfície, como mostra a Fig. 26, a qual apresenta o perfil de temperatura no interior da gota primária no instante em que o ponto de ebulição é atingido pela primeira vez.

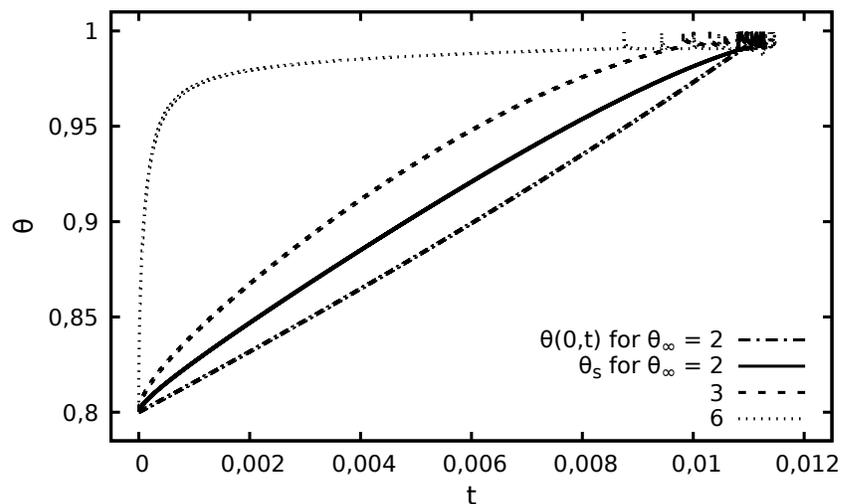
Figura 26 – Perfil de temperatura dentro da gota primária no instante em que a primeira quebra de gotas ocorre, $t_{br1} = 8,74 \times 10^{-3}$, $9,81 \times 10^{-3}$ e $1,08 \times 10^{-2}$ para os casos de $\theta_\infty = 6, 3$ e 2 , respectivamente.



Fonte: Autor (2019).

Nos casos de baixa temperatura do ambiente, o menor fluxo de calor do ambiente para a gota faz com que o perfil de temperatura da gota seja praticamente uniforme, como visto na Fig. 26 para o caso de $\theta_\infty = 2$. Isso fica visível na Fig. 27, a qual mostra o valor da temperatura da superfície variando com o tempo para os três casos de temperatura do ambiente avaliados, $\theta_\infty = 2, 3$ e 6 . Nessa figura é perceptível que a temperatura da superfície atinge um valor elevado e próximo ao da ebulição em um tempo muito reduzido para o caso de alta temperatura $\theta_\infty = 6$. Já para os casos de menor temperatura do ambiente, a temperatura da superfície leva mais tempo para se elevar até o valor próximo ao da ebulição, além do mais, ao se comparar a temperatura do centro da gota com a de sua superfície para o caso de $\theta_\infty = 2$, na mesma figura, é visível que ambas evoluem no tempo de forma semelhante.

Figura 27 – Temperatura da superfície da gota primária em função do tempo para três diferentes temperaturas do ambiente θ_∞ .

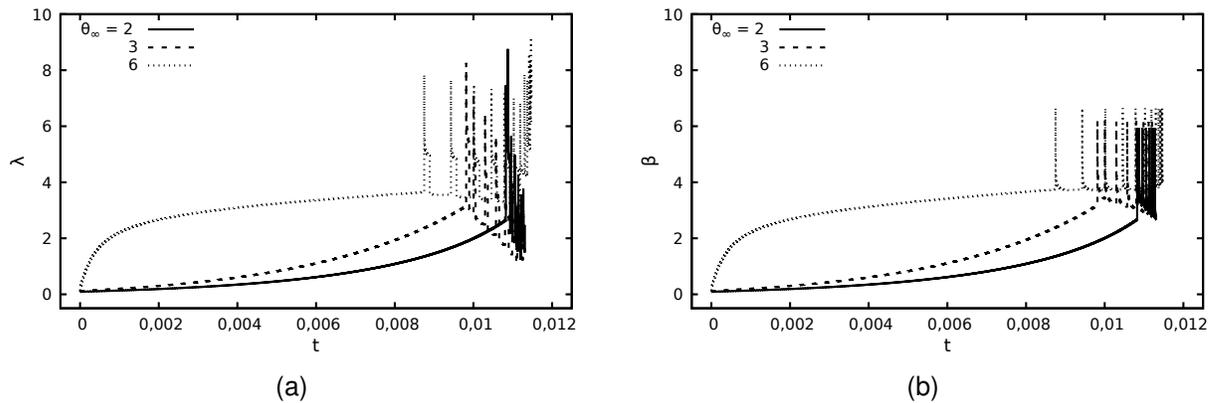


Fonte: Autor (2019).

A evolução mais lenta da temperatura na superfície da gota para os casos de menor temperatura do ambiente, Fig. 27, promove um comportamento diferente também na taxa de vaporização λ e na constante de vaporização β em relação ao caso de alta temperatura, como mostra as Figs. 28(a) e 28(b). É possível notar que para os casos de $\theta_\infty = 2$ e 3 , a constante de vaporização não atinge o comportamento quase-estacionário, o que

acontece para o caso de maior temperatura ambiente.

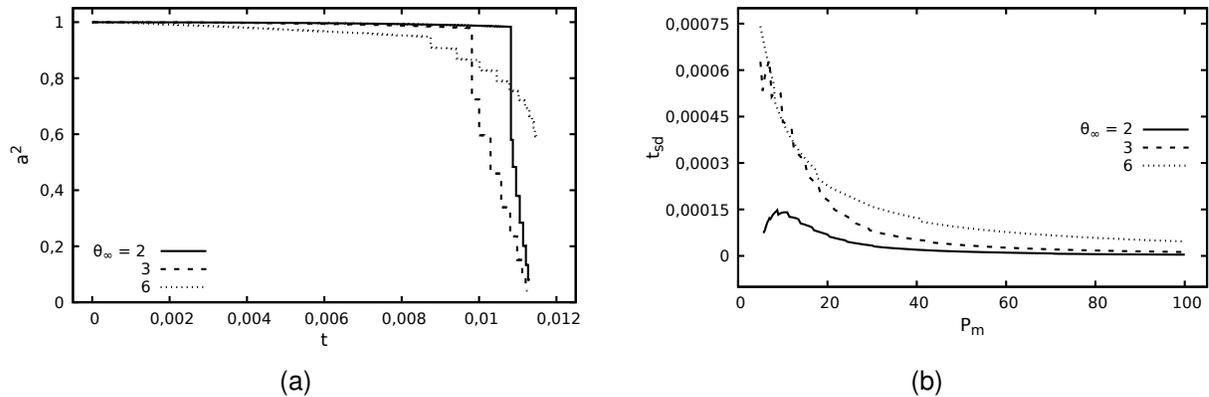
Figura 28 – Evolução da a) taxa de vaporização e da b) constante de vaporização, da gota primária para diferentes valores de temperatura do ambiente $\theta_\infty = 2, 3$ e 6 , para o caso de $P_m = 20$.



Fonte: Autor (2019).

Avaliando a taxa de vaporização efetiva (Fig. 28(a)) em conjunto com o decréscimo do raio ao quadrado da gota primária (Fig. 29(a)), observa-se que para os instantes de tempo anterior a primeira quebra da gota primária, os valores mais elevados da taxa de vaporização ocasionam um maior decréscimo do raio ao quadrado da gota primária. No entanto, após a primeira quebra da gota primária, o decréscimo do raio ao quadrado para os casos de $\theta_\infty = 2$ e 3 é mais intenso e supera o decréscimo do caso de $\theta_\infty = 6$. Isso se deve a distribuição de temperatura no interior da gota ser mais homogênea para os casos de menor temperatura do ambiente, fazendo com que o período médio de formação de gotas por P_m seja menor, Fig. 29(b), ao passo que o raio médio das gotas secundárias é relativamente maior, Fig. 30(a).

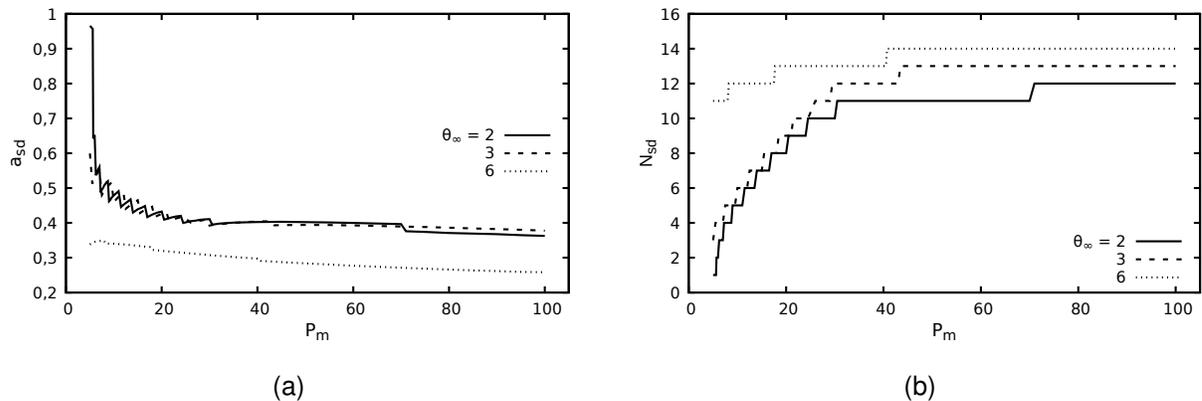
Figura 29 – Evolução do a) raio ao quadrado e da gota primária ($P_m = 20$) e b) período médio de formação de gotas t_{sd} para diferentes valores de temperatura do ambiente $\theta_\infty = 2, 3$ e 6 .



Fonte: Autor (2019).

Na Fig. 30(a) percebe-se que o raio inicial das gotas secundárias é maior para menores valores de temperatura ambiente, exceto abaixo de determinada temperatura do ambiente na qual o comportamento do raio inicial das gotas secundárias é similar (no caso de $\theta_\infty = 2$ e 3). Isso é consequência da diminuição da influência do fluxo de calor do ambiente para a gota no processo de aquecimento magnético. Dessa forma, como é perceptível implicitamente nas figuras apresentadas, nos casos de $\theta_\infty = 2$ e 3 o aquecimento magnético promove um efeito similar na quebra da gota primária. Isso também é perceptível no número de gotas secundárias formadas, Fig. 30(b), sabendo que seu número aumenta com o P_m até atingir um valor constante, esse aumento é mais acentuado para maiores temperaturas do ambiente.

Figura 30 – a) Raio inicial médio das gotas secundárias a_{sd} , e b) número de gotas secundárias em função do P_m para três diferentes temperaturas do ambiente.



Fonte: Autor (2019).

4.5 Efeitos da concentração de nanopartículas no aquecimento e vaporização da gota de ferrofluido

Os resultados apresentados nas subseções anteriores consideram uma distribuição uniforme e constante de nanopartículas ao longo da gota de ferrofluido, sem que haja aglomeração de nanopartículas em sua superfície. Na presente subseção o acúmulo de nanopartículas na superfície da gota devido a vaporização é considerada.

A medida que a gota de ferrofluido vaporiza e seu raio decresce, parte das nanopartículas contidas na superfície passam para fase gasosa (vaporizam) ao passo que, outra parte fica retida na superfície promovendo um aumento da concentração de nanopartículas nessa região. Este aumento por sua vez, gera um fluxo difusivo de nanopartículas para o interior da gota. Como consequência do aumento da concentração de nanopartículas no interior da gota, têm-se um aumento na condutividade térmica e na dissipação volumétrica de potência magnética.

Havendo um aumento na condutividade térmica da gota, o fluxo de calor do ambiente para o seu interior se eleva. Nessa situação, a temperatura da superfície da gota pode apresentar um decréscimo a medida que a concentração de nanopartículas no interior da gota aumenta. No entanto, um aumento na concentração de nanopartículas também causa um aumento no calor gerado pelo aquecimento magnético e esse, por sua vez,

pode manter ou até elevar a temperatura da superfície da gota.

Nas próximas subseções busca-se entender o comportamento do processo de aquecimento magnético considerando o acúmulo de nanopartículas na superfície da gota. Para isso, o efeito da difusão das nanopartículas e de sua concentração inicial nas propriedades da gota, tais como a evolução da temperatura e da taxa de vaporização, são discutidos.

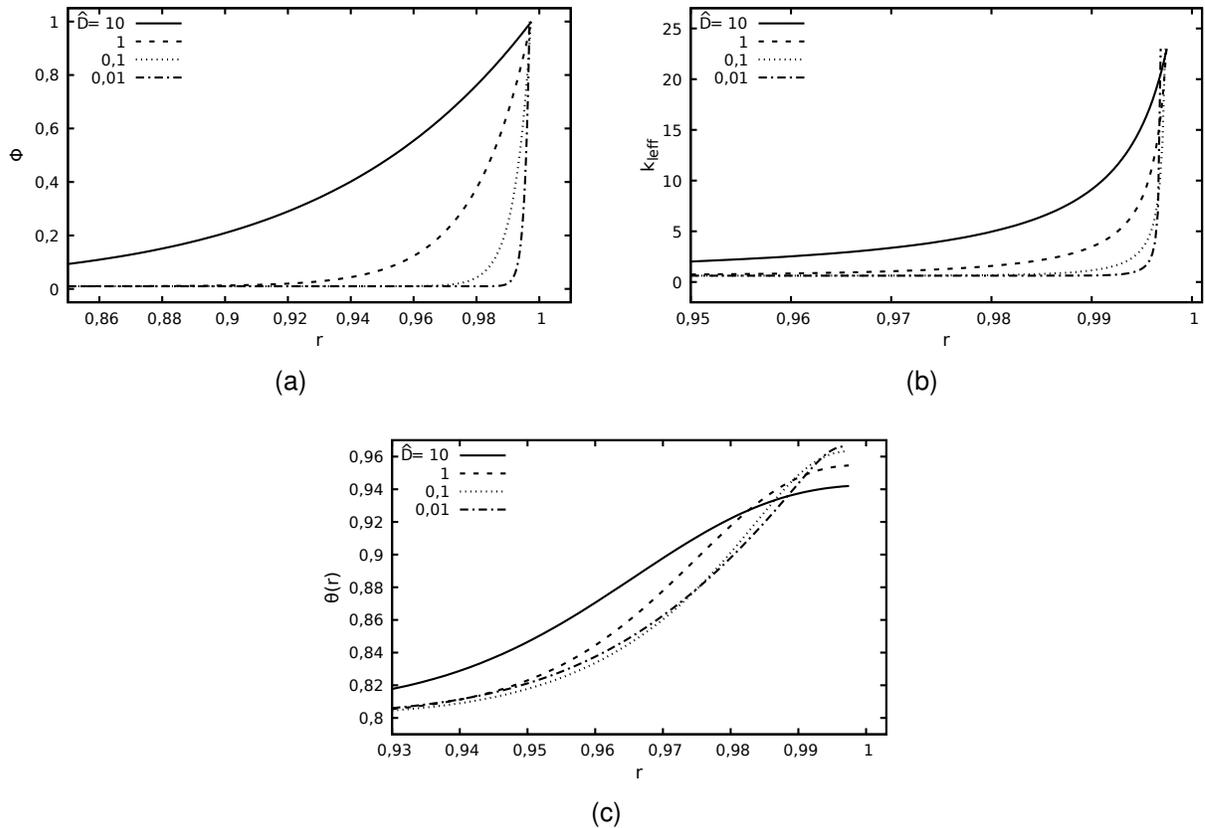
4.5.1 Efeito do coeficiente de difusão de nanopartículas

O coeficiente de difusão de nanopartículas adimensional \hat{D} pode variar drasticamente dependendo da camada de surfactante que reveste as nanopartículas. Devido a isso, são apresentados resultados para diferentes valores de \hat{D} .

Valores elevados de \hat{D} ocasionam um aumento na concentração de nanopartículas no interior da gota de ferrofluido. Como mencionado anteriormente, uma maior concentração de nanopartículas possibilita uma maior geração de calor através do aquecimento magnético e uma maior transferência de calor das regiões que circundam a superfície da gota para o seu interior. Como a concentração de nanopartículas é maior na superfície da gota, a transferência e geração de calor se mostram mais significativas nessa região e assim, têm-se uma forte influência na taxa de vaporização.

As Figs. 31(a) e 31(b) apresentam a fração volumétrica de nanopartículas e a condutividade térmica, respectivamente, dentro da gota no instante em que $\phi_s \equiv \phi(a) = 1$. É possível perceber que a condutividade térmica possui o mesmo comportamento que a concentração volumétrica de nanopartículas e como esperado, possui seus maiores valores na superfície. Os valores mais elevados de concentração e condutividade térmica ao longo da gota para o caso de $\hat{D} = 10$ faz com que a temperatura do interior da gota seja mais elevada ao passo que a temperatura da superfície seja menor em relação aos demais casos, como mostra a Fig. 31(c). Além do mais, como mostra a Fig. 32(a), a evolução da temperatura na superfície começa a decair após atingir um valor máximo. Esse comportamento também está relacionado com o maior fluxo de calor da superfície para o interior da gota, devido ao aumento da condutividade térmica.

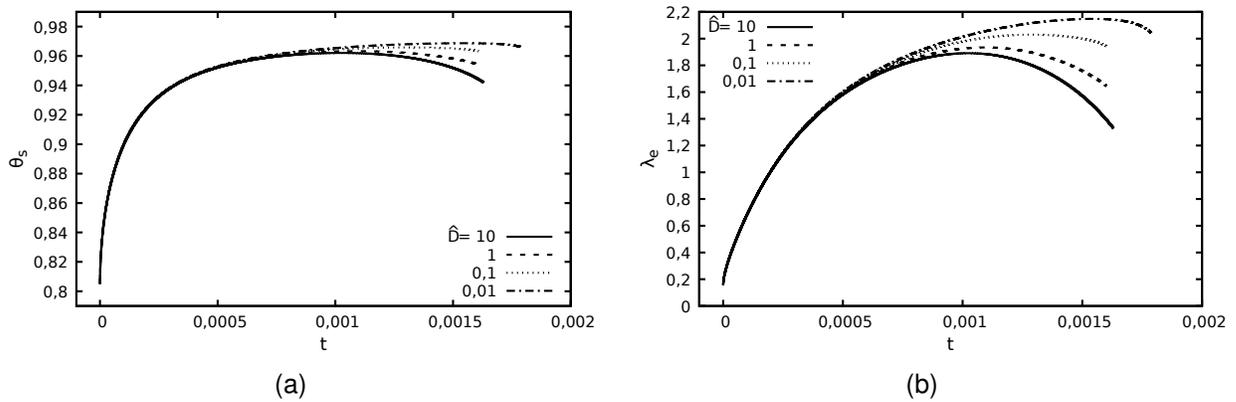
Figura 31 – Distribuição de a) fração volumétrica de nanopartículas, b) condutividade térmica e c) temperatura dentro da gota no momento em que $\phi = 1$, nas condições: $P_m = 100$, $\theta_\infty = 6$ e $\eta_p = 0.1$.



Fonte: Autor (2019).

O efeito do aumento na concentração volumétrica na variação da taxa de vaporização com o tempo, relacionado com a difusividade das nanopartículas, pode ser vista na Fig. 32(b). Nela é possível perceber que a taxa de vaporização atinge um valor máximo e após esse instante, seu valor decresce rapidamente para casos de maior valores de \hat{D} . Vale mencionar que as simulações efetuadas não ultrapassam o instante de tempo em que $\theta(r) = 1$ ou $\phi_s = 1$, sendo que, caso $\phi_s > 1$ a formação de uma casca porosa poderia acontecer devido ao acúmulo de nanopartículas na superfície.

Figura 32 – Evolução da a) temperatura da superfície e da b) taxa de vaporização com o tempo, no instante em que $\phi_s = 1$.



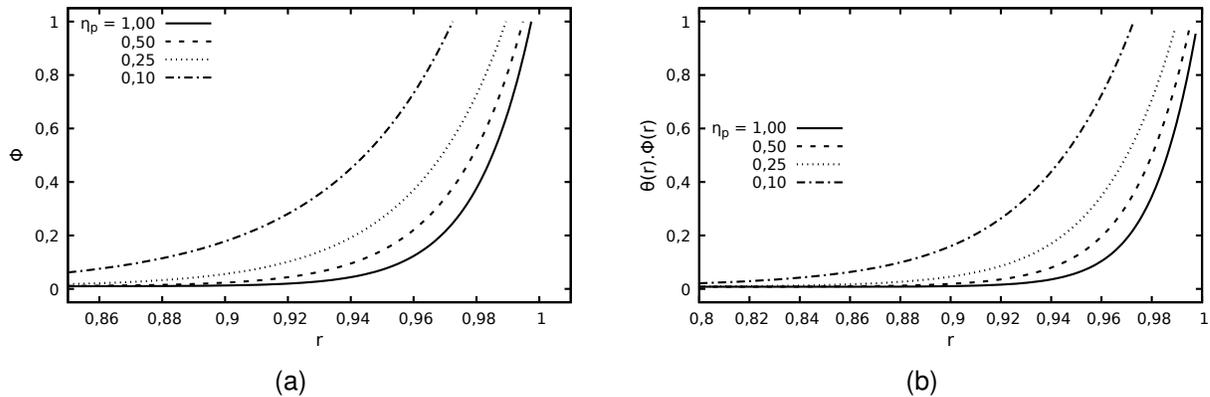
Fonte: Autor (2019).

4.5.2 Efeito da quantidade de nanopartículas retidas na superfície

A porção de nanopartículas aprisionadas na superfície da gota (que não se desprendem na vaporização) possui influência direta na concentração de nanopartículas em seu interior, como mostra a Fig. 33(a). Quando $\eta_p = 1$, todas as nanopartículas são aprisionadas na superfície e dessa forma, a condição de saturação de nanopartículas na superfície é atingida mais rapidamente, $\phi_s = 1$.

Como o processo de difusão de nanopartículas não é rápido o suficiente para distribuir as nanopartículas no interior da gota, a região de alta concentração é pequena (Fig. 33(a)). Seguindo um comportamento semelhante ao da distribuição de nanopartículas, o calor gerado pelo aquecimento magnético é mais intenso em uma determinada região da gota. O comportamento do aquecimento magnético pode ser visto na Fig. 33(b), na qual o produto de ordem unidade $\phi \times \theta = O(1)$ é representativo da região onde o aquecimento magnético é mais intenso, visto que a fonte de energia magnética é dada por $P_m \phi \theta$.

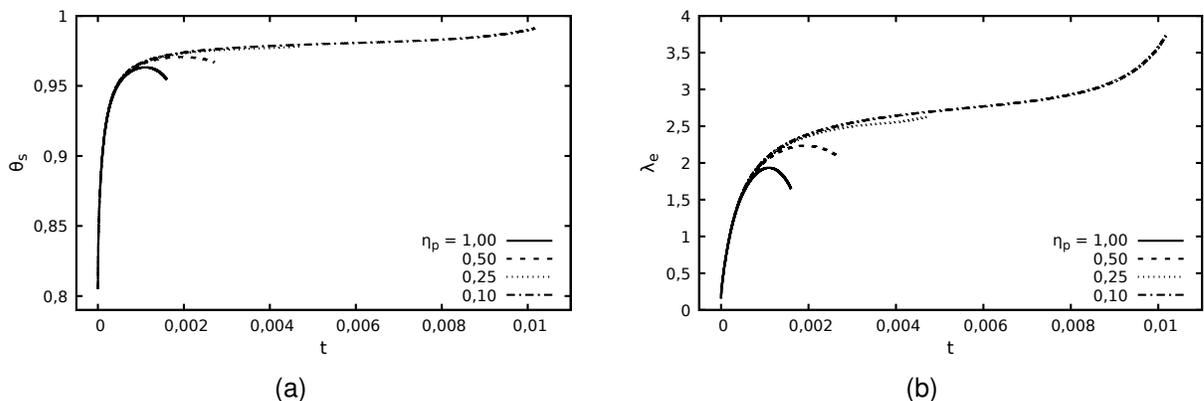
Figura 33 – Variação da a) fração volumétrica de nanopartículas e do b) produto entre a fração volumétrica de nanopartículas e a temperatura com o raio, no momento em que $\phi_s = 1$.



Fonte: Autor (2019).

Como consequência da concentração ϕ e da condutividade térmica mais elevada na região próxima a superfície da gota, têm-se que a temperatura da superfície e a taxa de vaporização aumentam com o tempo até atingir um valor máximo e então, esses valores decrescem. Esse comportamento, já citado na subseção anterior, ocorre nos casos em que a fração de nanopartículas aprisionadas na superfície é maior, a exemplo dos casos de $\eta_p = 0,5$ e 1 apresentados nas Figs. 34(a) e 34(b).

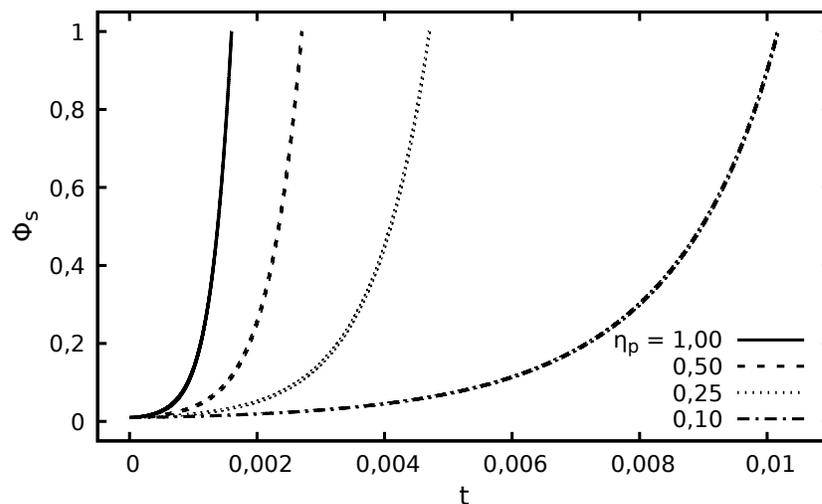
Figura 34 – Evolução da a) temperatura da superfície e da b) taxa de vaporização com o tempo no instante em que $\phi_s = 1$, para diferentes valores de η_p .



Fonte: Autor (2019).

Já nos casos em que a fração de nanopartículas aprisionadas é menor, $\eta_p = 0,1$ e $0,25$, o aumento da concentração de nanopartículas na superfície ocorre mais lentamente, Fig. 35. Nesses casos, em razão do maior tempo disponível até que a simulação seja interrompida quando $\phi_s = 1$, o processo de difusão promove uma maior distribuição das nanopartículas no interior da gota. Em consequência, a transferência de calor da superfície da gota para o seu interior se torna mais acentuada em virtude do aumento da condutividade térmica. Devido a isso e a maior concentração de nanopartículas no interior da gota, a geração de calor por meio do aquecimento magnético também aumenta, como mostra a Fig. 33(b). Dessa forma, o efeito combinado do aquecimento magnético com o fluxo de calor do ambiente para a gota aquecem o interior e superfície da gota, promovendo um aumento na taxa de vaporização.

Figura 35 – Evolução da fração volumétrica de nanopartículas na superfície com o tempo.



Fonte: Autor (2019).

É possível compreender o comportamento do aquecimento e vaporização da gota de ferrofluido em relação a variação de concentração de nanopartículas em termos das escalas de tempo. Nos casos em que a escala de tempo necessária para que as nanopartículas se aglomerem na superfície for pequena em relação a escala de tempo necessária para que sua difusão para o interior da gota ocorra, haverá uma alta concentração de nanopartículas em uma pequena região próxima a superfície da gota.

Já nos casos em que uma longa escala de tempo está relacionada a aglomeração de nanopartículas na superfície em relação a escala de tempo de difusão de nanopartículas, as nanopartículas se distribuem em uma região maior da gota, como é perceptível na Fig. 33(b).

5 CONCLUSÃO

Neste trabalho o aquecimento e vaporização de uma gota de ferrofluido combustível foi estudado levando em consideração a micro-explosão ocasionada quando o interior da gota alcança a temperatura de ebulição devido ao processo de aquecimento magnético e o acúmulo de nanopartículas na superfície da gota. Aprimorou-se um modelo matemático existente, para contemplar de forma simplificada o fenômeno de micro-explosão através de remoções sucessivas da camada de líquido definida entre a superfície da gota e a posição em que a temperatura de ebulição é encontrada. Com esse modelo, em um primeiro momento, foi possível analisar o caso para alta e baixa potência magnética, através da variação do parâmetro P_m , assim como também, o efeito da frequência magnética, da temperatura inicial da gota e da temperatura do ambiente. Em um segundo momento, o comportamento do aquecimento magnético quando há acúmulo de nanopartículas na superfície ocasionado quando as nanopartículas não passam da região líquida para a gasosa durante a vaporização da gota foi investigado.

Foi possível constatar que a quebra de gota e sua explosão (temperatura de ebulição homogênea em toda a gota), são os principais responsáveis pela diminuição do volume da gota de combustível para valores de potência magnética $P_m > 20$ para $f = 5$, 1 e $P_m > 50$ para $f = 0.3$. Além do mais, a partir do momento em que o processo de quebra da gota primária se inicia, o decréscimo do seu raio ocorre muito rapidamente em comparação com a pura vaporização por mudança de fase. Isso mostra a importância desse processo, além do mais, nos instantes de quebra da gota primária ocorre picos na taxa de vaporização efetiva devido a sobreposição de gotas vaporizando e da alteração instantânea da temperatura da superfície e do raio da gota primária.

Ao considerar o acúmulo de nanopartículas na superfície, a mudança da concentração volumétrica no interior da gota modificou significativamente o comportamento do aquecimento magnético e da sua taxa de vaporização. Para casos em que a fração de nanopartículas que acumula na superfície é alta, a transferência de calor da superfície para o interior da gota provoca a diminuição da temperatura da superfície, reduzindo a taxa de vaporização. Esse comportamento é revertido em situações em que a distribuição

de nanopartículas dentro da gota propicia uma maior geração de calor, sustentando um aumento da temperatura da superfície e, conseqüentemente, da taxa de vaporização.

É interessante destacar que, sob as condições de análise, foi possível perceber uma faixa de potência magnética P_m e de frequência, cuja alteração promove grandes variações no aquecimento e vaporização da gota de combustível. Ter conhecimento desse comportamento é de grande valia em questões práticas e de engenharia, no sentido de auxiliar na seleção de propriedades e parâmetros para experimentos e projetos. Como sugestões de trabalhos futuros tem-se modelar o processo de aquecimento da gota de forma a contemplar os instantes que se sucedem após a formação da casca porosa de nanopartículas próximo a superfície, tornando o modelo mais realista.

REFERÊNCIAS

- BACRI, J.-C.; CEBERS, A.; PERZYNSKI, R. Behavior of a magnetic fluid microdrop in a rotating magnetic field. **Physical review letters**, APS, v. 72, n. 17, p. 2705, 1994. Disponível em: <<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.72.2705>>. Acesso em: 13 maio 2019. 39
- BASU, S.; MIGLANI, A. Combustion and heat transfer characteristics of nanofluid fuel droplets: A short review. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 96, p. 482–503, 2016. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0017931015311601>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 16, 30
- CHIU, H. H.; KIM, H. Y.; CROKE, E. J. Internal group combustion of liquid droplets. **Symposium (International) on Combustion**, v. 19, n. 1, p. 971–980, 1982. ISSN 00820784. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0082078482802737>>. Acesso em: 20 mar. 2019. 21
- CHOI, S. U.; EASTMAN, J. A. **Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles**. [S.l.], 1995. Disponível em: <<https://www.osti.gov/biblio/196525>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 28
- CLAUSEN, L. C.; LI, T. X.; LAW, C. K. Effects of additives on the microexplosion of carbon slurry droplets. **Journal of Propulsion and Power**, v. 4, n. 3, p. 217–221, 1988. ISSN 0748-4658. Disponível em: <<https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/3.23051>>. Acesso em: 5 abr. 2019. 27
- CRISTALDO, C.; FACHINI, F. Ferrofluid droplet heating and vaporization under very large magnetic power: A thermal boundary layer model. **Physics of Fluids**, AIP, v. 25, n. 3, p. 037101, 2013a. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4793611>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 17, 33, 47
- CRISTALDO, C. F.; FACHINI, F. F. Analysis of ferrofluid droplet combustion under very large magnetic power. **Combustion and Flame**, Elsevier, v. 160, n. 8, p. 1458–1465, 2013b. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0010218013000710>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 17, 33
- CRISTALDO, C. F.; VARGAS, M. M.; FACHINI, F. F. Ferrofluid droplet vaporization under very large magnetic power: Effects of pressure and effective thermal conductivity of liquid. **Proceedings of the Combustion Institute**, Elsevier, v. 35, n. 2, p. 1613–1620, 2015. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748914001679>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 17, 33
- DAS, S. K.; PUTRA, N.; THIESEN, P.; ROETZEL, W. Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids. **Journal of heat transfer**, American

Society of Mechanical Engineers, v. 125, n. 4, p. 567–574, 2003. Disponível em: <<https://asmedigitalcollection.asme.org/heattransfer/article-abstract/125/4/567/478509>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 29, 30

EASTMAN, J. A.; CHOI, S.; LI, S.; YU, W.; THOMPSON, L. Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles. **Applied physics letters**, AIP, v. 78, n. 6, p. 718–720, 2001. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1341218>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 28

FACHINI, F.; BAKUZIS, A. Decreasing nanofluid droplet heating time with alternating magnetic fields. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 108, n. 8, p. 084309, 2010. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3489983>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 17, 32, 33, 41

FAETH, G. M. Current status of droplet and liquid combustion. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 3, n. 4, p. 191–224, 1977. ISSN 03601285. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0360128577900120>>. Acesso em: 20 mar. 2019. 24, 25

FENG, Y.; YU, B.; XU, P.; ZOU, M. The effective thermal conductivity of nanofluids based on the nanolayer and the aggregation of nanoparticles. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 40, n. 10, p. 3164, 2007. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/40/10/020/pdf>>. Acesso em: 13 maio 2019. 41

GAN, Y.; QIAO, L. Combustion characteristics of fuel droplets with addition of nano and micron-sized aluminum particles. **Combustion and Flame**, Elsevier, v. 158, n. 2, p. 354–368, 2011. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0010218010002488>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 30

GODSAVE, G. Studies of the combustion of drops in a fuel spray—the burning of single drops of fuel. In: ELSEVIER. **Symposium (International) on Combustion**. 1953. v. 4, n. 1, p. 818–830. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0082078453801074>>. Acesso em: 20 mar. 2019. 22, 23

GUMUS, S.; OZCAN, H.; OZBEY, M.; TOPALOGLU, B. Aluminum oxide and copper oxide nanodiesel fuel properties and usage in a compression ignition engine. **Fuel**, Elsevier, v. 163, p. 80–87, 2016. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001623611500945X>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 30

HAMILTON, R. L.; CROSSER, O. Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems. **Industrial & Engineering chemistry fundamentals**, ACS Publications, v. 1, n. 3, p. 187–191, 1962. Disponível em: <<https://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/i160003a005>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 28, 29

HAN, K.; ZHAO, C.; FU, G.; ZHANG, F.; PANG, S.; LI, Y. Evaporation characteristics of dual component droplet of benzyl azides-hexadecane mixtures at elevated temperatures.

Fuel, Elsevier Ltd, v. 157, n. X, p. 270–278, 2015. ISSN 00162361. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2015.05.004>>. Acesso em: 5 abr. 2019. 27

JAVED, I.; BAEK, S. W.; WAHEED, K. Evaporation characteristics of heptane droplets with the addition of aluminum nanoparticles at elevated temperatures. **Combustion and Flame**, Elsevier, v. 160, n. 1, p. 170–183, 2013. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0010218012002568>>. Acesso em: 20 abr. 2019. 31

_____. Autoignition and combustion characteristics of heptane droplets with the addition of aluminium nanoparticles at elevated temperatures. **Combustion and Flame**, Elsevier, v. 162, n. 1, p. 191–206, 2015. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0010218014002107>>. Acesso em: 20 abr. 2019. 31

JONES, M.; LI, C. H.; AFJEH, A.; PETERSON, G. Experimental study of combustion characteristics of nanoscale metal and metal oxide additives in biofuel (ethanol). **Nanoscale research letters**, Springer, v. 6, n. 1, p. 246, 2011. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1186/1556-276X-6-246>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 30

JORDAN, A.; SCHOLZ, R.; WUST, P.; FÄHLING, H.; FELIX, R. Magnetic fluid hyperthermia (mfh): Cancer treatment with ac magnetic field induced excitation of biocompatible superparamagnetic nanoparticles. **Journal of Magnetism and Magnetic materials**, Elsevier, v. 201, n. 1-3, p. 413–419, 1999. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0304885399000888>>. Acesso em: 04 maio 2019. 32

KANNAN, G.; KARVEMBU, R.; ANAND, R. Effect of metal based additive on performance emission and combustion characteristics of diesel engine fuelled with biodiesel. **Applied energy**, Elsevier, v. 88, n. 11, p. 3694–3703, 2011. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0306261911002789>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 30

KAO, M.-J.; TING, C.-C.; LIN, B.-F.; TSUNG, T.-T. Aqueous aluminum nanofluid combustion in diesel fuel. **Journal of Testing and Evaluation**, ASTM International, v. 36, n. 2, p. 186–190, 2007. Disponível em: <https://www.astm.org/DIGITAL_LIBRARY/JOURNALS/TESTEVAL/PAGES/JTE100579.htm>. Acesso em: 6 mar. 2019. 16

KAPPIYOOR, R.; LIANGRUKSA, M.; GANGULY, R.; PURI, I. K. The effects of magnetic nanoparticle properties on magnetic fluid hyperthermia. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 108, n. 9, p. 094702, 2010. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3500337>>. Acesso em: 04 maio 2019. 32

LAW, C. K. **Combustion physics**. [S.l.]: Cambridge university press, 2010. 22, 26, 27

LEFEBVRE, A. H.; MCDONELL, V. G. **Atomization and sprays**. [S.l.]: CRC press, 2017. 17, 20, 22, 23, 24, 25

LEITE, L.; LAGE, P. Modeling of Emulsion Droplet Vaporization and Combustion Including Microexplosion Analysis. **Combustion Science and Technology**, v. 157, n. January 2015, p. 213–242, 2000. ISSN 0010-2202. Disponível em: <<https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00102200008947317>>. Acesso em: 5 abr. 2019. 27

LENIN, M.; SWAMINATHAN, M.; KUMARESAN, G. Performance and emission characteristics of a di diesel engine with a nanofuel additive. **Fuel**, Elsevier, v. 109, p. 362–365, 2013. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236113002305>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 30

MAXWELL, J. C. **A treatise on electricity and magnetism**. [S.l.]: Clarendon press, 1881. v. 1. 28, 29

MCALLISTER, S.; CHEN, J.-Y.; FERNANDEZ-PELLO, A. C. **Fundamentals of combustion processes**. [S.l.]: Springer, 2011. 20

MIGLANI, A.; BASU, S.; KUMAR, R. Insight into instabilities in burning droplets. **Physics of Fluids**, AIP, v. 26, n. 3, p. 032101, 2014. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4866866>>. Acesso em: 20 abr. 2019. 31

PAK, B. C.; CHO, Y. I. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles. **Experimental Heat Transfer an International Journal**, Taylor & Francis, v. 11, n. 2, p. 151–170, 1998. Disponível em: <<https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/08916159808946559>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 29

ROSENSWEIG, R. E. Magnetic fluids. **Annual review of fluid mechanics**, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 19, n. 1, p. 437–461, 1987. Disponível em: <<https://www.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.fl.19.010187.002253>>. Acesso em: 04 maio 2019. 32

_____. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 252, p. 370–374, 2002. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0304885302007060>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 17, 32, 39, 41

SARAEI, H. S.; JAFARMADAR, S.; TAGHAVIFAR, H.; ASHRAFI, S. Reduction of emissions and fuel consumption in a compression ignition engine using nanoparticles. **International journal of environmental science and technology**, Springer, v. 12, n. 7, p. 2245–2252, 2015. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s13762-015-0759-4>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 30

SARVESTANY, N. S.; FARZAD, A.; EBRAHIMNIA-BAJESTAN, E.; MIR, M. Effects of magnetic nanofluid fuel combustion on the performance and emission characteristics. **Journal of Dispersion Science and Technology**, Taylor & Francis, v. 35, n. 12, p. 1745–1750, 2014. Disponível em: <<https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/01932691.2013.874296>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 16

- SHAAFI, T.; SAIRAM, K.; GOPINATH, A.; KUMARESAN, G.; VELRAJ, R. Effect of dispersion of various nanoadditives on the performance and emission characteristics of a ci engine fuelled with diesel, biodiesel and blends—a review. **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, Elsevier, v. 49, p. 563–573, 2015. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1364032115003561>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 16, 30
- SHAFII, M.; DANESHVAR, F.; JAHANI, N. a.; MOBINI, K. Effect of ferrofluid on the performance and emission patterns of a four-stroke diesel engine. **Advances in Mechanical Engineering**, SAGE Publications Sage UK: London, England, v. 3, p. 529049, 2011. Disponível em: <<https://journals.sagepub.com/doi/abs/10.1155/2011/529049>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 16
- SIRIGNANO, W. a.; EDWARDS, C. F. **Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays**. [S.l.: s.n.], 2000. v. 122. 189 p. ISSN 00982202. ISBN 9780521884891. 20, 22, 25, 26, 27, 28
- SPALDING, D. B. The combustion of liquid fuels. In: CITESEER. **Symposium (international) on combustion**. [S.l.], 1953. v. 4, n. 1, p. 847–864. 22, 23
- URNS, S. R. **Introdução à Combustão-: Conceitos e Aplicações**. [S.l.]: AMGH Editora, 2013. 22
- TYAGI, H.; PHELAN, P. E.; PRASHER, R.; PECK, R.; LEE, T.; PACHECO, J. R.; ARENTZEN, P. Increased hot-plate ignition probability for nanoparticle-laden diesel fuel. **Nano letters**, ACS Publications, v. 8, n. 5, p. 1410–1416, 2008. Disponível em: <<https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl080277d>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 30
- WANG, C. H.; LIU, X. Q.; LAW, C. K. Combustion and microexplosion of freely falling multicomponent droplets. **Combustion and Flame**, v. 56, n. 2, p. 175–197, 1984. ISSN 00102180. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0010218084900361>>. Acesso em: 5 abr. 2019. 27
- WANG, X.-Q.; MUJUMDAR, A. S. Heat transfer characteristics of nanofluids: a review. **International journal of thermal sciences**, Elsevier, v. 46, n. 1, p. 1–19, 2007. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1290072906001190>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 29
- WARNATZ, J.; MAAS, U.; DIBBLE, R. W.; WARNATZ, J. **Combustion**. [S.l.]: Springer, 2001. v. 3. 21
- WEI, Y.; DENG, W.; CHEN, R.-H. Effects of insoluble nano-particles on nanofluid droplet evaporation. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 97, p. 725–734, 2016. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0017931015313764>>. Acesso em: 13 maio 2019. 36
- WONG, K. V.; LEON, O. D. Applications of nanofluids: current and future. **Advances in mechanical engineering**, SAGE Publications Sage UK: London, England, v. 2, p. 519659,

2010. Disponível em: <<https://www.taylorfrancis.com/books/e/9781315163574/chapters/10.1201/9781315163574-6>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 16, 29

WOOD, B. J.; WISE, H.; INAMI, S. Heterogeneous combustion of multicomponent fuels. **Combustion and Flame**, Elsevier, v. 4, p. 235–242, 1960. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0010218060800272>>. Acesso em: 20 mar. 2019. 23

WUST, P.; HILDEBRANDT, B.; SREENIVASA, G.; RAU, B.; GELLERMANN, J.; RIESS, H.; FELIX, R.; SCHLAG, P. Hyperthermia in combined treatment of cancer. **The lancet oncology**, Elsevier, v. 3, n. 8, p. 487–497, 2002. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1470204502008185>>. Acesso em: 04 maio 2019. 32

YANG, W.; AN, H.; CHOU, S.; VEDHARAJI, S.; VALLINAGAM, R.; BALAJI, M.; MOHAMMAD, F.; CHUA, K. Emulsion fuel with novel nano-organic additives for diesel engine application. **Fuel**, Elsevier, v. 104, p. 726–731, 2013. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001623611200333X>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 30

YU, W.; CHOI, S. The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: a renovated maxwell model. **Journal of nanoparticle research**, Springer, v. 5, n. 1-2, p. 167–171, 2003. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1023/A:1024438603801>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 29

_____. The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: a renovated hamilton–crosser model. **Journal of Nanoparticle Research**, Springer, v. 6, n. 4, p. 355–361, 2004. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s11051-004-2601-7>>. Acesso em: 14 abr. 2019. 29

YUVARAJAN, D.; RAMANAN, M. V. Effect of magnetite ferrofluid on the performance and emissions characteristics of diesel engine using methyl esters of mustard oil. **Arabian Journal for Science and Engineering**, Springer, v. 41, n. 5, p. 2023–2030, 2016. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s13369-016-2060-3>>. Acesso em: 6 mar. 2019. 16

ZENG, C.; BRAU, F.; DAVIDOVITCH, B.; DINSMORE, A. D. Capillary interactions among spherical particles at curved liquid interfaces. **Soft Matter**, Royal Society of Chemistry, v. 8, n. 33, p. 8582–8594, 2012. Disponível em: <<https://pubs.rsc.org/en/content/articlelanding/2012/sm/c2sm25871d/unauth#!divAbstract>>. Acesso em: 13 maio 2019. 36

ZHAO, Q.; WANG, L.; CHENG, R.; MAO, L.; ARNOLD, R. D.; HOWERTH, E. W.; CHEN, Z. G.; PLATT, S. Magnetic nanoparticle-based hyperthermia for head & neck cancer in mouse models. **Theranostics**, v. 2, n. 1, p. 113–121, 2012. ISSN 18387640. Disponível em: <<https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3267386/>>. Acesso em: 04 maio 2019. 32