



FCTUC FACULDADE DE CIÊNCIAS
E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE DE COIMBRA

DEPARTAMENTO DE
ENGENHARIA MECÂNICA

Micro-propulsão termicamente induzida: efeito do tamanho de gota

Dissertação apresentada para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica na Especialidade de Energia e Ambiente

Thermally induced micro-propulsion: drop size effect

Autor

Rita Marques Pinto de Sousa

Orientador

Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão

Júri

Presidente	Professor Doutor Adélio Manuel Rodrigues Gaspar Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra
Vogais	Professor Doutor José Joaquim da Costa Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra
Orientador	Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra

Colaboração Institucional



Associação para o Desenvolvimento da Aerodinâmica Industrial

Coimbra, setembro, 2017

*[Science knows no country, because knowledge belongs to humanity,
and is the torch which illuminates the world.]*

[Louis Pasteur]

Aos meus pais.

Agradecimentos

Ao Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão, por todo o interesse, entusiasmo e auxílio prestados durante toda a realização do trabalho.

Aos meus pais, por todo o carinho e apoio que me deram e que, sem eles, toda a minha formação académica não seria possível.

Aos meus amigos, por todas as gargalhadas, momentos partilhados e todo o apoio emocional.

A todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a minha formação pessoal e profissional.

Resumo

O efeito de Leidenfrost, descoberto a 1756 por Johann Gottlob Leidenfrost, é um fenómeno físico em que líquidos depositados em superfícies suficientemente quentes, levitam sobre uma camada do seu próprio vapor, conferindo-lhes elevada mobilidade. Tendo-se procurado beneficiar desta situação de fricção reduzida, Linke *et al.* (2006) verificaram que, depositando gotas de água num substrato muito quente definido por uma textura assimétrica, estas se moviam numa direção bem definida.

Neste trabalho foi realizado um estudo experimental sobre a propulsão de Leidenfrost sobre superfícies de dentado assimétrico, de modo a se perceber a influência do tamanho de gota nas velocidades atingidas pelas gotas. Também se analisaram a influência da temperatura e geometrias superficiais. Os ensaios efetuados mostraram o papel determinante do diâmetro de gota na velocidade de propulsão, que aumenta com a diminuição do volume das gotas de água. No entanto, em gotas de grandes dimensões, o aumento da área de contacto também permite um maior contacto com os topos dos dentes, aumentando a velocidade em relação a gotas pequenas, contrariada pelo aumento da força de fricção, diminuindo a velocidade de propulsão, para grupos de gotas da mesma dimensão.

Palavras Chave: Propulsão de Leidenfrost, Gotas de água, Tamanho de gota

Abstract

Discovered in 1756 by Johann Gottlob Leidenfrost, the Leidenfrost effect is a physical phenomenon in which liquids, that are placed on a hot enough surface, levitate on a layer of their own vapour. This absence of contact grants them very high mobility. Trying to benefit from this situation of reduced friction, Linke *et al.* (2006) observed that, when water droplets were dispensed on a substrate with an assimetric texture and at a high temperature, they would move on a well defined trajectory.

An experimental study on the Leidenfrost propulsion, on ratchets with an assimetric saw tooth pattern, was therefore made, in order to establish the influence of the drop size on the velocities reached by the water droplets. An analysis on the influence of the temperature and geometry of the surface was also made. The tests carried out, showed the importance of the drop size on the velocity of the moving water bodies, which increases while reducing the water droplets' volume. However, droplets of greater size, experience an increase of their contact area. This means that the droplet will contact more teeth than a smaller droplet, increasing its velocity. Even though they experience an increase in their velocity, this will also mean an increase on the friction force, reducing the droplet's velocity for groups of the same size.

Keywords: Leidenfrost propulsion, Water droplets, Drop size

Índice

Lista de Figuras	v
Lista de Tabelas	xi
Nomenclatura	xiii
1 Introdução	1
1.1 Efeito de Leidenfrost	2
1.2 Propulsão de Leidenfrost	4
1.3 Características da Camada de Vapor	7
1.4 Aplicações	11
1.5 Efeitos paramétricos associados à propulsão de Leidenfrost	14
1.5.1 Tempo de vida das gotas de Leidenfrost	14
1.5.2 Influência da temperatura de superfície	15
1.5.3 Influência das dimensões dos dentes	15
1.5.4 Influência das dimensões da gota	17
1.5.5 Influência da velocidade de impacto da gota	19
1.6 Objetivos	20
2 Análise matemática da levitação de gotas pelo efeito de Leidenfrost	23
2.1 Formas da gota de Leidenfrost	23
2.2 Física do filme de vapor	27
2.3 Dinâmica das gotas de Leidenfrost	32
3 Metodologia experimental	35
3.1 Instalação	35
3.1.1 Calhas de textura superficial dentada	35
3.1.2 Resistências de aquecimento	36

3.1.3	Gotas líquidas	36
3.2	Procedimento experimental	38
3.3	Aquisição de dados	40
3.4	Determinação do diâmetro e velocidade de gota	40
4	Resultados e Discussão	43
4.1	Diâmetro das gotas	43
4.2	Velocidade de impacto das gotas	44
4.3	Velocidade de propulsão das gotas	47
5	Conclusões e propostas de investigação futura	51
A	Medições efetuadas	59
A.1	Ensaio de queda livre de gotas de água	59
A.2	Ensaio de propulsão de gotas de água	60

Lista de Figuras

Figura 1.1	Efeito de Leidenfrost numa pequena gota de água.	2
Figura 1.2	Fotos de diferentes fases da evaporação de gotas de água em estruturas de micro padrão aquecidas: (a) Substrato a 100°C , a gota evapora em 3 segundos. (b) Substrato a 140°C , a gota não evapora e dura 40 segundos. (c) Substrato a 180°C , a gota não evapora e dura 120 segundos. O contacto com o substrato é mínimo, podendo ser observado pela luz que passa por baixo da gota. [Extraído de Del Cerro <i>et al.</i> (2012)]	3
Figura 1.3	Dispositivo de Linke que observou o movimento de gotas líquidas de raio 2 mm , colocadas sobre superfície aquecida de bronze de perfil dentado. Os dentes têm uma altura de $0,2\text{ mm}$ e um período de $1,5\text{ mm}$. O intervalo temporal entre figuras sucessivas é de 40 ms . [Imagem retirada de Quéré (2013)]	4
Figura 1.4	Cenário proposto por Linke <i>et al.</i> (2006) para explicar a propulsão de uma gota. O vapor no ponto A escapa pelas laterais, ao longo dos dentes. As setas vermelhas mostram o escoamento termocapilar. [Adaptado de Linke <i>et al.</i> (2006)]	5
Figura 1.5	Propulsão de gelo seco. Um disco de dióxido de carbono sólido numa calha dentada aquecida propulsiona-se, como observado em gotas líquidas. A barra indica 1 cm e o intervalo de tempo entre cada foto é de 300 ms . [Extraída de Lagubeau <i>et al.</i> (2011)]	6
Figura 1.6	Esquema de como se dá escoamento de vapor entre a calha dentada e a gota de água (a cinzento). Cada dente promove um escoamento de vapor na direção de x , que escapa lateralmente. [Adaptada de Dupeux <i>et al.</i> (2011a)]	7

Figura 1.7	Esquema da secção de corte de uma gota de Leidenfrost assimétrica. A gota é levitada sobre um filme de vapor a alta pressão, alimentado pela evaporação da gota e que escapa entre o pequeno espaço entre a gota e a superfície da borda da gota (indicada por "rim"). [Extraída de Caswell (2014)]	8
Figura 1.8	Esquema do equipamento utilizado por Burton <i>et al.</i> (2012). Gotas de água foram depositadas na superfície de um prisma encaixado num bloco de alumínio. A luz refletida do laser causa interferência entre a base da gota e a superfície superior do prisma. [Adaptado de Burton <i>et al.</i> (2012)]	9
Figura 1.9	(a) Padrão de interferência a uma temperatura de superfície $T_{sup} = 245^{\circ}\text{C}$ para uma pequena gota de água de raio $r_{max}=1,2\text{mm}$. (b) Padrão de interferência a uma temperatura de superfície $T_{sup}=245^{\circ}\text{C}$ para uma gota grande de água de raio $r_{max}=2,7\text{mm}$. (c) Raio radial de curvatura do limite da gota ("neck") versus r_{max} . Este é praticamente independente da T_{sup} e depende maioritariamente do raio da gota r_{max} . [Adaptado de Burton <i>et al.</i> (2012)]	10
Figura 1.10	Plataforma de Leidenfrost que se auto-propulsiona sobre uma superfície de perfil dentado assimétrico. O período entre os dentes é de $1,2\text{ mm}$. [Extraído de Hashmi <i>et al.</i> (2012)]	12
Figura 1.11	Uso da propulsão de Leidenfrost para a criação de um termostato. As setas mostram a direção das gotas consoante se se está a arrefecer ou aquecer o sistema. [Adaptado de Phys.Org (2015)]	12
Figura 1.12	Gota de oxigénio líquido de raio 1 mm a passar sobre um íman (retângulo preto sob o vidro) a uma velocidade de 60 cm/s . O intervalo de tempo entre cada foto é de 8 ms . [Extraído de Piroird <i>et al.</i> (2013)]	13
Figura 1.13	Anéis de nanopartículas ZnO são depositados por gotas de água quando se movem sobre uma superfície aquecida de silicone. [Extraído de Bain (2007)]	14

Figura 1.14 Tempo de vida τ de uma gota de água de 1 <i>mm</i> de raio, em função da temperatura de superfície de uma placa de Duralumínio, na qual é depositada. Verifica-se que o ponto de Leidenfrost é à volta dos 150°C. [Extraído de Biance <i>et al.</i> (2003)]	14
Figura 1.15 Velocidade média de uma gota em função da temperatura de superfície, para os vários períodos dos dentes testados. No regime de altas temperaturas, <i>H regime</i> , Linke <i>et al.</i> (2006) referem que a influência na velocidade é praticamente nula, mas Ok <i>et al.</i> (2011) concluíram que há uma ligeira redução da velocidade com o aumento da temperatura. [Adaptado de Ok <i>et al.</i> (2011)]	15
Figura 1.16 Aceleração da gota em função da inclinação dos dentes da superfície para diferentes temperaturas e esquema de uma calha com superfície dentada assimétrica. Neste caso, o período dos dentes encontra-se representado por L e não λ , seguindo a nomenclatura de Marín <i>et al.</i> (2012). [Adaptado de Marín <i>et al.</i> (2012)]	16
Figura 1.17 Velocidade média máxima de gota em função do período dos dentes. [Adaptado de Ok <i>et al.</i> (2011)]	17
Figura 1.18 Imagem da esquerda: gotas pequenas têm uma forma quase-esférica devido à tensão superficial (Escala de 1 <i>mm</i>). Imagem da direita: gotas de maiores dimensões têm forma achatada devido ao efeito da gravidade, tendo uma altura máxima igual a duas vezes o comprimento capilar (Escala de 2 <i>mm</i>). [Extraído de Soto & Cohen (2014)]	18
Figura 1.19 Velocidade terminal de uma gota de Leidenfrost numa calha dentada, aquecida a 360°C, em função do raio de gota. O período do dentado é de 1,5 <i>mm</i> e, para raios menores que este valor, as gotas não se deslocam. Para raios de gota entre os 2 <i>mm</i> e os 7 <i>mm</i> , a velocidade terminal varia ligeiramente com o aumento do raio, mas mantendo-se sempre na ordem dos 10 <i>cm/s</i> . [Extraído de Lagubeau <i>et al.</i> (2011)]	19

Figura 1.20	Gotas de raio superior a 1 <i>cm</i> numa placa de Duralumínio aquecida a 300°C, vistas de cima. Dependendo da sua dimensão, uma ou várias bolhas de vapor sobem e rebentam na sua interface superior. As escalas indicam 0,5 <i>cm</i> e 1 <i>cm</i> , respetivamente. [Extraído de <i>Biance et al.</i> (2003)]	19
Figura 2.1	Esquema de como a tensão superficial e a pressão interna atuam numa gota de Leidenfrost. [Adaptado de <i>Syms et al.</i> (2003)]	24
Figura 2.2	Esquema de como a curvatura de interface de uma gota varia deste o seu topo até à base em gotas de grandes dimensões. A seta azul representa a pressão hidrostática e de Laplace exercida na gota e a seta vermelha, a pressão de Laplace. Igualando estas duas expressões, extrai-se a curvatura de superfície, κ . A curvatura de gotas destas dimensões aumenta linearmente ao longo da interface, desde o seu topo ($z = H$, $\kappa = 0$) até à base ($z = 0$, $\kappa = H/l_c^2$). [Extraído de <i>Soto & Cohen</i> (2014)]	25
Figura 2.3	Gota pequena com ligeiro achatamento na sua base, como representado pela seta. A deformação, δ , ocorre devido ao ligeiro deslocamento do centro de gravidade da gota que, inicialmente, estaria no ponto CG'. [Adaptado de <i>Quéré</i> (2013)]	26
Figura 3.1	Exemplo de uma das calhas de alumínio utilizadas.	35
Figura 3.2	Esquema da superfície de textura dentada.	36
Figura 3.3	Resistências de cartucho utilizadas, cada uma com um diâmetro de 10 <i>mm</i> e potência de 350 <i>W</i> , que foram introduzidas em furos feitos nas peças de cobre. [Extraída de <i>Dionísio</i> (2016)]	37
Figura 3.4	Agulhas utilizadas durante os ensaios, ordenadas do diâmetro menor para o maior.	37
Figura 3.5	Instalação experimental completa.	39
Figura 3.6	Detalhe do suporte onde as agulhas se encontram.	39
Figura 3.7	(a) Exemplo de uma imagem usada para o cálculo de diâmetro de uma gota produzida pela respetiva agulha. (b) Sequência de imagens retirada de uma filmagem feita a uma gota em propulsão para se proceder ao cálculo da velocidade.	40

Figura 3.8	Selecionando um retângulo na imagem, que determina coordenadas para a posição da agulha na imagem, calculam-se distâncias que, através de relações trigonométricas, permitem extrair valor do diâmetro da agulha em pixels. Sabendo o seu diâmetro interior verdadeiro, pode-se obter a resolução da imagem através de $res = d_i/d$. Após se determinarem o diâmetro de gota, d_{gota} , e a altura de queda, h_{queda} , em pixels, pode-se obter os valores reais respectivos, multiplicando-os pela resolução.	41
Figura 3.9	Sequência de imagens sobrepostas da mesma gota em propulsão. Os pontos vermelhos estão colocados na frente da gota, tendo sido usados como posição de referência para o posterior cálculo da velocidade de propulsão.	41
Figura 4.1	Imagem de uma gota pendente ao orifício da agulha. São indicados o diâmetro máximo da gota, d_{max} e o diâmetro da gota à distância máxima d_{max} , d_s . [Extraída de Frohn & Roth (2000)]	44
Figura 4.2	Diâmetros de gota, d_{gota} , obtidos para cada diâmetro interior de agulha, d_i . A designação 18G* corresponde a um cateter, apesar de ter a mesma designação que a agulha acima. A barra a azul corresponde a 1 mm.	44
Figura 4.3	a) Variação do número de Ohnesorge em relação ao número de Reynolds para os diferentes tamanhos de gota estudados. b) Regimes de transição de acordo com diversos modelos de impacto de gota. [Extraído de Panão & Moreira (2004)]	45
Figura 4.4	(a) Variação do número de Weber em função da velocidade de impacto de cada gota. (b) Variação do número de Ohnesorge em função do diâmetro de gota.	46
Figura 4.5	Influência da temperatura dos ensaios na velocidade de propulsão da gota de diâmetro, $d_{gota} = 3,21 \text{ mm}$, a deslocar-se na superfície de dentado de altura $150 \mu\text{m}$	48

Figura 4.6 **a)** Evolução da velocidade média de propulsão para os diferentes diâmetros de gota, para as três peças de alumínio testadas, em função do diâmetro de gota. **b)** Velocidade de propulsão de gota para diferentes volumes de gota. [Extraído de Marín *et al.* (2012)] 49

Lista de Tabelas

Tabela 2.1	Valores aproximados de algumas grandezas.	26
Tabela 2.2	Valores típicos de algumas grandezas.	30
Tabela 3.1	Geometria superficial das peças testadas.	36
Tabela 3.2	Diâmetro de interior de cada uma das agulhas utilizadas.	38
Tabela 4.1	Grandezas utilizadas no cálculo dos números de Ohnesorge e Reynolds.	46
Tabela A.1	Diâmetro de abertura e de gota produzido de cada agulha e respectiva resolução de imagem.	59
Tabela A.2	Velocidade de impacto e respectivo número de Weber, Reynolds e Ohnesorge das gotas que cada agulha produziu, para uma dada altura de queda.	59
Tabela A.3	Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para a agulha 25G ($d_{gota} = 2,43mm$).	60
Tabela A.4	Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para a agulha 18G ($d_{gota} = 3,21mm$).	60
Tabela A.5	Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para o cateter 22G ($d_{gota} = 4,13mm$).	61
Tabela A.6	Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para o cateter 20G ($d_{gota} = 4,24mm$).	62
Tabela A.7	Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para o cateter 18G ($d_{gota} = 4,45mm$).	63
Tabela A.8	Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para o cateter 16G ($d_{gota} = 4,73mm$).	64

Tabela A.9 Diâmetros de gota e velocidades médias correspondentes correspondentes para as diferentes texturas de dentado.	64
---	----

Nomenclatura

b	Comprimento do filme de vapor
d	Diâmetro de uma agulha em pixels
d_i	Diâmetro interior de uma agulha
d_{gota}	Diâmetro de gota produzida
d_{max}	Diâmetro máximo de uma gota pendente
d_s	Diâmetro de uma gota pendente medido à distância d_{max} da base da gota
D	Distância percorrida por uma gota
D_0	Diâmetro inicial da gota
E	Energia de um objeto
E_g	Energia gravitacional de uma esfera
E_s	Energia de superfície de uma esfera
F	Força a actuar num objeto
F_i	Força de inércia do ar
F_v	Força de fricção viscosa
F_γ	Força de tensão superficial
g	Aceleração gravítica
h	Espessura da camada de vapor
h_{fg}	Calor latente de evaporação
h_{queda}	Altura de queda de uma gota
H	Altura de uma gota
H_{dentes}	Altura dos dentes
H_p	Altura a que se deposita uma gota
H_s	Fator de forma
k	Condutividade térmica do vapor

l	Raio da região plana de contacto na interface líquido-sólido
l_c	Comprimento capilar
m	Massa inicial de uma gota
\dot{m}_{vap}	Caudal mássico de líquido evaporado
Oh	Número de Ohnesorge
p	Pressão no seio do escoamento
p_c	Pressão de contacto que a gota exerce numa região plana
p_i	Pressão interna da gota
P_g	Peso da gota
∇P	Gradiente de pressão num escoamento de Poiseuille
q''	Fluxo de calor condutivo
q''_{rad}	Fluxo de calor radiativo
r_{max}	Raio máximo de uma gota de água
R	Raio de uma gota líquida
R_o	Raio da gota no início da sua vida
Re	Número de Reynolds
t	Tempo
T_b	Temperatura de ebulição de um líquido
T_{sup}	Temperatura da superfície
u_g	Componente da velocidade no interior da gota
u_v	Componente da velocidade (Eixo X) de escoamento de vapor
U	Velocidade média (Eixo X) de escoamento do filme de vapor
v_0	Velocidade de impacto da gota
V	Velocidade média no interior da gota
V_g	Velocidade de translação da gota
We	Número de Weber

Símbolos gregos

α	Inclinação de uma superfície
γ	Tensão superficial entre uma gota líquida e a sua película de vapor
γ_{LV}	Tensão superficial numa interface líquido-vapor
γ_{SL}	Tensão superficial numa interface sólido-líquido
γ_{SV}	Tensão superficial numa interface sólido-vapor
δ	Deformação de uma gota líquida esférica
Δx	Deslocamento de uma força
ΔP	Diferença de pressão de Laplace
ΔT	Diferença de temperatura entre a superfície aquecida e o ponto de ebulição do líquido
$\Delta \kappa$	Diferença entre a curvatura de interface da gota e a curvatura no topo da gota
θ	Ângulo de contacto aparente entre uma superfície e a gota líquida
κ	Curvatura da interface da gota
κ_{neck}^r	Raio radial de curvatura do limite da gota
κ_o	Curvatura do topo da gota
λ	Período dos dentes
μ	Viscosidade dinâmica de uma gota líquida
μ_v	Viscosidade dinâmica do filme de vapor
ρ	Massa volúmica da gota líquida
ρ_v	Massa volúmica da camada de vapor
σ	Constante de Stefan-Boltzmann
τ	Tensão viscosa na a atuar no interior da gota
τ_g	Tempo de vida de uma gota de Leidenfrost
τ_v	Tensão viscosa na película de vapor

1 Introdução

A propulsão é um fenómeno físico presente nos mais variados sistemas na natureza e na engenharia. Existem vários tipos deste fenómeno, sendo os mais comuns, a propulsão biológica (os animais usam os seus músculos e membros, como as asas, pernas e barbatanas, para se movimentarem) e a propulsão aerodinâmica (aviões e naves aeroespaciais utilizam motores e hélices de modo a descolarem). Também bastante conhecido é o caso do *Maglev*, um meio de transporte, muito utilizado em comboios, que se desloca ao longo de uma guia através do uso de ímanes que elevam e propulsionam as carruagens, diminuindo a fricção e permitindo alcançar grandes velocidades.

Outro método de propulsão existente é a termicamente induzida, que tem por base o efeito de Leidenfrost. Descoberto em 1756 por Johann Gottlob Leidenfrost, este fenómeno, associado à transmissão de calor por mudança de fase, faz com que um corpo colocado em contacto com uma superfície a uma temperatura bastante superior ao seu ponto de ebulição, produza uma camada de vapor entre o corpo e o substrato, levantando-o e impedindo a sua rápida evaporação. Fazendo este teste com pequenas gotas de água, verifica-se que estas adquirem uma elevada mobilidade, tendo-se procurado beneficiar desta situação de fricção bastante reduzida. Com diversos estudos publicados, foi sugerido o conceito de “Propulsão de Leidenfrost” que permite o movimento de gotas líquidas numa direção bem definida sobre superfícies aquecidas e caracterizadas por texturas de dentado assimétrico (Linke *et al.* , 2006).

Em vários trabalhos científicos analisam-se, numericamente e experimentalmente, este tipo de propulsão, tendo em conta de que forma variáveis como as características geométricas e o material da superfície influenciam o movimento gerado. No entanto, sabe-se que a temperatura da superfície, o tipo de corpo e o seu tamanho também variam de forma substancial a velocidade de propulsão dos mesmos. O trabalho aqui redigido tem como objetivo continuar a investigação experimental neste fenómeno, procurando contribuir com os resultados para a atual literatura.

1.1. Efeito de Leidenfrost

Em 1756, Johann Gottlob Leidenfrost publicou *De Aquae Communis Nonnullis Qualitatibus Tractatus*, no qual apresentou o comportamento de gotas de água quando depositadas sobre superfícies a uma temperatura muito elevada. Aquecendo o substrato a uma temperatura bastante superior ao ponto de ebulição da água, Leidenfrost verificou que as gotas não aderiam à superfície como normalmente ocorre, mas sim levitavam, adquirindo uma forma esférica. Ao colocar uma vela imediatamente atrás da gota notou que a luz atravessa o espaço existente entre o substrato e a gota. Isto deve-se à formação de uma camada de vapor na região inferior da gota que resulta de um equilíbrio entre a evaporação da gota, que alimenta a película de vapor, e o seu peso, que exerce pressão sobre o filme de vapor (figura 1.1). A este fenómeno chama-se efeito de Leidenfrost, que só ocorre se a superfície estiver quente o suficiente de modo a que a taxa de evaporação seja suficientemente elevada para formar uma camada de vapor estável.

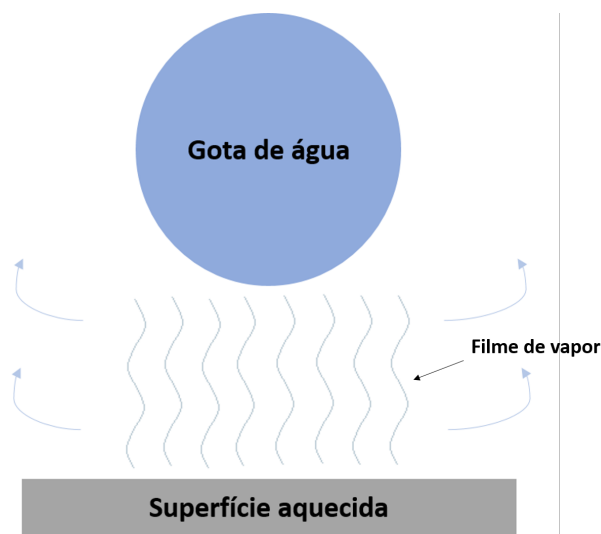


Figura 1.1: Efeito de Leidenfrost numa pequena gota de água.

Sendo um fenómeno de transferência de calor por mudança de fase, irá ocorrer a partir de uma certa temperatura chamada de ponto de Leidenfrost. No entanto, ainda é impossível prever teoricamente qual será o valor desta temperatura, situando-se, na maior parte dos casos, a 150°C. Este ponto de transição depende da natureza do líquido, mas também de propriedades do material da superfície, como a sua rugosidade e propriedades térmicas (Bernardin & Mudawar, 1999). Também é de conhecimento

geral que o ponto de Leidenfrost fica mais próximo da temperatura de ebulição quando a difusividade térmica do substrato é elevada e quanto mais polida for a superfície (Bernardin & Mudawar, 1999). Como exemplifica a figura 1.2, também se verifica que o ponto de Leidenfrost diminui significativamente quando gotas líquidas são depositas sobre superfícies com micro padrões (Del Cerro *et al.*, 2012). Dupeux *et al.* (2014) realizaram experiências em superfícies de perfil dentado com um revestimento de propriedades hidrofóbicas *Glaco Mirror Coat Zero*, tendo mostrado que as gotas se movimentavam para temperaturas bastantes mais baixas que o ponto de Leidenfrost usual.

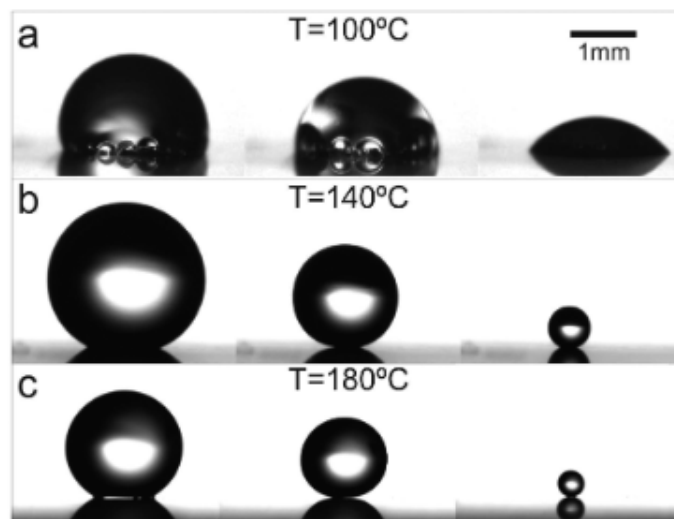


Figura 1.2: Fotos de diferentes fases da evaporação de gotas de água em estruturas de micro padrão aquecidas: (a) Substrato a 100°C , a gota evapora em 3 segundos. (b) Substrato a 140°C , a gota não evapora e dura 40 segundos. (c) Substrato a 180°C , a gota não evapora e dura 120 segundos. O contacto com o substrato é mínimo, podendo ser observado pela luz que passa por baixo da gota. [Extraído de Del Cerro *et al.* (2012)]

Em 2015, Maquet *et al.* (2015), fizeram uso do *Large Diameter Centrifuge* (LDC), uma centrífugadora com braços de quatro metros de comprimento que em cada extremidade tem um compartimento, introduzindo uma gota em regime de Leidenfrost. A rotação do LDC induz gravidade aparente na gota, sendo simuladas condições de 1, 5, 10 e 20 vezes a gravidade da Terra. Ainda que o aumento do nível de gravidade não seja totalmente equivalente a trabalhar com gotas de maiores diâmetros em condições

de gravidade normal, verificou-se que, com o aumento do efeito de gravidade aparente, também o ponto de Leidenfrost sobe, estando na ordem dos 225°C para a gravidade da Terra e a 240°C para vinte vezes a gravidade da Terra.

Para superfícies planas, em que gotas se encontram suspensas sobre a camada de vapor, não havendo qualquer contacto com a superfície, há uma enorme redução do atrito com o substrato, sendo que estas adquirem elevada mobilidade. Isso é possível de ser observado inclinando a superfície ou até exercendo uma pequena força, de intensidade bastante inferior ao peso do corpo, permitindo alcançar velocidades relativamente elevadas (Quéré, 2013). Surge assim a motivação para o estudo da “Propulsão de Leidenfrost”.

1.2. Propulsão de Leidenfrost

Nos últimos anos, dispositivos que auto-propulsionam fluidos têm recebido uma especial atenção dada a sua capacidade única de moverem líquidos sem qualquer necessidade de aplicação de uma força externa. A colocação de uma gota líquida sobre uma superfície plana aquecida acima do ponto de Leidenfrost não lhe induz qualquer movimento. No entanto, Linke *et al.* (2006) notaram que, ao colocá-las sobre uma superfície de perfil dentado assimétrico, estas deslocavam-se numa direção bem definida segundo a inclinação dos dentes, como exposto na figura 1.3:

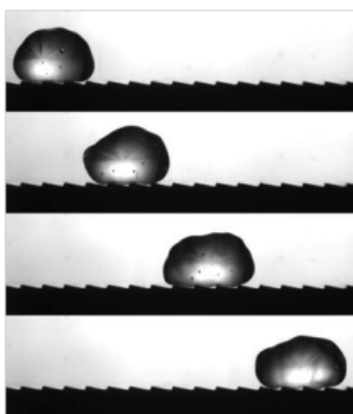


Figura 1.3: Dispositivo de Linke que observou o movimento de gotas líquidas de raio 2 mm , colocadas sobre superfície aquecida de bronze de perfil dentado. Os dentes têm uma altura de $0,2\text{ mm}$ e um período de $1,5\text{ mm}$. O intervalo temporal entre figuras sucessivas é de 40 ms . [Imagem retirada de Quéré (2013)]

Vários estudos procuraram, então, explicar o fenómeno por detrás do movimento de propulsão de pequenos corpos líquidos. Linke *et al.* (2006) propõem que o perfil dentado da superfície onde se dá o movimento provoca uma deformação na base da gota, induzindo diferenças de pressão no filme de vapor, gerando uma força de avanço na gota (figura 1.4). No entanto, também consideram a importância de um escoamento termocapilar ao longo da base da gota. A superfície da gota mais próxima do degrau está, provavelmente, aquecida acima da temperatura de ebulição, induzindo um escoamento na direção x . Devido à assimetria dos dentes, isto poderá resultar numa ação de propulsão que, com as forças de histerese no degrau, induzem uma força de reação, movendo a gota.

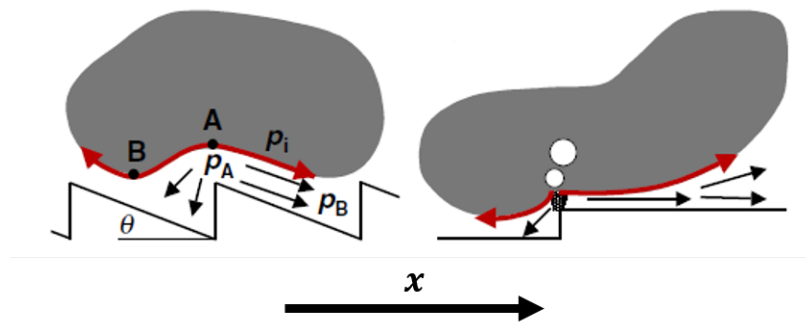


Figura 1.4: Cenário proposto por Linke *et al.* (2006) para explicar a propulsão de uma gota. O vapor no ponto A escapa pelas laterais, ao longo dos dentes. As setas vermelhas mostram o escoamento termocapilar. [Adaptado de Linke *et al.* (2006)]

Também Lagubeau *et al.* (2011) confirmam a importância de um gradiente térmico na propulsão de Leidenfrost devido ao efeito de Marangoni. Sabendo que o aumento de temperatura reduz a tensão superficial, o gradiente térmico existente entre a base da gota, que se encontra à temperatura de ebulição e o limite superior da gota, que está em contacto com o ar ambiente, induz pequenas variações nessa propriedade. A deslocação ocorre devido aos desequilíbrios da tensão superficial, provocados pelo aquecimento assimétrico da gota, uma vez que esta movimenta-se numa superfície de perfil assimétrico. No entanto, também consideraram outras hipóteses:

- as gotas de Leidenfrost são capazes de oscilar espontaneamente junto à superfície, transferindo parte da energia cinética na direção vertical para a direção horizontal, devido à inclinação dos dentes;

- uma onda de matéria dentro da gota propaga-se desde o limite anterior até ao posterior da gota, fazendo com que o transporte de matéria seja possível na direção do seu movimento;
- à medida que a gota perde massa, se o fluxo de vapor for direcional, poderá provocar o movimento desejado, devido à inclinação dos dentes.

Esta última hipótese para explicar o movimento de um corpo de Leidenfrost é a única que não tem em conta a deformabilidade do mesmo, partindo do princípio que este é líquido. Assim, considerou-se a possibilidade do movimento de corpos sólidos através da propulsão de Leidenfrost, como é o caso do gelo seco ou dióxido de carbono (CO_2) no estado sólido através da sublimação do mesmo (Lagubeau *et al.*, 2011). Quando colocados no mesmo tipo de superfícies usadas para o movimento das gotas, desde que estejam aquecidas acima do ponto de Leidenfrost para o CO_2 , movem-se na mesma direção que as gotas (figura 1.5). Consequentemente, conclui-se que o principal mecanismo de propulsão não tem a haver com a deformabilidade das gotas, dado que o gelo seco é sólido, mas sim com a interação entre o vapor produzido na base do corpo em propulsão e a geometria da superfície aquecida (Lagubeau *et al.*, 2011).



Figura 1.5: Propulsão de gelo seco. Um disco de dióxido de carbono sólido numa calha dentada aquecida propulSIONA-se, como observado em gotas líquidas. A barra indica 1 *cm* e o intervalo de tempo entre cada foto é de 300 *ms*. [Extraída de Lagubeau *et al.* (2011)]

1.3. Características da Camada de Vapor

Diversos estudos procuraram caracterizar o escoamento de vapor, tentando perceber qual o mecanismo físico por detrás da propulsão de um corpo através do efeito de Leidenfrost. A hipótese que reúne maior consenso é a de Dupeux *et al.* (2011a) que afirmam que, se uma superfície for dotada de um perfil dentado assimétrico, o escoamento de vapor dá-se lateralmente e orienta-se segundo a direção descendente da inclinação dos dentes (figura 1.6). Este escoamento gasoso aplica uma força de arrasto viscoso sobre o corpo de Leidenfrost, fazendo com que este se desloque na mesma direção. Esta teoria é suportada pelos próprios estudos experimentais de Dupeux *et al.* (2011a) e por análises numéricas feitas por Cousins *et al.* (2012) e Baier *et al.* (2013).

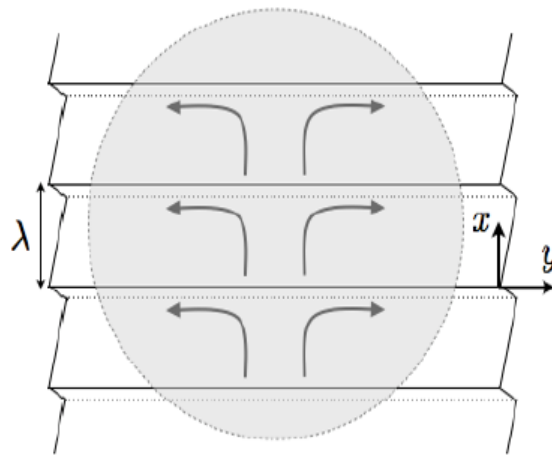


Figura 1.6: Esquema de como se dá escoamento de vapor entre a calha dentada e a gota de água (a cinzento). Cada dente promove um escoamento de vapor na direção de x , que escapa lateralmente. [Adaptada de Dupeux *et al.* (2011a)]

No entanto, pouco ainda se sabe sobre a geometria e dinâmica da camada de vapor de Leidenfrost. Esta forma-se sob a gota, quando a superfície em que se encontra está acima da temperatura de Leidenfrost para esse líquido e levita e isola a gota. Para suportar a gota, contrariando o efeito da gravidade, a pressão na camada de vapor tem de ser superior à pressão ambiente. Isto deforma a base da gota na forma de uma tigela invertida (Caswell, 2014), como mostra a figura 1.7.

Os primeiros a estudar as características da camada de vapor foram Biance *et al.* (2003) que, usando a difração de um laser *He-Ne*, determinaram a espessura do filme de vapor situada entre os 10 e os 100 μm . Como uma gota de Leidenfrost evapora, esta

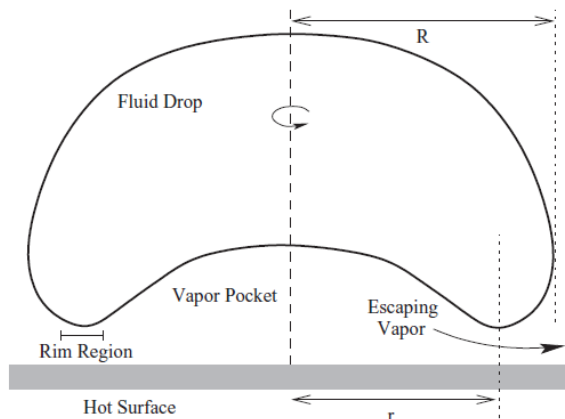


Figura 1.7: Esquema da secção de corte de uma gota de Leidenfrost assimétrica. A gota é levitada sobre um filme de vapor a alta pressão, alimentado pela evaporação da gota e que escapa entre o pequeno espaço entre a gota e a superfície da borda da gota (indicada por "rim"). [Extraída de Caswell (2014)]

espessura deve variar com o tempo. Ao realizarem uma experiência em que injetaram continuamente uma gota com líquido, a uma taxa constante, Biance *et al.* (2003) aperceberam-se que, ao fixarem a taxa de injeção de água, quanto maior a taxa, maior será a gota. Também a espessura do filme de vapor é constante em função do tempo, mas varia em função do tamanho de gota. Apesar da sua dimensão ser bastante menor que o raio da gota, a espessura da película de vapor aumenta com o aumento do raio de gota.

Com recurso também a um laser *He-Ne* e a uma câmara de alta velocidade, Burton *et al.* (2012) estudaram a geometria da camada de vapor por baixo de uma gota de Leidenfrost. Incidindo o laser num prisma, que é refletido imediatamente para a base da gota, extraíram imagens das interferências que ocorrem entre a base da gota e a superfície superior do prisma (figura 1.8), tendo tirado diversas conclusões:

- ainda que o filme de vapor varie significativamente quanto à sua forma, para um grande intervalo de temperaturas a que a superfície está aquecida, as suas propriedades não dependem muito do fluxo de evaporação proveniente da gota;
- as bandas de interferência definem a geometria da camada de vapor, sendo estas mais visíveis no centro do filme de vapor e num pequeno anel que o delimita (figura 1.9 (a));

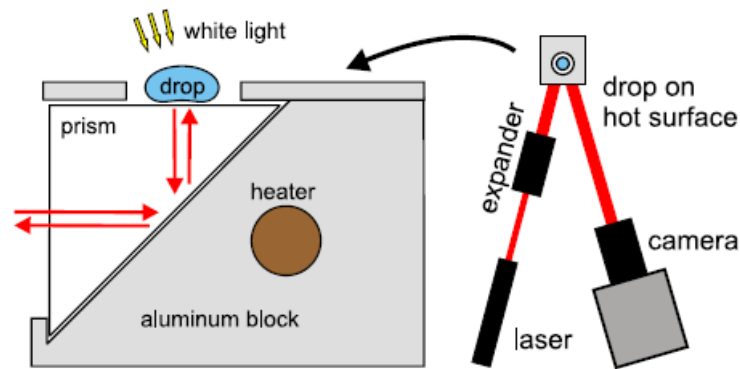


Figura 1.8: Esquema do equipamento utilizado por Burton *et al.* (2012). Gotas de água foram depositadas na superfície de um prisma encaixado num bloco de alumínio. A luz refletida do laser causa interferência entre a base da gota e a superfície superior do prisma. [Adaptado de Burton *et al.* (2012)]

- a geometria da película de vapor é praticamente independente da temperatura do substrato, dependendo apenas do tamanho da gota. Para gotas pequenas, o padrão de interferência é observado para toda a camada de vapor. Já para gotas maiores, o padrão de interferência é de maior complexidade, pois a camada de vapor torna-se instável, tendo de ser modelado (figura 1.9 (b)).

Caswell (2014) continuou os estudos sobre a camada de vapor, incidindo agora sobre a dinâmica da mesma. Utilizando o mesmo equipamento de Burton *et al.* (2012) mas usando técnicas de processamento de imagem que permitem extrair mais informações das imagens de interferências. Estas técnicas medem a frequência de oscilação da forma da borda da gota em função do tamanho de gota, tendo chegado às seguintes conclusões:

- gotas grandes têm perfis de altura à volta da borda da gota bastante ativos em que diversas partes do limite se movem verticalmente. Já gotas mais pequenas têm perfis mais latentes, havendo pouca flutuação na frequência de oscilação;
- nenhuma gota permaneceu estável enquanto estiveram paralelas ao prisma, pois observou-se sempre alguma inclinação ou variação do perfil de altura à volta da borda da gota. Caswell (2014) afirma que uma possível explicação para este fenómeno será que a gota é capaz de baixar o seu centro de massa, através da introdução de uma assimetria no perfil de altura da borda;

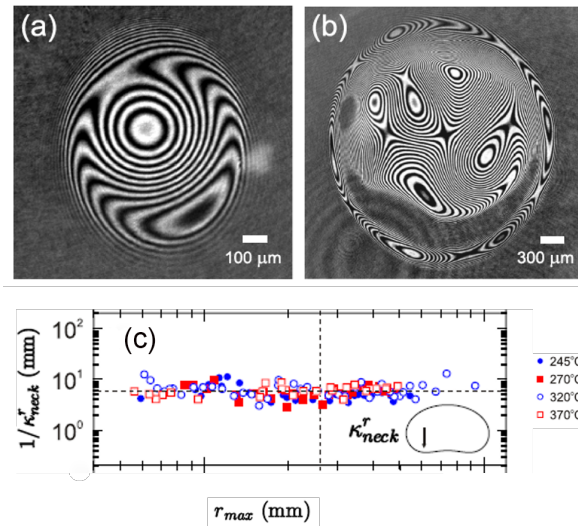


Figura 1.9: (a) Padrão de interferência a uma temperatura de superfície $T_{sup} = 245^{\circ}\text{C}$ para uma pequena gota de água de raio $r_{max}=1,2\text{mm}$. (b) Padrão de interferência a uma temperatura de superfície $T_{sup}=245^{\circ}\text{C}$ para uma gota grande de água de raio $r_{max}=2,7\text{mm}$. (c) Raio radial de curvatura do limite da gota (“neck”) versus r_{max} . Este é praticamente independente da T_{sup} e depende maioritariamente do raio da gota r_{max} . [Adaptado de Burton *et al.* (2012)]

- de modo a equilibrar o balanço entre o fluxo que entra e sai da película de vapor, a gota baixa a altura do seu centro de massa, aumentando o fluxo de vapor que entra e diminuindo o fluxo de vapor que sai, baixando a energia potencial de todo o sistema. Assim, o caso da assimetria é instável para pequenas perturbações no perfil de altura da borda da gota e haverá sempre alguma variação na altura à volta desta;
- a magnitude absoluta de flutuação da altura não parece depender do tamanho de gota, permitindo aferir que a instabilidade ocorre devido à capacidade que o vapor tem em escapar da película quando o bordo é não uniforme.

A dinâmica do perfil de altura do bordo da gota é controlada por diversas variáveis como o fluxo de vapor que escapa da fina película de vapor e a forma da gota. Gotas maiores são mais “ativas”, tendo múltiplos pares de extremos locais de interferências que se modificam em localização e tamanho em função do tempo. Gotas mais pequenas têm apenas um par de extremos de interferências fixos na posição e tamanho (Caswell, 2014).

1.4. Aplicações

A evaporação ou sublimação de um corpo de Leidenfrost e a película de vapor resultante devem-se ao calor fornecido pelo substrato quente, enquadrando-se no regime de ebulição de película. Este regime tem um papel importante no arrefecimento de certos dispositivos, logo, se estiver presente uma camada de vapor entre o líquido e o equipamento a ser arrefecido, a transferência de calor é drasticamente reduzida, tornando o arrefecimento ineficiente. Ainda que seja um processo inadequado quando se deseja um arrefecimento rápido (Brutin, 2015), poderá constituir uma alternativa a algumas bombas circuladoras (Linke *et al.*, 2006). O calor residual que normalmente se teria de extrair, poderá ser aproveitado para a circulação de um fluido refrigerante, dispensando qualquer sistema de bombagem.

Linke *et al.* (2006) referem ainda a possibilidade da sua utilização para dimensões de dentes menores que a escala milimétrica, algo que foi confirmado por Ok *et al.* (2011). A utilização de substratos de superfícies dentadas com dimensões micro e sub-micro poderá ser uma maneira de melhorar a eficiência da transmissão de calor associada a sprays e podendo também evitar o ressalto que costuma ocorrer quando as gotas são depositadas em superfícies quentes, possibilitando o seu uso em sistemas de arrefecimento de reatores nucleares (Ok *et al.*, 2011).

Em 2012, Hashmi *et al.* (2012) demonstraram que uma pequena plataforma também pode ser levitada por uma camada de vapor. Esta plataforma pode transportar uma certa carga e mover-se sem atrito sobre o substrato quente, quer este seja inclinado, quer se for dotado de um perfil de dentado assimétrico (figura 1.10). Sob a plataforma são depositadas gotas de água distribuídas uniformemente pela base, que depois é lentamente virada de modo a não induzir velocidade inicial. Com o aumento da temperatura do substrato observaram que a plataforma só desliza até um certo valor de carga máxima, passado esse valor, não se desloca. Se aperfeiçoado, esta plataforma de Leidenfrost pode ser usada em várias aplicações de engenharia em que existe movimento relativo entre superfícies e também para o transporte de pequenas massas (Hashmi *et al.*, 2012).

Cole *et al.* (2015) demonstraram que as superfícies de perfis dentados assimétricos usadas por Linke *et al.* (2006) para demonstrar a propulsão de Leidenfrost, também

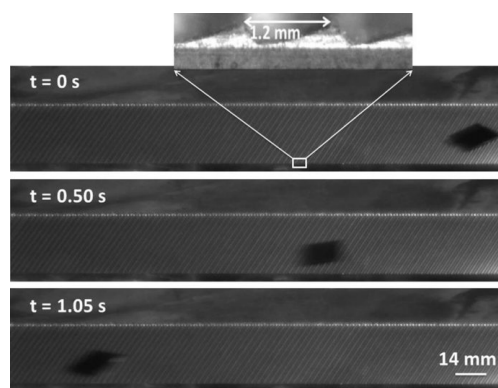


Figura 1.10: Plataforma de Leidenfrost que se auto-propulsiona sobre uma superfície de perfil dentado assimétrico. O período entre os dentes é de 1,2 *mm*. [Extraído de Hashmi *et al.* (2012)]

poderiam atuar como um termostato sem qualquer parte móvel. Como as gotas de água podem ser propulsionadas em diferentes direções, dependendo da temperatura da superfície, podem então ser direcionadas para zonas que arrefecem o sistema a diferentes taxas de arrefecimento. Este dispositivo imprime as gotas de água um movimento retilíneo de modo a arrefecer o sistema quando a temperatura está demasiado alta, mas altera o seu percurso numa direção lateral, para fora da superfície, quando a temperatura está demasiado baixo, permitindo que o sistema aqueça novamente até à temperatura desejada (figura 1.11).

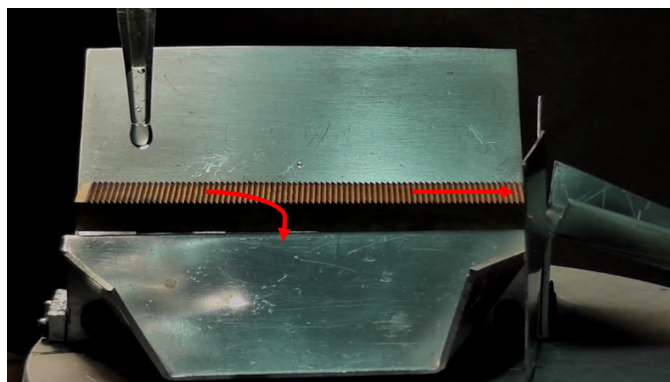


Figura 1.11: Uso da propulsão de Leidenfrost para a criação de um termostato. As setas mostram a direção das gotas consoante se se está a arrefecer ou aquecer o sistema. [Adaptado de Phys.Org (2015)]

O intervalo de temperaturas ficou restringido entre os 210°C e os 270°C, mas diferentes superfícies podem ser preparadas de modo a permitirem intervalos mais adequados.

Apesar de não ter aplicações para um uso no dia a dia, este dispositivo demonstra que o efeito de Leidenfrost pode dar funcionalidade a sistemas de arrefecimento que não façam uso de componentes mecânicos ou elétricos (Cole *et al.*, 2015).

No entanto, o efeito de Leidenfrost também pode ser desejado no controlo geométrico. Del Cerro *et al.* (2012) desenvolveram estruturas com micro-padrões que permitem a evaporação de gotas líquidas em locais pré-definidos. Isto é extremamente importante em aplicações que precisam de um controlo adequado da localização da gota. Mas a posição das gotas pode ser controlada com outro tipo de métodos como descreve Piroird *et al.* (2013). Depositando gotas de oxigénio líquido, que é paramagnético e se encontra sob o efeito de Leidenfrost à temperatura ambiente, sobre uma superfície, e usando um íman, foi possível abrandar e até capturar estas gotas (figura 1.12). Este tipo de controlo pode ser de grande interesse na área da engenharia aeroespacial, onde o oxigénio líquido é utilizado como propulsor quando combinado com hidrogénio líquido ou querosene, para se controlar a posição do oxigénio líquido perto da saída da câmara de combustão do foguetão.

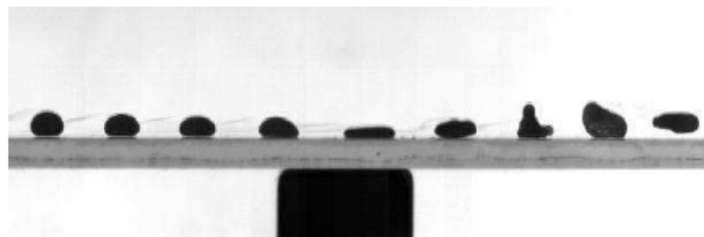


Figura 1.12: Gota de oxigénio líquido de raio 1 mm a passar sobre um íman (retângulo preto sob o vidro) a uma velocidade de 60 cm/s . O intervalo de tempo entre cada foto é de 8 ms . [Extraído de Piroird *et al.* (2013)]

Este tipo de controlo de gotas, estudado por Piroird *et al.* (2013), seria interessante de associar ao trabalho de Elbahri *et al.* (2007) que demonstra como o movimento de gotas de água contendo partículas metálicas sobre uma superfície de silicone à temperatura de Leidenfrost, é capaz de depositar linhas e círculos de metais, como se pode observar na figura 1.13, de apenas algumas centenas de nanómetros, podendo tornar-se uma aplicação bastante útil para fabricações em nanotecnologia.

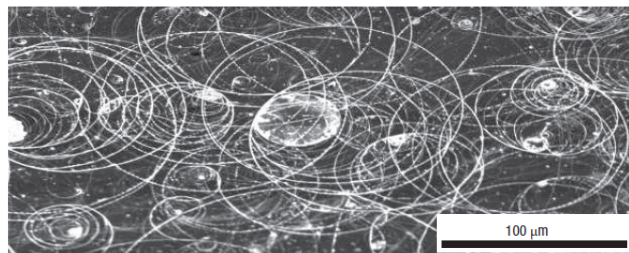


Figura 1.13: Anéis de nanopartículas ZnO são depositados por gotas de água quando se movem sobre uma superfície aquecida de silicone. [Extraído de Bain (2007)]

1.5. Efeitos paramétricos associados à propulsão de Leidenfrost

1.5.1. Tempo de vida das gotas de Leidenfrost

Uma maneira de caracterizar o efeito de Leidenfrost, como descrito por Soto & Cohen (2014), consiste na medição da evolução do tempo de vida τ de uma gota que foi depositada sobre um substrato, em função da temperatura de superfície (figura 1.14). A altas temperaturas, forma-se uma camada de vapor que isola termicamente a gota, podendo esta sobreviver por vários décimos de segundo. Ao diminuir-se a temperatura, observa-se uma rápida transição, correspondente ao ponto de Leidenfrost (normalmente entre os 150 e os 200°C para a água), em que a superfície não está quente o suficiente para formar uma película de vapor. Assim, o estado hidrofóbico em que a gota permanecia é substituído por uma ebulição violenta, diminuindo drasticamente o tempo de vida da gota.

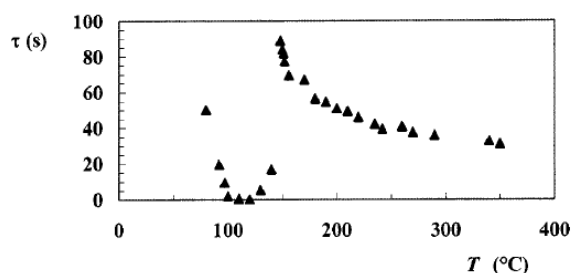


Figura 1.14: Tempo de vida τ de uma gota de água de 1 mm de raio, em função da temperatura de superfície de uma placa de Duralumínio, na qual é depositada. Verifica-se que o ponto de Leidenfrost é à volta dos 150°C. [Extraído de Biance *et al.* (2003)]

1.5.2. Influência da temperatura de superfície

Linke *et al.* (2006) e Ok *et al.* (2011) concluíram que a influência da temperatura de superfície em que as gotas se deslocam é ditada por dois tipos de regimes (figura 1.15). O primeiro regime, ocorre a baixas temperaturas e as gotas atingem os valores máximos de velocidade. Neste regime, a gota ainda não é totalmente suportada pelo filme de vapor, ainda bastante fino, e ocorre ebulição nucleada devido ao contacto entre a gota e os dentes. A temperatura a que uma gota se começa a mover é ligeiramente inferior à do ponto de Leidenfrost. Este só é atingido quando há separação total entre a gota e o substrato devido à formação da película de vapor. Quando se alcança um valor máximo para a velocidade da gota, esta diminui com o aumento da temperatura de superfície, entrando-se no regime de altas temperaturas, marcado pelos 300°C. Neste segundo regime, associado a altas temperaturas, os valores da velocidade são inferiores, sendo mais constantes com o aumento da temperatura. As gotas de água também já estão em completa suspensão, pois a espessura da camada de vapor já é suficientemente grande para suportar a gota.

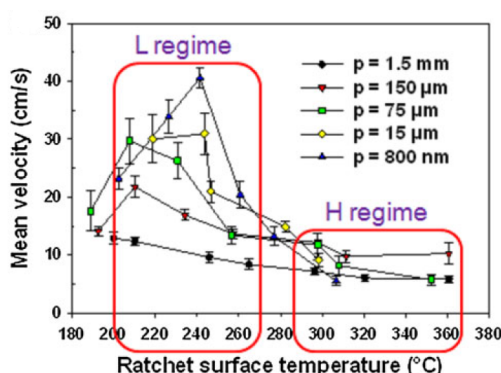


Figura 1.15: Velocidade média de uma gota em função da temperatura de superfície, para os vários períodos dos dentes testados. No regime de altas temperaturas, *H regime*, Linke *et al.* (2006) referem que a influência na velocidade é praticamente nula, mas Ok *et al.* (2011) concluíram que há uma ligeira redução da velocidade com o aumento da temperatura. [Adaptado de Ok *et al.* (2011)]

1.5.3. Influência das dimensões dos dentes

As calhas de Leidenfrost são estruturas com a habilidade de movimentar gotas de líquido quando estão aquecidas acima do ponto de Leidenfrost. Assim que se alcança

esta temperatura, a gota levita sobre a superfície, na direção de inclinação dos dentes, conseguindo alcançar velocidades terminais de 10 cm/s , para superfícies em que a altura dos dentes, $H_{dentees}$, está entre os $0,1$ e $0,3\text{ mm}$ e o período dos dentes, λ , entre os 1 e 3 mm (Linke *et al.*, 2006). Marín *et al.* (2012) continuaram os estudos de Linke *et al.* (2006) sobre propulsão de gotas sobre superfícies de textura semelhante, a uma escala micrométrica. O período dos dentes, λ , foi mantido constante, alterando-se apenas a altura, $H_{dentees}$, por forma a variar a inclinação dos dentes. Deste estudo concluíram haver um aumento da força de propulsão para dentes de maior inclinação e para menores temperaturas de superfície, como mostra a figura 1.16.

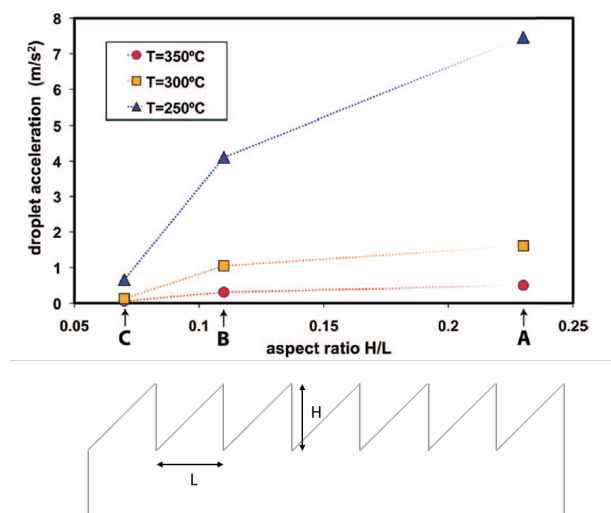


Figura 1.16: Aceleração da gota em função da inclinação dos dentes da superfície para diferentes temperaturas e esquema de uma calha com superfície dentada assimétrica. Neste caso, o período dos dentes encontra-se representado por L e não λ , seguindo a nomenclatura de Marín *et al.* (2012). [Adaptado de Marín *et al.* (2012)]

Ok *et al.* (2011) também efetuaram estudos sobre a propulsão de gotas a uma escala micrométrica, tendo conseguido alcançar velocidades terminais na ordem dos 40 cm/s . Ao contrário de Marín *et al.* (2012), variaram o período dos dentes, tendo mantido a altura constante e, conseqüentemente a sua inclinação. Para o regime de temperaturas mais baixas verificaram que a velocidade atingida nestas condições é superior, pois ainda existem contactos entre o topo dos dentes e a gota, dado a camada de vapor ser ainda muito fina. Como é maior a quantidade de dentes em contacto, maior será a taxa de transferência de calor, o que gera uma força de propulsão total mais elevada. Isto

mostra que um aumento do período dos dentes, diminui a velocidade média máxima de propulsão da gota (figura 1.17). No segundo regime, Ok *et al.* (2011) mostraram que a influência da geometria da superfície na velocidade não é tão relevante, pois a gota já se encontra em levitação total.

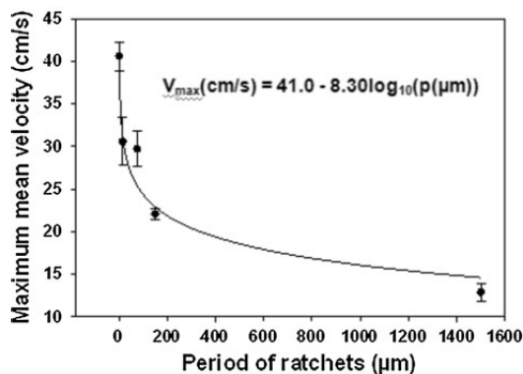


Figura 1.17: Velocidade média máxima de gota em função do período dos dentes. [Adaptado de Ok *et al.* (2011)]

1.5.4. Influência das dimensões da gota

A propulsão de gotas só ocorre se as gotas forem de tamanho superior ao período do dentado da superfície, pois é necessário que o fluxo de vapor contacte a calha ao longo de uma distância superior a esse comprimento (Lagubeau *et al.*, 2011). Para caracterizar o tamanho das gotas surge um comprimento característico denominado de comprimento capilar, l_c , que resulta do balanço entre as forças gravitacionais e de tensão superficial, os dois tipos de força que atuam numa gota em levitação (Soto & Cohen, 2014). Para a água, a uma temperatura de 100°C, este valor ronda os 2,5 mm de raio e é obtido por:

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho \cdot g}} \tag{1.1}$$

sendo γ , a tensão superficial líquido-gás, ρ , a massa volúmica da gota e g , a aceleração gravítica. Gotas de dimensão inferior ao comprimento capilar têm uma forma quase-esférica, pois o efeito da gravidade é desprezável em comparação com as forças de tensão superficial. As gotas de maior dimensão terão uma forma mais achatada, dado que o efeito da gravidade já é relevante (figura 1.18).

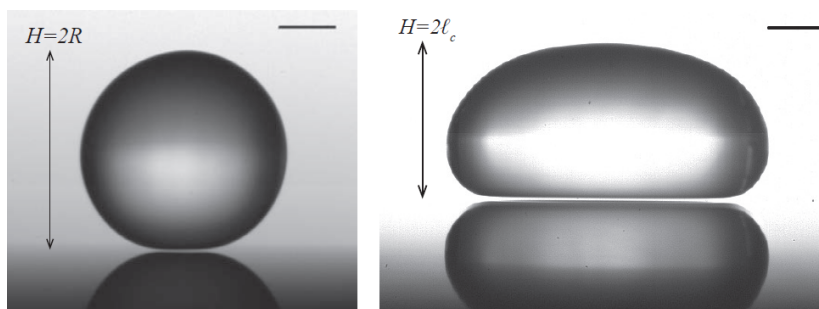


Figura 1.18: Imagem da esquerda: gotas pequenas têm uma forma quase-esférica devido à tensão superficial (Escala de 1 mm). Imagem da direita: gotas de maiores dimensões têm forma achatada devido ao efeito da gravidade, tendo uma altura máxima igual a duas vezes o comprimento capilar (Escala de 2 mm). [Extraído de Soto & Cohen (2014)]

No entanto, a dimensão das gotas também terá influência no seu movimento. No regime de altas temperaturas, gotas mais pequenas vêm a sua curvatura alterar-se no tempo de forma complexa, originando resultados bastante variáveis de velocidade. A partir de dimensões próximas do comprimento capilar, os resultados estabilizam, havendo uma redução da velocidade com o aumento do volume da gota (Linke *et al.*, 2006). Já Lagubeau *et al.* (2011) obtêm resultados diferentes para o mesmo regime de temperatura. Determinaram que a força de propulsão aumenta proporcionalmente com o aumento do raio da gota e que, para raios entre os 0,8 e os 2,8 normalizados para o comprimento capilar à temperatura de saturação da água, $2,5\text{ mm}$, a velocidade terminal varia muito pouco com o aumento do tamanho de gota (figura 1.19).

Não são testadas gotas de raio superior a 10 mm , pois a película de vapor começa a tornar-se instável para dimensões de gota dessa ordem de grandeza. Neste caso, formam-se bolhas de vapor que começam a subir a partir do centro da gota até rebentarem quando chegam à interface superior (figura 1.20). Isto é interpretado como uma instabilidade de Rayleigh-Taylor da interface inferior da gota (Biance *et al.*, 2003).

De facto, Ok *et al.* (2011) concluíram que, para qualquer dos regimes de temperatura, as dimensões da gota têm um efeito pouco relevante na velocidade. Apesar de um maior tamanho de gota fazer com que o número de dentes responsáveis pela propulsão seja maior, o que teoricamente seria vantajoso, o aumento da massa a propulsionar e, conseqüentemente, o aumento da espessura da película de vapor anulam esse efeito,

não alterando significativamente a velocidade.

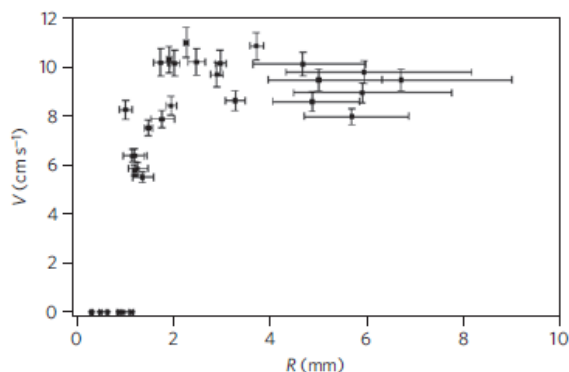


Figura 1.19: Velocidade terminal de uma gota de Leidenfrost numa calha dentada, aquecida a 360°C , em função do raio de gota. O período do dentado é de $1,5\text{ mm}$ e, para raios menores que este valor, as gotas não se deslocam. Para raios de gota entre os 2 mm e os 7 mm , a velocidade terminal varia ligeiramente com o aumento do raio, mas mantendo-se sempre na ordem dos 10 cm/s . [Extraído de Lagubeau *et al.* (2011)]

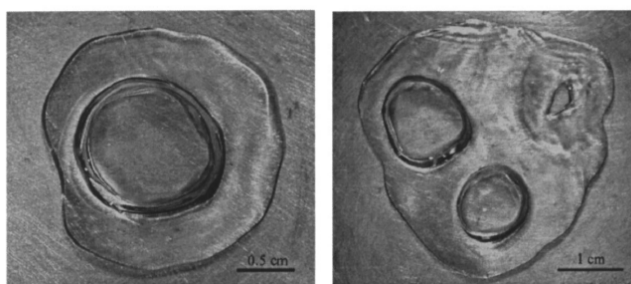


Figura 1.20: Gotas de raio superior a 1 cm numa placa de Duralumínio aquecida a 300°C , vistas de cima. Dependendo da sua dimensão, uma ou várias bolhas de vapor sobem e rebentam na sua interface superior. As escalas indicam $0,5\text{ cm}$ e 1 cm , respetivamente. [Extraído de Bianco *et al.* (2003)]

1.5.5. Influência da velocidade de impacto da gota

Para que ocorra movimento das gotas, estas têm de ser depositadas sobre a uma superfície de dentado assimétrico, sendo que a ação de deposição implica sempre que seja induzida à gota, uma velocidade de impacto. A velocidade de impacto de uma gota pode ser dada pela seguinte equação:

$$v_0 = \sqrt{2g(H_p - D_0)} \quad (1.2)$$

em que g é a aceleração da gravidade, H_p , a altura de deposição da gota e D_0 , o diâmetro inicial da gota. De modo a determinar a influência que esta velocidade tem na velocidade de propulsão de uma gota, recorre-se ao cálculo do número de Weber:

$$We = \frac{\rho D_0 v_0^2}{\gamma} \quad (1.3)$$

em que ρ e γ são, respetivamente, a massa volúmica e a tensão superficial da gota de água à temperatura de ebulição.

O número de Weber é um número adimensional que mostra a importância relativa entre a energia cinética de um fluido e a sua energia de superfície. Pode-se concluir, que uma maior altura de deposição irá aumentar a velocidade de impacto e, consequentemente, o número de Weber, sendo maior a sua influência na velocidade de propulsão da gota. Também se assume que uma gama de baixos números de Weber dentro da mesma ordem, para diferentes gotas, implica que a velocidade de impacto da gota na superfície dentada contribua para a velocidade de propulsão, de maneira semelhante em todos ensaios (Ok *et al.*, 2011).

1.6. Objetivos

Como se pode inferir da revisão bibliográfica anterior, são diversos os parâmetros que influenciam a velocidade atingida durante a propulsão de Leidenfrost de uma gota. A temperatura da superfície, a morfologia do substrato e o tamanho da gota a propulsão são decisivos para que ocorra movimento e respetivas características desse movimento.

O trabalho realizado por Lagubeau *et al.* (2011) permite tirar conclusões importantes acerca da influência do tamanho de gota na velocidade de propulsão das mesmas. Verifica-se que gotas de tamanho inferior ao período do dentado da superfície ($d_{gota} < \lambda$) onde são depositadas, não se deslocam, sendo necessário que o fluxo de vapor contacte a calha ao longo de uma distância superior a esse comprimento. Para o regime de altas temperaturas, a velocidade terminal de uma gota pouco se altera com o aumento do seu raio, algo que também é reiterado por Ok *et al.* (2011). De facto, confirmam

que, para ambos os regimes de temperatura, a influência é pouco relevante, no entanto, verifica-se uma pequena redução da velocidade com o aumento do raio da gota.

Também a alteração da geometria do dentado é relevante na influência da velocidade das gotas. Ok *et al.* (2011) refere que uma diminuição do período dos dentes, mantendo-se constante a altura do dentado, lhe tem associado um aumento da velocidade de propulsão. Já Marín *et al.* (2012), alterando a altura do dentado e mantendo constante o seu período tem para maiores alturas, obtém um aumento da força de propulsão devido à melhoria da polarização do escoamento de vapor.

Já Burton *et al.* (2012) e Caswell (2014) estudaram a camada de vapor de uma gota em levitação estática, tendo concluído que a geometria da camada de vapor é praticamente independente da temperatura da superfície, dependendo apenas do tamanho de gota e que a altura a que esta se encontra a levitar do substrato não depende do tamanho de gota.

Tendo em conta as considerações anteriores, um dos objetivos deste trabalho consiste em aferir qual a influência do aumento do raio de gotas de água em superfícies de dentado assimétrico de período constante e para texturas de ordem milimétrica. Desta maneira, foram testadas peças cujas variações geométricas residem, apenas, na altura dos dentes e depositando nelas, gotas de diferentes raios.

Por fim, faz-se uma análise física dos fenómenos em jogo dentro da gota e na sua camada de vapor, de modo a melhor entender a influência de cada um dos parâmetros avaliados a partir dos resultados experimentais obtidos.

2 Análise matemática da levitação de gotas pelo efeito de Leidenfrost

Neste capítulo apresentam-se algumas considerações teóricas sobre a forma das gotas levitarem pelo efeito de Leidenfrost, doravante designadas por gotas de Leidenfrost, e algumas características inerentes à camada de vapor que as suporta, em superfícies planas, de modo a melhor perceber os fenómenos físicos que as influenciam.

2.1. Formas da gota de Leidenfrost

A dedução das relações de escala para as formas de gotas de Leidenfrost baseou-se no estudo de Quéré (2013). Uma gota de Leidenfrost assemelha-se a uma gota incidente numa superfície superhidrofóbica perfeita. Não havendo contacto entre esta e a superfície, o ângulo de contacto aparente entre ambas será de 180° . Isto explica-se através da relação de Young, que relaciona o ângulo de contacto de um líquido num sólido com base nas diferentes tensões superficiais γ_{ij} :

$$\cos \theta = \frac{(\gamma_{SV} - \gamma_{SL})}{\gamma_{LV}} \quad (2.1)$$

em que os índices S, L e V correspondem a sólido, líquido e vapor, respetivamente. Substituindo o índice S por V, dada a interface de uma gota de Leidenfrost ser líquido-vapor, o valor do ângulo de contacto será, realmente, $\theta = 180^\circ$. A única tensão superficial a atuar na gota é do tipo líquido-vapor, que será denotada por γ .

Como referido anteriormente, o comprimento característico de uma gota é dado pelo comprimento capilar, l_c , que resulta do balanço entre as forças gravitacionais e de tensão superficial, os dois tipos de força que atuam numa gota em levitação (Soto & Cohen, 2014). Gotas de dimensão inferior ao comprimento característico têm forma quase esférica, enquanto que gotas de comprimento superior são achatadas devido ao efeito da gravidade. Estas gotas maiores podem ser aproximadas por discos de raio R e espessura H. A transição entre as esferas e discos ocorre quando a energia gravitacional

de uma esfera, E_g , se torna superior à sua energia de superfície, E_s , representada na figura 2.1:

$$E_g \sim mgH \sim \rho V g H \sim \rho R^3 g R \sim \rho g R^4 \quad (2.2)$$

$$E \sim F \cdot \Delta x \sim F_\gamma \cdot R \sim \gamma R^2 \iff E_s \sim \gamma R^2 \quad (2.3)$$

onde ρ é a massa volúmica do líquido, g , a aceleração da gravidade, γ , a tensão superficial a atuar na gota e, para uma esfera, $H = R$.

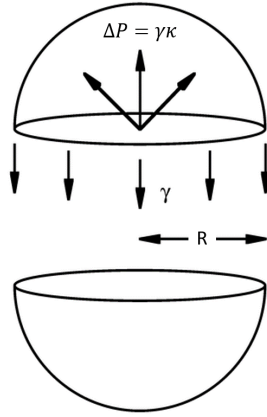


Figura 2.1: Esquema de como a tensão superficial e a pressão interna atuam numa gota de Leidenfrost. [Adaptado de Syms *et al.* (2003)]

Igualando as duas, significa que a energia gravitacional que induz o espalhamento da gota é compensada pela energia de superfície que a mantém como gota. Algo que acontece quando o raio da gota é da mesma ordem de grandeza do que o comprimento capilar, logo, $R \sim l_c$. Assim,

$$\rho g l_c^4 = \gamma l_c^2 \iff \rho g l_c^2 = \gamma \implies l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho \cdot g}} \quad (2.4)$$

A pressão de Laplace, ΔP , que atua na interface da gota, pode ser escrita como: $\Delta P = \gamma(2/H + 1/R)$, em que R e $H/2$ são a curvatura no plano horizontal e vertical, respetivamente. Para gotas de grandes dimensões ($R > l_c$ e $H \ll R$), fica reduzida a $\Delta P \approx 2\gamma/H$. Igualando à pressão hidrostática correspondente a metade da gota, $\rho g H/2$, obtém-se a espessura para gotas de grandes dimensões:

$$2\gamma H = \rho g H/2 \iff \frac{4\gamma}{\rho \cdot g} = H^2 \implies H = 2l_c \quad (2.5)$$

Para se obter a expressão exata para a curvatura da gota, a pressão de Laplace, já será expressa por $\gamma\kappa$, em que κ representa a curvatura da interface da gota, é equilibrada pela pressão hidrostática, $\rho g(H - z)$, em que z é a coordenada vertical a começar na superfície (figura 2.2). Esta equação pode ser reescrita como:

$$\gamma\Delta\kappa = \rho g(H - z) \iff \frac{\gamma}{\rho g}\Delta\kappa = (H - z) \iff l_c^2\Delta\kappa = (H - z) \quad (2.6)$$

$$\iff \Delta\kappa = \frac{(H - z)}{l_c^2} \iff \Delta\kappa = \frac{(H - z)}{l_c^2} \implies \kappa = \kappa_0 + \frac{(H - z)}{l_c^2} \quad (2.7)$$

Em que κ_0 é a curvatura no topo da gota. Por um lado, gotas pequenas são quase esféricas de raio R , de curvatura $\kappa_0 \approx 2/R$ e altura $H \approx 2R$, enquanto que o topo de gotas grandes é praticamente plano, $\kappa_0 \approx 0$, o que leva a que a equação de forma para gotas de dimensão superior ao comprimento capilar seja:

$$\kappa \approx \frac{(H - z)}{l_c^2} \quad (2.8)$$

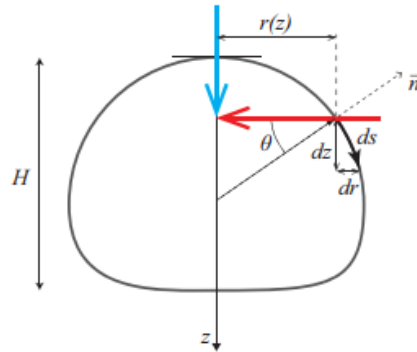


Figura 2.2: Esquema de como a curvatura de interface de uma gota varia deste o seu topo até à base em gotas de grandes dimensões. A seta azul representa a pressão hidrostática e de Laplace exercida na gota e a seta vermelha, a pressão de Laplace. Igualando estas duas expressões, extrai-se a curvatura de superfície, κ . A curvatura de gotas destas dimensões aumenta linearmente ao longo da interface, desde o seu topo ($z = H$, $\kappa = 0$) até à base ($z = 0$, $\kappa = H/l_c^2$). [Extraído de Soto & Cohen (2014)]

A temperatura no interior de uma gota de água que se encontra sob o efeito de Leidenfrost está a $99 \pm 1^\circ\text{C}$, correspondente à temperatura de saturação da água, o que implica os valores das grandezas representadas na tabela 2.1:

Tabela 2.1: Valores aproximados de algumas grandezas.

ρ (a 100°C)	960 kg/m^3
γ (a 100°C)	59 mN/m

A partir da equação (2.4), obtém-se um valor do comprimento capilar $l_c = 2,5 \text{ mm}$ e, Bianche *et al.* (2003) mediram, para uma gota de grandes dimensões, uma altura de $H = 5,1 \text{ mm}$, valor que está em conformidade com a equação (2.5). A transição de uma gota pequena para uma gota grande implica que a altura de líquido $H(R)$ primeiro aumente em função de $2R$, quando $R < l_c$, antes de saturar a $2l_c$, para $R > l_c$ (Vakarelski *et al.*, 2011).

Gotas pequenas também são achatadas pelo efeito da gravidade, mas só quando estão próximas da superfície (Mahadevan & Pomeau, 1999). Ainda que se esteja no limite $R < l_c$, uma pequena deformação δ da esfera de raio R que toca no substrato, produz um contacto relevante, como mostra a figura 2.3:

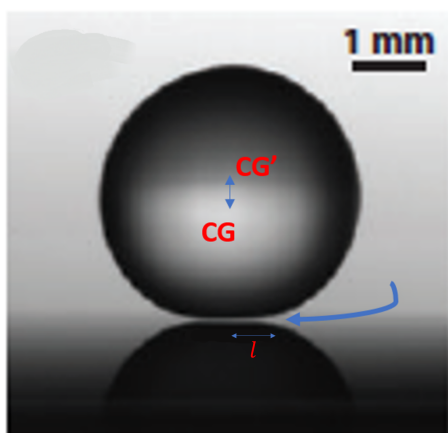


Figura 2.3: Gota pequena com ligeiro achatamento na sua base, como representado pela seta. A deformação, δ , ocorre devido ao ligeiro deslocamento do centro de gravidade da gota que, inicialmente, estaria no ponto CG' . [Adaptado de Quéré (2013)]

Sendo l o raio da região plana de contacto que a gota tem com a superfície, obtém-se:

$$l \sim (\delta R)^{1/2} \quad (2.9)$$

que aumenta à mais pequena deformação δ . Esta deformação resulta do peso da gota, $P_g \sim \rho g R^3$, e da força elástica $\gamma \delta$ e, por balanço de forças, o raio de contacto l será (Mahadevan & Pomeau, 1999):

$$\rho g R^3 = \gamma \delta \iff \rho g R^3 = l_c^2 \rho g \delta \iff \delta \approx \frac{R^3}{l_c^2} \quad (2.10)$$

$$l \sim (\delta R)^{1/2} \iff l \sim \left(\frac{R^4}{l_c^2}\right)^{1/2} \iff l \sim \frac{R^2}{l_c} \quad (2.11)$$

A pressão nesta região plana de contacto é $p_c = \frac{4}{3} \rho g \frac{R^3}{l_c^2}$ que pode ser obtida atravessando esta interface por de dentro da gota, cuja pressão interna é $p_i = 2\gamma/R$. No entanto, todos os argumentos acima assumem que o líquido e o vapor estão estáticos, o que não acontece.

Como verificado por Leidenfrost, há convecção no interior da gota, de viscosidade μ , e no filme de vapor, de viscosidade μ_v , que escapa lateralmente, pressionado pelo líquido. Estes escoamentos podem influenciar a forma da gota, podendo ser causados por vários fatores. Equilibrando as tensões viscosas na película de vapor, $\tau_v = \mu_v \frac{du_v}{dz} \sim \mu_v U/h$, em que U é a velocidade de escape do filme de vapor, com as tensões viscosas na gota $\tau = \mu \frac{du_g}{dr} \sim \mu V/R$, obtém-se a velocidade no interior da gota, V :

$$\tau \sim \tau_v \iff V \sim U \left(\frac{R}{h}\right) \left(\frac{\mu_v}{\mu}\right) \quad (2.12)$$

2.2. Física do filme de vapor

Uma característica única das gotas de Leidenfrost é que estas produzem vapor, no qual levitam, ao mesmo tempo que o pressionam, o que pode afetar a levitação. Estas ações antagónicas definem a espessura estacionária h do filme de vapor (Biance *et al.*, 2003). É, então, crucial entender as características do filme de vapor, de modo a prever-se a transferência de calor que ocorre entre a superfície e o líquido e a taxa de evaporação do líquido. Assim, segue-se o raciocínio de Quéré (2013) e Biance *et al.* (2003).

Evaporação em regime permanente

Considere-se uma gota de tamanho semelhante ao comprimento capilar l_c , para a qual a interface da base é plana e com forma semelhante ao de um disco de raio R e espessura da ordem de l_c , em regime permanente. O mecanismo principal de troca de calor entre a superfície e o líquido é por condução (Gottfried *et al.*, 1966). Como não há taxa de geração interna de energia, fazendo a aproximação de fluxo de calor unidimensional, e considerando as propriedades constantes, pode-se aplicar o análogo elétrico como:

$$q'' = k \frac{(T_{sup} - T_b)}{h} = k \frac{\Delta T}{h} \quad (2.13)$$

onde $\Delta T = T_{sup} - T_b$ é a diferença de temperatura entre a superfície e o ponto de ebulição do líquido, k é a constante de condutividade térmica do vapor e h é a espessura da camada de vapor.

Considerando uma gota de água em levitação pelo efeito de Leidenfrost, Bianco *et al.* (2003) refere a altura $h = 100 \mu m$, como um valor típico para a espessura da camada de vapor. Tomando a temperatura de superfície como $300^\circ C$, sendo um valor em que a gota permanece estável sob o efeito de Leidenfrost, a temperatura de saturação da água a $100^\circ C$ e a condutividade térmica do vapor de água, $k = 0,016 W \cdot m^{-1} K^{-1}$, obtém-se $q'' = 3,2 W/cm^2$.

O fluxo de calor transmitido por radiação é dada pela lei de Stefan-Boltzmann:

$$q''_{rad} = \sigma (T_{sup}^4 - T_b^4) \quad (2.14)$$

em que σ é a constante de Stefan-Boltzmann, T_{sup} , a temperatura de superfície e T_b , a temperatura de ebulição do líquido. Considerando uma gota de água, sob as condições anteriores, obtém-se $q''_{rad} \approx 0,05 W/cm^2$. Constata-se, portanto, que a importância do fluxo radiativo é menor em relação ao condutivo em duas ordem de grandeza, podendo ser desprezado.

Assim, pode-se deduzir o caudal mássico de líquido evaporado, \dot{m}_{vap} . Depois do curto período de tempo usado para aquecer o líquido até ao ponto de ebulição, T_b , tem-se:

$$h_{fg}\dot{m}_{vap} \sim \left(\frac{k\Delta T}{h}\right)R^2 \quad (2.15)$$

em que h_{fg} é o calor latente de evaporação. Como mencionado acima, o líquido pressiona o filme subjacente, forçando-o a escapar lateralmente. Este assemelha-se a uma fina e pequena fenda, permitindo recorrer-se à aproximação da lubrificação, uma simplificação das equações de Navier-Stokes, que é aceitável no caso presente, em que a espessura da camada de vapor é muito reduzida em relação ao seu comprimento longitudinal:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial z^2} \quad (2.16)$$

sendo p a pressão no seio do escoamento de vapor, μ_v a viscosidade dinâmica do vapor e u_v a componente segundo X da velocidade do vapor que escapa. Assumindo uma condição de não escorregamento em ambas as interfaces líquida e sólida ($z = 0$ e $z = h$, $u_v = 0$), obtendo-se a velocidade típica do escoamento de vapor, U :

$$U \sim \frac{h^2}{\mu_v} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.17)$$

Considera-se que o escoamento do vapor escapa pode ser descrito por um escoamento de Poiseuille, deduzindo-se uma relação entre o caudal mássico de vapor e o gradiente de pressão ∇P responsável pelo escoamento:

$$\dot{m}_{vap} \sim \left(\frac{\rho_v h^3}{\mu_v}\right) \nabla P \quad (2.18)$$

em que ρ_v é a massa volúmica do vapor. A gota aplica uma pressão hidrostática de ordem $\rho g l_c$ no filme de vapor, da qual se pode deduzir um fluxo de:

$$\dot{m}_{vap} \sim \left(\frac{\rho_v h^3}{\mu_v}\right) \rho g l_c \quad (2.19)$$

Em condições estacionárias, Bianche *et al.* (2003) e Gottfried *et al.* (1966) referem que a taxa de vapor que entra na camada é igual à que sai, podendo-se deduzir que a espessura do filme de vapor $h \sim (Rb)^{1/2}$, onde a distância b , que representa o comprimento do filme de vapor, é dada por:

$$b \sim \left(\frac{k\Delta T \mu_v}{h_{fg} \rho_v \rho g l_c}\right)^{1/2} \quad (2.20)$$

Os valores típicos dos parâmetros para o cálculo de b e, conseqüentemente, h , encontra-se na tabela 2.2, resultando em $b \approx 3 \text{ mm}$, o que dá um valor de espessura $h \approx 100 \text{ }\mu\text{m}$.

Tabela 2.2: Valores típicos de algumas grandezas.

k	$0,03 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
μ_v	$2 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
ρ_v	1 kg/m^3
ρ	10^3 kg/m^3

Assim, pode-se deduzir a quantidade de vapor produzida por unidade de tempo como:

$$\dot{m}_{vap} \sim \left(\frac{k\Delta T}{hl} \right) R^2 \sim \left(\frac{k\Delta T}{h_{fg}b^{1/2}} \right) R^{3/2} \quad (2.21)$$

Que tem um valor na ordem de 1 mg/s . Assumindo que a evaporação de gotas de grande dimensão ocorre principalmente na sua base, pode-se estimar o tempo de vida das mesmas como $\tau_g \sim m/\dot{m}_{vap}$, em que m é a massa inicial das gotas. A velocidade média do vapor U também pode ser deduzida por estas considerações, tendo-se $\dot{m}_{vap} \approx 2\pi Rh\rho_v U$, onde se tira uma velocidade na ordem de grandeza de 10^1 cm/s , estando em sintonia com o encontrado na bibliografia. O número de Reynolds, $Re \approx \rho_v h^2 U / R\mu_v$, que compara as forças de inércia com as forças viscosas, é da ordem de 10^{-1} , mostrando o papel importante das forças viscosas no filme de vapor.

No entanto, para gotas de pequena dimensão, a evaporação ocorre sobre toda a superfície da gota. Usando o mesmo raciocínio feito para gotas de grande dimensão, a pressão exterior ΔP que agora atua no filme é a pressão de Laplace, $\gamma\kappa = 2\gamma/R$ pois, gotas pequenas, exibem uma curvatura na base de $\kappa = 2/R$, sendo que o raio de contacto é dado por $l \sim R^2/l_c$ (equação 2.11), como mostra a figura 2.3. Então, a taxa de evaporação, \dot{m}_{vap} , e a espessura do filme de vapor, h serão, respetivamente:

$$\dot{m}_{vap} \sim \frac{k}{h_{fg}} \frac{\Delta T}{R} R^2 \quad (2.22)$$

$$h \sim \left(\frac{k\Delta T\mu_v\rho g}{h_{fg}\rho_v\gamma^2} \right)^{1/3} R^{4/3} \quad (2.23)$$

Evaporação em regime transiente

Na realidade, o tamanho das gotas evolui com o tempo, uma vez que o seu raio varia em função do tempo. O volume da gota diminui com o passar do tempo, devido à evaporação, até obter uma forma quase-esférica que evapora muito rapidamente. Isto deve-se à forma distinta como ocorre a evaporação para gotas grandes e gotas pequenas. Como referido acima, gotas grandes experienciam apenas evaporação na sua base, enquanto que em gotas pequenas a evaporação ocorre em toda a sua superfície.

Biance *et al.* (2003) observaram que com a diminuição do tamanho de gota, também o filme de vapor diminui a sua espessura, tendo deduzido as equações do raio e espessura da gota em função do tempo, para gotas de tamanho inferior e superior ao comprimento capilar. Assim, para $R > l_c$, em que R_0 correspondendo ao raio da gota para $t = 0$:

$$R(t) = R_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_g}\right)^2 \quad (2.24)$$

$$h(t) = \left(\frac{3k\Delta T\mu_v R_0^2}{4h_{fg}\rho_v\rho g l_c}\right)^{1/4} \left(1 - \frac{t}{\tau_g}\right) \quad (2.25)$$

em que:

$$\tau_g = 2 \left(\frac{4\rho l_c h_{fg}}{k\Delta T}\right)^{3/4} \left(\frac{3\mu_v}{\rho_v g}\right)^{1/4} R_0^{1/2} \quad (2.26)$$

Para gotas de tamanho $R < l_c$, tem-se:

$$R(t) = R_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_g}\right)^{1/2} \quad (2.27)$$

em que:

$$\tau_g \sim \frac{\rho h_{fg}}{k\Delta T} R_0^2 \quad (2.28)$$

A partir da evolução do raio da gota, Biance *et al.* (2003) concluíram que há um aumento na velocidade de retração da gota perto do momento em que está prestes a desaparecer. A partir da escala obtida na equação (2.28), o tempo de vida de gotas pequena é mais sensível à temperatura e do raio, do que em gotas de maior dimensão. Também a espessura do filme de vapor depende do raio da gota, aumentando de $R^{1/2}$ para gotas grandes e $R^{4/3}$ para gotas de raio inferior ao comprimento capilar, l_c .

2.3. Dinâmica das gotas de Leidenfrost

Segundo Quéré (2013), a ausência de uma linha de contacto à volta de uma gota em levitação torna-a hidrofóbica, como estudado por Leidenfrost, gerando também comportamentos dinâmicos observados em superfícies superhidrofóbicas. Estas gotas movem-se praticamente sem fricção (Dupeux *et al.*, 2011b).

De acordo com Quéré (2013), para uma gota que desliza sobre uma superfície plana aquecida acima do ponto de Leidenfrost para esse líquido, podem-se distinguir duas formas de fricção: a do tipo viscosa que ocorre na película de vapor e a fricção do ar ambiente. As seguintes deduções sobre gotas de Leidenfrost que deslizam numa superfície plana sem atrito aparente, dependem consideravelmente da forma que o líquido apresenta, portanto, de modo a simplificar, vão-se considerar gotas grandes de espessura l_c e raio R , quando este é superior a l_c .

Para $R > l_c$, a área de contacto da gota da camada de vapor é semelhante à área de superfície R^2 , portanto a força de fricção viscosa para uma gota a deslizar à velocidade V_g e uma espessura da película de vapor de h , será:

$$F_v \sim \left(\frac{\mu_v V_g}{h} \right) R^2 \quad (2.29)$$

Para uma gota de água a deslizar à velocidade $V_g = 1 \text{ m/s}$, em que a espessura do filme de vapor, h está na ordem dos 10^{-4} m , a viscosidade dinâmica do vapor, μ_v , na ordem dos $10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ e o seu raio, R , na ordem dos 10^{-3} m , a força de fricção estará na ordem dos 10^{-7} N , uma ordem de grandeza menor que o peso da própria gota, de densidade na ordem de 10^3 kg/m^3 . Em geral, a força principal de resistência ao movimento da gota é devido à inércia do ar:

$$F_i = \rho_v V_g^2 R l_c \quad (2.30)$$

para ρ_v na ordem de 10^0 kg/m^3 e l_c na ordem de dos 10^{-3} m F_i estará na ordem de 10^{-6} N , sendo dez vezes maior que F_v . Para gotas de tamanho inferior ao comprimento capilar, o raciocínio é o mesmo, em que o raio da zona de contacto dada por $l \sim R^2/l_c$, estando na ordem dos 10^{-3} m . Logo, $F_v \sim (\mu_v V_g/h) l^2$, estando na ordem dos 10^{-7} N , sendo praticamente desprezável.

Se o deslize da gota for iniciado devido a uma inclinação da superfície α , pode-se escrever a sua velocidade como:

$$F_i \sim mg \sin \alpha \implies V_g \sim \left(\frac{\rho R g \sin \alpha}{\rho_v} \right)^{1/2} \quad (2.31)$$

A distância percorrida pela gota é dada pela segunda lei de Newton:

$$F_i \sim \frac{mV_g^2}{D} \implies D \sim \frac{\rho R}{\rho_v} \quad (2.32)$$

3 Metodologia experimental

Neste capítulo descrevem-se os diversos componentes da instalação experimental e os procedimentos a seguir durante os ensaios experimentais realizados.

3.1. Instalação

3.1.1. Calhas de textura superficial dentada

As calhas de perfil dentado são a superfície sobre a qual os corpos de Leidenfrost se propulsionam. No estudo do movimento das gotas de água utilizaram-se peças em alumínio. Como este tem um ponto de fusão perto do intervalo de temperaturas a que foram realizados os ensaios, decidiu-se fazer o aquecimento indiretamente, ou seja, os perfis de alumínio foram colocados sobre um perfil de cobre, material de elevada condutibilidade térmica. Este é aquecido por resistências, transferindo o calor por condução ao alumínio. Estas foram as mesmas que foram desenvolvidas por Dionísio (2016) nas experiências da propulsão de gelo seco (figura 3.1) e, convém referir, que a sua escolha deve-se ao facto do cobre oxidar acentuadamente com hidrogénio gasoso presente no ar.

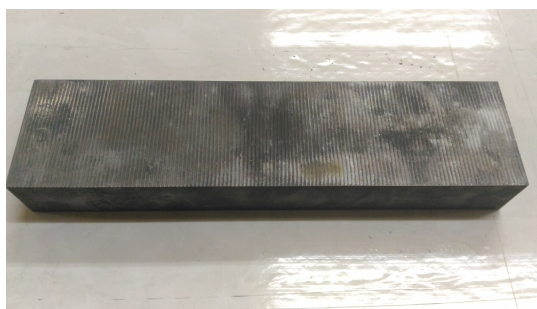


Figura 3.1: Exemplo de uma das calhas de alumínio utilizadas.

Assim, a escolha dos perfis de alumínio na propulsão de gotas de água líquida pretende-se com a obtenção resultados mais fiáveis, sem qualquer influência para além daquela que se quer estudar, que é a do tamanho de gota. Os perfis dentados foram maquinados numa máquina CNC ("*Computer Numerical Control*"). Foram efetuadas

experiências em três perfis de alumínio diferentes, nos quais varia apenas a altura dos dentes, mantendo-se o seu comprimento (tabela 3.1).

Tabela 3.1: Geometria superficial das peças testadas.

Designação da peça	H_{dentes} [μm]	λ [mm]
Peça 150	150	1,5
Peça 250	250	1,5
Peça 350	350	1,5

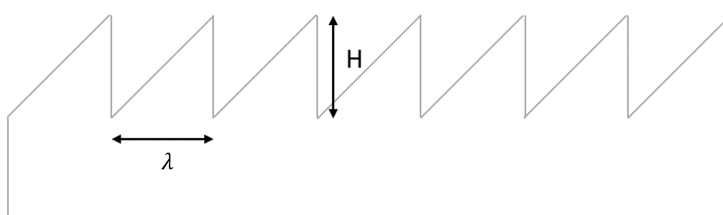


Figura 3.2: Esquema da superfície de textura dentada.

3.1.2. Resistências de aquecimento

O aquecimento da peça de cobre foi feito com recurso a duas resistências de cartucho de 350 W cada (figura 3.3), embutidas no seu interior. A potência de funcionamento foi controlada através de um potenciómetro que permitiu regular a temperatura da superfície em teste. De modo a reduzir as perdas térmicas, facilitando também o aquecimento das calhas, a base do perfil de cobre foi isolada com uma camada de lã de rocha. Esta aguenta uma temperatura máxima de 750 °C sendo adequada para as temperaturas de funcionamento da instalação experimental.

3.1.3. Gotas líquidas

A deposição das gotas de água foi realizada recorrendo a uma agulha, segura por um suporte, ligada por tubos a uma bomba de seringas com água. Esta permite regular a velocidade de colocação das gotas com bastante precisão e o suporte permite regular a altura de queda da gota. É de notar que, ao atingir a superfície, inicialmente, a gota apresenta, em simultâneo, um movimento vertical (devido ao ressalto) e um movimento horizontal (devido à propulsão). De modo a evitar este efeito, a agulha deve estar o

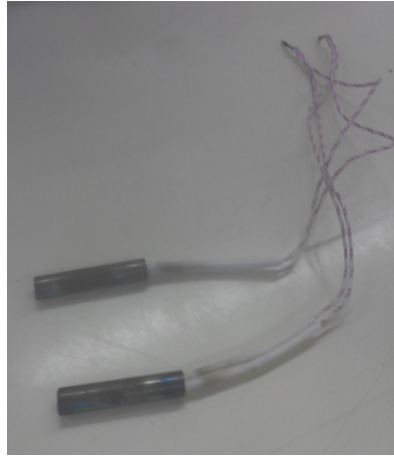


Figura 3.3: Resistências de cartucho utilizadas, cada uma com um diâmetro de 10 *mm* e potência de 350 *W*, que foram introduzidas em furos feitos nas peças de cobre. [Extraída de Dionísio (2016)]

mais próximo possível dos dentes, por forma a permitir uma deposição quase desprovida de velocidade inicial. Foram-se trocando as agulhas, cada uma de diâmetro diferente, permitindo produzir diferentes tamanhos de gota (figura 3.4). Na tabela 3.2 exibem-se os diferentes diâmetros das agulhas utilizadas.



Figura 3.4: Agulhas utilizadas durante os ensaios, ordenadas do diâmetro menor para o maior.

Parte-se do princípio que diâmetros de abertura maiores, produzirão diâmetros de gota maiores. Demonstra-se como se calculam estes valores no ponto 3.4 e os resultados no ponto 4.

Tabela 3.2: Diâmetro de interior de cada uma das agulhas utilizadas.

Designação da agulha	d_i [mm]
Agulha 25G	0,5
Cateter 22G	0,9
Cateter 20G	1,1
Agulha 18G	1,2
Cateter 18G	1,3
Cateter 16G	1,8

3.2. Procedimento experimental

Durante esta fase experimental foram realizados dois tipos de ensaios: um para determinar o diâmetro que cada agulha produz e outro para determinar a velocidade de propulsão da gota.

Como mostra a figura 3.5, cada ensaio começou pela colocação de uma camada isolante de lã de rocha, seguido da calha de alumínio sobre a calha de cobre, sobre uma plataforma de altura ajustável. Esta permitiu garantir a ausência de qualquer desnível na superfície de teste, confirmando-se com um nível de bolha. Na peça de cobre foram embutidas as resistências de aquecimento. A temperatura da superfície foi monitorizada em permanência durante os ensaios, de modo a efetuar medições de velocidade para diferentes valores de temperatura. Os ensaios foram realizados a uma temperatura de superfície constante, garantindo a sua uniformidade através da regulação da potência de funcionamento das resistências com um potenciómetro. As temperaturas foram lidas com recurso a um termopar e, só quando os valores pretendidos fossem uniformes, é que se deu começo aos ensaios.

As gotas de água foram depositadas na superfície através de agulhas que estavam ligadas a um tubo que liga a uma bomba de seringas. Nesta, usou-se um caudal de $0,2 \text{ ml/min}$ para que as gotas fossem depositadas lentamente. A distância da ponta da agulha à superfície foi definida tendo em conta que a agulha deve estar o mais próximo possível da superfície (figura 3.6). Se esta distância for muito elevada, a gota pode sofrer ressalto, e, se a ponta estiver muito próxima da superfície, a gota não se irá libertar, aumentando o seu tamanho, pois água continua a ser injetada. Ambos os



Figura 3.5: Instalação experimental completa.

casos influenciariam os valores da velocidade de propulsão.

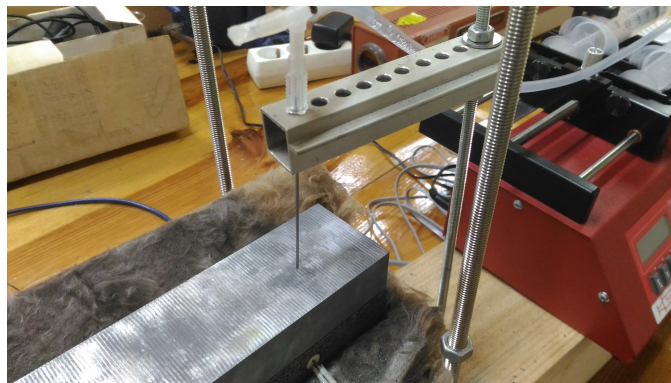


Figura 3.6: Detalhe do suporte onde as agulhas se encontram.

Como mostra a figura 3.7, realizaram-se dois tipos de ensaios. No primeiro tipo de ensaios, apenas se filmou a gota que cada agulha produziu, em queda livre, de modo a posteriormente se poder determinar o diâmetro de gota. No segundo tipo de ensaios, filmaram-se as gotas em propulsão, para um intervalo de temperaturas fixo, para os perfis com diferente dimensão de dentado e para cada agulha, que produz um tamanho de gota diferente.

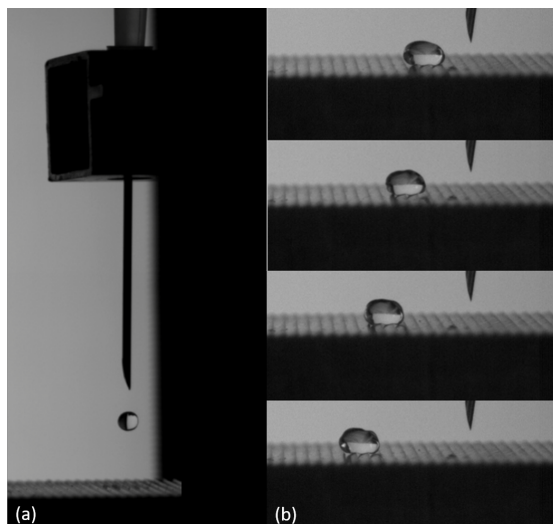


Figura 3.7: (a) Exemplo de uma imagem usada para o cálculo de diâmetro de uma gota produzida pela respetiva agulha. (b) Sequência de imagens retirada de uma filmagem feita a uma gota em propulsão para se proceder ao cálculo da velocidade.

3.3. Aquisição de dados

A temperatura da superfície do perfil de alumínio foi controlada com recurso a um termopar de tipo K (*Omega "Cement-On", foil thickness 0,005*), ligado a uma placa de aquisição *PICO TC-08*. Esta permite controlar o valor da temperatura em tempo real, recorrendo ao *software Picolog Recorder*.

Os ensaios experimentais foram filmados a uma frequência de 1500 FPS, numa resolução 1920 x 1080 px, utilizando uma câmara *Phantom Miro LAB340*, versão 8031, sendo que os valores a extrair de cada gota foram calculados usando um algoritmo de análise de imagem feito em *MATLAB*.

3.4. Determinação do diâmetro e velocidade de gota

As variáveis a medir em cada um dos ensaios foram calculadas de acordo com o seguinte procedimento, como mostra a imagem 3.8: 1) converte-se as filmagens em sequências de imagens; 2) isola-se a gota em cada imagem; 3) obtém-se a resolução a partir do diâmetro de agulha; 4) determina-se o diâmetro de cada gota produzida em milímetros. No cálculo da velocidade de impacto da gota utilizou-se uma abordagem semelhante, determinando-se também a altura de impacto em pixeis e, posteriormente com o auxílio da resolução de imagem, a altura em milímetros, calculando-se os resul-

tados com recurso às equações (1.2) e (1.3).

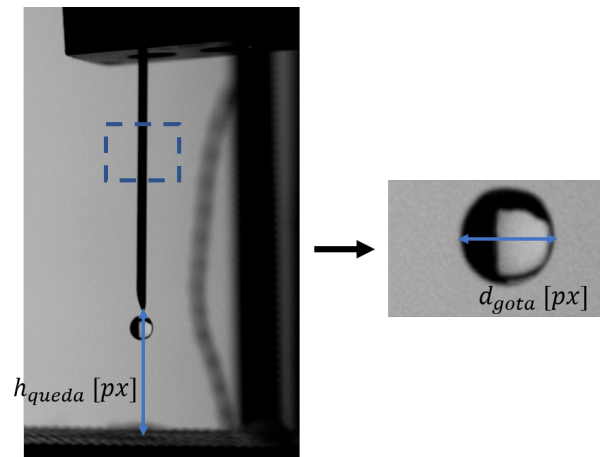


Figura 3.8: Selecionando um retângulo na imagem, que determina coordenadas para a posição da agulha na imagem, calculam-se distâncias que, através de relações trigonométricas, permitem extrair valor do diâmetro da agulha em pixels. Sabendo o seu diâmetro interior verdadeiro, pode-se obter a resolução da imagem através de $res = d_i/d$. Após se determinarem o diâmetro de gota, d_{gota} , e a altura de queda, h_{queda} , em pixels, pode-se obter os valores reais respetivos, multiplicando-os pela resolução.

No cálculo da velocidade de propulsão, também se converteram os filmes em sequências de imagens, tendo-se calculado a resolução de imagem, pelo método anterior. Para este caso, determinou-se a posição de cada gota na imagem e, sabendo o intervalo de tempo entre cada, extraiu-se a valor da velocidade de propulsão (figura 3.9).

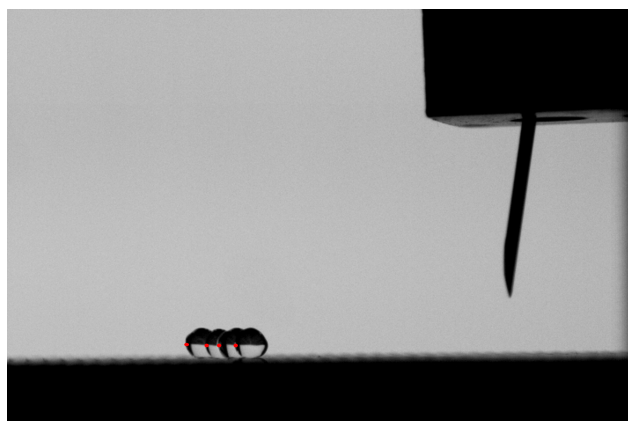


Figura 3.9: Sequência de imagens sobrepostas da mesma gota em propulsão. Os pontos vermelhos estão colocados na frente da gota, tendo sido usados como posição de referência para o posterior cálculo da velocidade de propulsão.

4 Resultados e Discussão

Neste capítulo são expostos e discutidos os resultados obtidos para o tamanho das gotas estudadas, a velocidade de impacto e da propulsão das gotas. O fluido usado nas experiências é água cuja temperatura de Leidenfrost é a 150°C. Os ensaios foram realizados a diferentes temperaturas de superfície de valor uniforme, a 300°C, 350°C, 400°C, 450°C e 500°C. As superfícies em que as gotas se deslocaram têm uma textura dentada assimétrica em que apenas varia a altura dos dentes, para 150 μm , 250 μm e 350 μm . De modo a obterem-se diferentes tamanhos de gota, foram utilizadas agulhas de diferentes diâmetros interiores.

4.1. Diâmetro das gotas

Através de uma gota que se encontra suspensa de um orifício de uma agulha (figura 4.1), Frohn & Roth (2000) descrevem um método teórico para o cálculo da tensão superficial de líquidos, que pode ser usada para estimar o diâmetro de gota que uma certa agulha produz, dado por:

$$\gamma = \frac{\rho g d_{max}^2}{H_s} \iff d_{max} = \sqrt{\frac{\gamma H_s}{\rho g}} \quad (4.1)$$

em que ρ é a massa volúmica do líquido, neste caso da água, g a aceleração gravítica, γ a tensão superficial da água, d_{max} o diâmetro máximo da gota pendente e H_s o fator de forma que é em função de d_s/d_{max} .

Sendo d_{max} o valor que se quer determinar e o fator de forma depender diretamente deste valor, nem tendo maneira de determinar d_s , foi dada preferência ao cálculo do diâmetro de gota por recurso a um algoritmo de análise de imagem feito em *MATLAB*, obtendo-se os resultados exibidos na figura 4.2.

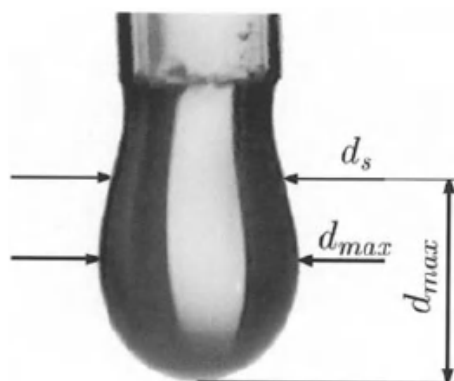


Figura 4.1: Imagem de uma gota pendente ao orifício da agulha. São indicados o diâmetro máximo da gota, d_{max} e o diâmetro da gota à distância máxima d_{max} , d_s . [Extraída de Frohn & Roth (2000)]

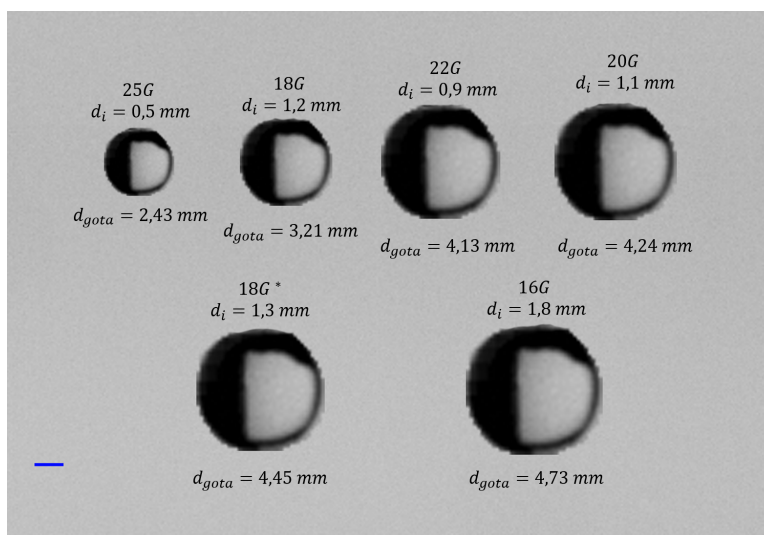


Figura 4.2: Diâmetros de gota, d_{gota} , obtidos para cada diâmetro interior de agulha, d_i . A designação 18G* corresponde a um cateter, apesar de ter a mesma designação que a agulha acima. A barra a azul corresponde a 1 mm.

4.2. Velocidade de impacto das gotas

O estudo da propulsão de gotas de água sobre superfícies de dentado assimétrico começa sempre pela deposição das gotas sobre essas. Assim, é necessário considerar a possível influência do impacto inicial das gotas na superfície sobre a velocidade de propulsão. A figura 4.3 mostra a variação do número de Ohnesorge com o número de Reynolds para diferentes gotas:

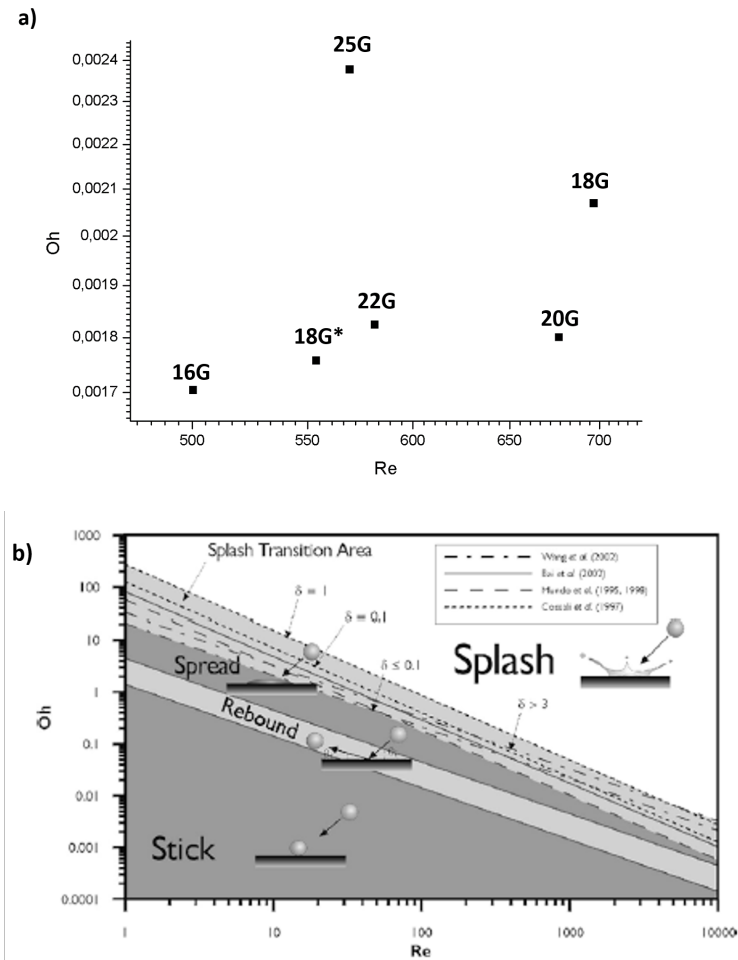


Figura 4.3: a) Variação do número de Ohnesorge em relação ao número de Reynolds para os diferentes tamanhos de gota estudados. b) Regimes de transição de acordo com diversos modelos de impacto de gota. [Extraído de Panão & Moreira (2004)]

O número de Ohnesorge, dado por $Oh = We^{0,5}/Re$, é um número adimensional que descreve a tendência que uma gota tem para ficar coesa ou se espalhar, fazendo um balanço entre as forças viscosas, caracterizadas pelo número de Reynolds, Re , dado por $Re = \rho v_0 d_{gota} / \mu$, e as forças de tensão superficial, dadas pelo número de Weber. É independente da velocidade de impacto, sendo adequado na descrição da deposição de gotas, em conjunto com o número de Weber. Analisando a figura 4.3, é de notar que os valores experimentais estão na zona de *Stick*, ou seja, de deposição de gotas, como se pretendeu durante os ensaios. Os valores utilizados no cálculo desses números adimensionais foram selecionados tem em conta que a água estava a temperatura ambiente, pois ainda não tinha chegado à superfície aquecida (tabela 4.1).

Segundo Ok *et al.* (2011), uma gama de baixos números de Weber dentro da

Tabela 4.1: Grandezas utilizadas no cálculo dos números de Ohnesorge e Reynolds.

ρ	10^3 kg/m^3
γ	$7,28 \times 10^{-2} \text{ N/m}$
μ	$10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$

mesma ordem de grandeza, para diferentes gotas, implica que a velocidade de impacto da gota na superfície dentada irá contribuir para a velocidade de propulsão, de maneira semelhante em todos ensaios. Os valores de velocidade de impacto e número de Weber obtidos estão em conformidade com os resultados de Ok *et al.* (2011) que, para alturas de queda entre os 2 e 5 mm, originaram velocidades de impacto entre os 0 e 0,26 m/s e, conseqüentemente, números de Weber entre os 0 e 1,9 (figura 4.4 (a)). Percebe-se que o número de Weber depende diretamente da velocidade de impacto, evoluindo quase de forma linear, e que, gotas de tamanhos diferentes, mas com altura de queda semelhante, têm velocidade de impacto da mesma ordem de grandeza e números de Weber da mesma ordem de grandeza. O aumento do diâmetro proporciona uma diminuição do número de Ohnesorge (figura 4.4 (b)). Um menor número de Ohnesorge implica que as forças viscosas são menores em relação às forças de tensão superficial. Isto faz sentido pois a energia de superfície necessária à formação de uma gota é maior, quanto maior for o raio dessa gota (equação 2.3).

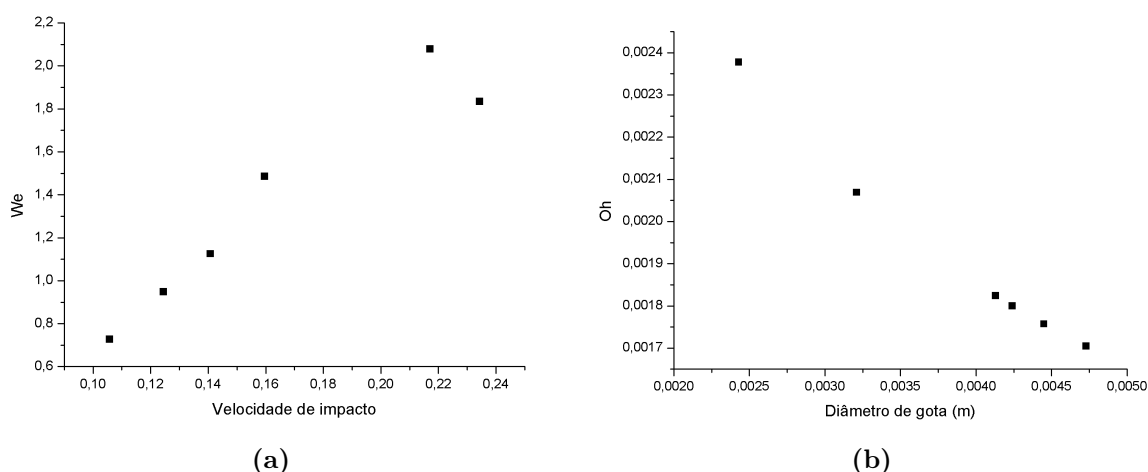


Figura 4.4: (a) Variação do número de Weber em função da velocidade de impacto de cada gota. (b) Variação do número de Ohnesorge em função do diâmetro de gota.

4.3. Velocidade de propulsão das gotas

Os ensaios para a determinação da velocidade de propulsão de diferentes gotas em superfícies de dentado assimétrico foram feitos tendo em conta os seguintes princípios:

- para se analisar a influência da variação do diâmetro de gota na velocidade de propulsão, os ensaios foram realizados num intervalo de temperaturas introduzido no regime de altas temperaturas e, em valores fixos. Sabe-se que, neste regime, a velocidade não se altera com o aumento da temperatura (Ok *et al.* , 2011);
- a partir de dimensões próximas do comprimento capilar há uma redução da velocidade com o aumento do volume da gota (Linke *et al.* , 2006), mas em gotas maiores observa-se um aumento da força de propulsão, no entanto, a variação na velocidade é reduzida (Lagubeau *et al.* , 2011);
- mantendo o período dos dentes constantes e aumentando apenas a sua altura, aumenta-se a força de propulsão da gota e, conseqüentemente a sua velocidade (Marín *et al.* , 2012).

Durante o regime de altas temperaturas, a gota levita totalmente sobre uma camada de vapor, não havendo os contactos diretos entre a gota e o topo dos dentes que provocam nucleações de vapor. Estas iriam aumentar a velocidade da gota, influenciando os resultados. Por análise da figura 4.5, nota-se que a velocidade de propulsão se mantém constante, estando de acordo com os resultados de Ok *et al.* (2011), tendo esta tendência sido verificada para todos os tamanhos de gota. Então, os resultados obtidos são exclusivamente influenciados pela variação do diâmetro de gota.

Por análise da figura 4.6, é de notar que as velocidades de propulsão calculadas são semelhantes às da bibliografia, tendo se obtido valores na ordem dos 10 *cm/s*, referenciados por Linke *et al.* (2006) e Marín *et al.* (2012), que para volumes de gota semelhantes aos ensaiados, obtém velocidades da mesma ordem de grandeza das velocidades calculadas. Para valores próximos do comprimento capilar (para a água é $l_c = 2,5 \text{ mm}$), correspondentes às gotas de diâmetro $d = 2,43 \text{ mm}$ e $d = 3,21 \text{ mm}$, há um óbvio aumento da velocidade com a diminuição do volume de gota, tal como provado por Linke *et al.* (2006). Para valores superiores de diâmetro há um claro aumento da velocidade, em relação aos valores mais próximos do comprimento capilar, dado que um

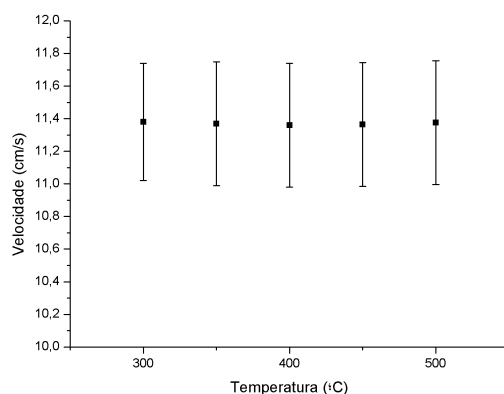


Figura 4.5: Influência da temperatura dos ensaios na velocidade de propulsão da gota de diâmetro, $d_{gota} = 3,21 \text{ mm}$, a deslocar-se na superfície de dentado de altura $150 \mu\text{m}$.

maior tamanho de gota faz com que o número de dentes responsáveis pela propulsão seja maior. Havendo uma maior área de contacto, aumenta-se a velocidade de propulsão. No entanto, analisando esse grupo de gotas de maior dimensão, percebe-se que, entre si, também a velocidade diminui com o aumento do diâmetro de gota. Havendo um aumento na área de contacto, irá-se promover uma força de fricção, contrariando o efeito da força de propulsão. O principal tipo de fricção na propulsão de Leidenfrost, para este tipo de superfícies, está ligada aos pequenos choques que ocorrem entre a gota e os topos dos dentes, sendo dominante na propulsão de corpos de Leidenfrost sobre superfícies dentadas de altura inferior a $400 \mu\text{m}$ (Dupeux *et al.* , 2011b).

Através da análise da figura 4.6 (a) também se consegue perceber qual a influência da altura do dentado na velocidade de propulsão das gotas de água. De uma maneira geral, os valores para a velocidade para as alturas de $150 \mu\text{m}$ e $350 \mu\text{m}$ são semelhantes, ao contrário da altura $250 \mu\text{m}$, que é claramente superior. O aumento da velocidade da superfície de altura $150 \mu\text{m}$ para a de $250 \mu\text{m}$ é normal, pois a força de propulsão aumenta com o aumento da altura do dentado (Marín *et al.* , 2012). No entanto, tal não acontece para a altura de $350 \mu\text{m}$. Isto poderá dever-se à oxidação que esta peça desenvolveu. Quando colocado a altas temperaturas, o alumínio reage com o oxigénio do ar, formando óxido de alumínio, protegendo o alumínio, mas prejudicando os resultados. Este óxido altera a geometria dos dentes, diminuindo a sua altura. O escoamento de vapor pela superfície assimétrica não será tão eficaz, sendo que os valores

de velocidade atingidos serão significativamente inferiores aos esperados.

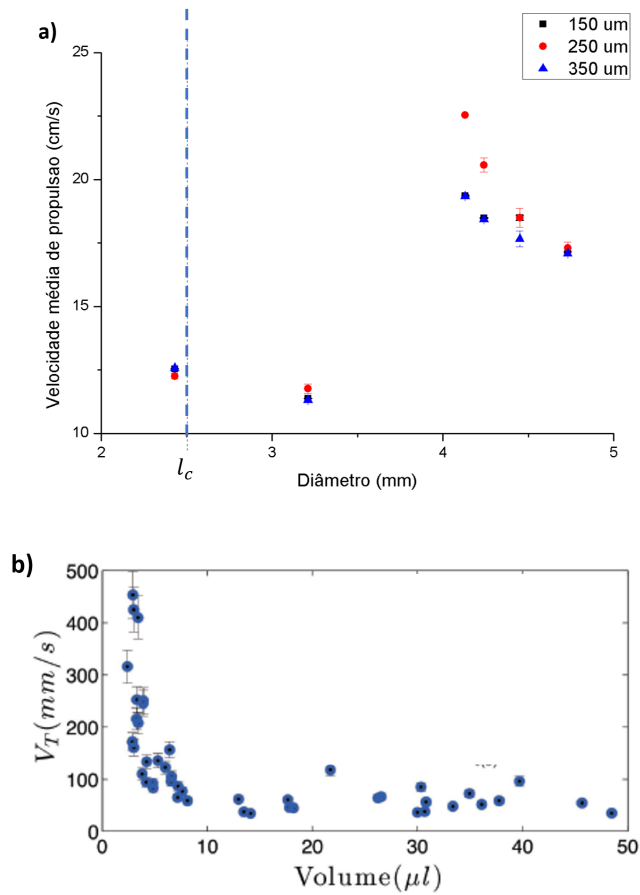


Figura 4.6: a) Evolução da velocidade média de propulsão para os diferentes diâmetros de gota, para as três peças de alumínio testadas, em função do diâmetro de gota. b) Velocidade de propulsão de gota para diferentes volumes de gota. [Extraído de Marín *et al.* (2012)]

5 Conclusões e propostas de investigação futura

A propulsão de Leidenfrost é um fenómeno físico que promove o movimento de fluidos no estado líquido, quando estes estão em contacto com uma superfície aquecida. Através da ebulição do líquido forma-se um filme de vapor, alimentado pela evaporação do fluido que se encontra por cima. Por sua vez, o líquido exerce uma pressão sobre o vapor, promovendo o seu escoamento, levitando o objeto líquido. Se a superfície em que o fluido se encontra tiver uma geometria assimétrica que assegure um escoamento eficaz da camada de vapor, criam-se forças de natureza viscosa que induzem movimento ao objeto. Neste trabalho foi abordada experimentalmente a propulsão de Leidenfrost em gotas de água sobre superfícies de perfil dentado assimétrico de alumínio, por forma a se obterem novos dados acerca da influência da temperatura e geometria de superfície e do tamanho de gota na velocidade de propulsão.

De uma forma geral verifica-se que a velocidade de propulsão das gotas se mantém constante com o aumento de temperatura, tendo em conta que estas se encontram no regime de altas temperaturas, como estudado por Ok *et al.* (2011), apesar de, pontualmente, se observarem alguns desvios de poucos centímetros por segundo. Isto poderá ser devido ao facto de a gota, no seu trajeto, ter encontrado alguma sujidade que poderá promover novas nucleações entre a gota e a superfície, aumentando pontualmente a sua velocidade (Bernardin & Mudawar, 1999).

Em relação à influência da geometria superficial, a peça com dentes de maior altura ($350 \mu m$) apresentou resultados que não seriam de esperar. O aumento da velocidade de propulsão das peças de altura $150 \mu m$ para a de $250 \mu m$ é o expectável, pois com o aumento da altura de dentado haverá um aumento da força de propulsão, aumentando a velocidade (Marín *et al.* , 2012). Assim, previa-se que as velocidades da peça de altura $350 \mu m$ fossem ainda superiores. Esta diferença só poderá dever-se à elevada oxidação que esta peça em particular desenvolveu. O aparecimento desta sujidade terá levado a uma diminuição na altura dos dentes para valores semelhantes a $150 \mu m$, dado

que os resultados de ambas as peças são, de uma forma geral, iguais. Esta oxidação terá sido significativa o suficiente para prejudicar a orientação do escoamento de vapor, limitando as velocidades que poderiam ser atingidas. Isto explicará o facto de que nesta peça se tenham obtido valores tão semelhantes aos da peça com dentes de altura mais baixa ($150 \mu m$).

Também foi constatada a importante influência do tamanho de gota na propulsão de Leidenfrost, tendo as velocidades calculadas um valor na ordem dos 10 cm/s , indo ao encontro dos valores obtidos por Linke *et al.* (2006) e Marín *et al.* (2012). De facto, para os resultados das duas gotas de menores dimensões, que têm diâmetro semelhante ao comprimento característico, há um claro aumento da velocidade com a diminuição do volume de gota, especialmente visível na peça de dentes de altura $250 \mu m$.

As restantes gotas com tamanho bastante superior ao comprimento característico apresentam um claro aumento na sua velocidade de propulsão em relação às anteriores. Um aumento do diâmetro de gota faz com que seja maior o número de dentes responsáveis pela propulsão, pois estas gotas já apresentam uma forma em disco, tendo uma maior área de contacto, promovendo um aumento na velocidade. No entanto, também se observa uma diminuição na velocidade com o aumento do volume da gota, dentro deste grupo. Segundo Dupeux *et al.* (2011b), para superfícies dentadas de altura inferior a $400 \mu m$, que é o caso, a força de atrito predominante na propulsão de corpos de Leidenfrost está ligada aos pequenos choques que ocorrem entre a gota e os topos dos dentes, contrariando o efeito da força de propulsão. Aumentar a área de contacto irá então diminuir a velocidade de propulsão. Isto explica os valores superiores deste grupo de gotas em relação às duas de dimensão menor.

Sugestões de investigação

A partir do estudo experimental realizado neste trabalho, várias ideias para novos trabalhos de investigação nesta área podem ser consideradas:

- Burton *et al.* (2012) e Caswell (2014) realizaram estudos sobre a camada de vapor de modo a estudar a sua geometria e dinâmica com recurso a um laser $He - Ne$ e uma câmara de alta velocidade. Seria interessante completar esses estudos focando o laser através a camada de vapor, percebendo se esta altera o feixe, quando a atravessa;

- apesar de já ter sido feita uma breve análise por Ok *et al.* (2011), poderia ser relevante estudar novamente o efeito do tamanho de gota mas em superfícies com texturas de dimensões inferiores como micrométricas ou *submicron*, dado que, neste trabalho, foram obtidas velocidades diferentes para diâmetros de gota diferente, contrariando o estudo de Ok *et al.* (2011);
- Dupeux *et al.* (2014) efetuou ensaios de propulsão de gotas de água sobre peças de superfície dentada assimétrica com revestimento super-hidrofóbico. Seria interessante continuar efetuar um estudo semelhante e ver qual seria a influência de diferentes tamanhos de gota nas velocidades já tão elevadas devido ao efeito do revestimento.

Bibliografía

- Baier, T., Dupeux, G., Herbert, S., Hardt, S., & Quéré, D. 2013. Propulsion mechanisms for Leidenfrost solids on ratchets. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, **87**(2), 3–6.
- Bain, C. 2007. Drip painting on a hot canvas. *Nature*, **2**(June), 344–345.
- Bernardin, J.D., & Mudawar, I. 1999. The Leidenfrost Point: Experimental Study and Assessment of Existing Models. *Journal of Heat Transfer*, **121**(4), 894–903.
- Biance, A.L., Clanet, C., & Quéré, D. 2003. Leidenfrost drops. *Physics of Fluids*, **15**(6), 1632–1637.
- Brutin, D. 2015. *Droplet Wetting and Evaporation: From Pure to Complex Fluids*. Academic Press.
- Burton, J.C., Sharpe, A.L., van der Veen, R.C.A., Franco, A., & Nagel, S.R. 2012. Geometry of the vapor layer under a Leidenfrost drop. *Physical Review Letters*, **109**(7), 1–4.
- Caswell, T.A. 2014. Dynamics of the vapor layer below a Leidenfrost drop. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, **90**(1), 1–10.
- Cole, A., Jury, B., & Takashina, K. 2015. A Leidenfrost Thermostat. *Journal of Heat Transfer*, **137**(3), 034502.
- Cousins, T.R., Goldstein, R.E., Jaworski, J.W., & Pesci, A.I. 2012. A ratchet trap for Leidenfrost drops. *Journal of Fluid Mechanics*, **696**, 215–227.
- Del Cerro, D.A., Marín, Á.G., Römer, G.R.B.E., Pathiraj, B., Lohse, D., & Huis

- In't Veld, A. 2012. Leidenfrost Point Reduction on Micropatterned Metallic Surfaces. *Langmuir*, **28**(42), 15106–15110.
- Dionísio, J.A.C.D.L. 2016. *Micro-propulsão termicamente induzida*. Tese de Mestrado em Engenharia Mecânica na especialidade de Energia e Ambiente, Departamento de Engenharia Mecânica, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade de Coimbra, Coimbra.
- Dupeux, G., Le Merrer, M., Clanet, C., & Quéré, D. 2011a. Viscous mechanism for Leidenfrost propulsion on a ratchet. *EPL (Europhysics Letters)*, **96**(5), 58001.
- Dupeux, G., Le Merrer, M., Lagubeau, G., Clanet, C., Hardt, S., & Quéré, D. 2011b. Trapping Leidenfrost drops with crenelations. *Physical Review Letters*, **107**(11), 1–4.
- Dupeux, G., Bourrienne, P., Magdelaine, Q., Clanet, C., & Quéré, D. 2014. Propulsion on a superhydrophobic ratchet. *Scientific Reports*, **4**(5280), 1–4.
- Elbahri, M., Paretkar, D., Hirmas, K., Jebril, S., & Adelung, R. 2007. Anti-lotus effect for nanostructuring at the leidenfrost temperature. *Advanced Materials*, **19**(9), 1262–1266.
- Frohn, A., & Roth, N. 2000. *Dynamics of Droplets*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Gottfried, B.S., Lee, C.J., & Bell, K.J. 1966. The leidenfrost phenomenon: film boiling of liquid droplets on a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **9**(11), 1167–1188.
- Hashmi, A., Xu, Y., Coder, B., Osborne, P.A., Spafford, J., Michael, G.E., Yu, G., & Xu, J. 2012. Leidenfrost levitation: beyond droplets. *Scientific Reports*, **2**(797), 2–5.
- Lagubeau, G., Le Merrer, M., Clanet, C., & Quéré, D. 2011. Leidenfrost on a ratchet. *Nature Physics*, **7**(5), 395–398.
- Linke, H., Alemán, B.J., Melling, L.D., Taormina, M.J., Francis, M.J., Dow-Hygelund, C.C., Narayanan, V., Taylor, R.P., & Stout, A. 2006. Self-Propelled Leidenfrost Droplets. *Physical Review Letters*, **96**(15), 2–5.
- Mahadevan, L., & Pomeau, Y. 1999. Rolling droplets. *Physics of Fluids*, **11**(9), 2449–2453.

- Maquet, L., Brandenbourger, M., Sobac, B., Bianche, A.-L., Colinet, P., & Dorbolo, S. 2015. Leidenfrost drops: Effect of gravity. *EPL (Europhysics Letters)*, **110**(2), 24001.
- Marín, A.G., del Cerro, D.A., Römer, G.R.B.E., Pathiraj, B., in 't Veld, A.H., & Lohse, D. 2012. Capillary droplets on Leidenfrost micro-ratchets. *Physics of Fluids*, **24**(12), 1–9.
- Ok, J.T., Lopez-Óna, E., Nikitopoulos, D.E., Wong, H., & Park, S. 2011. Propulsion of droplets on micro- and sub-micron ratchet surfaces in the Leidenfrost temperature regime. *Microfluidics and Nanofluidics*, **10**(5), 1045–1054.
- Panão, M.R.O., & Moreira, A.L.N. 2004. Experimental study of the flow regimes resulting from the impact of an intermittent gasoline spray. *Experiments in Fluids*, **37**(6), 834–855.
- Phys.Org. 2015, 19 de Maio. Leidenfrost thermostat uses levitating water droplets to keep cool. Acedido em 31 de Maio de 2017, em: <https://phys.org/news/2015-05-leidenfrost-thermostat-levitating-droplets-cool.html>.
- Piroird, K., Texier, B.D., Clanet, C., & Quéré, D. 2013. Reshaping and capturing Leidenfrost drops with a magnet. *Physics of Fluids*, **25**(3), 1–12.
- Quéré, D. 2013. Leidenfrost Dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **45**(1), 197–215.
- Soto, D., & Cohen, R. 2014. *Non-wetting drops: from impacts to self-propulsion*. Tese de Doutoramento em Física, Université Pierre et Marrie Curie.
- Syms, R.R.A., Yeatman, E., Bright, V.M., & Whitesides, G.M. 2003. Surface tension-powered self-assembly of microstructures - The state-of-the-art. *Journal of Microelectromechanical Systems*, **12**(9), 387–417.
- Vakarelski, I.U., Marston, J.O., Chan, D.Y.C., & Thoroddsen, S.T. 2011. Drag reduction by leidenfrost vapor layers. *Physical Review Letters*, **106**(21), 3–6.

A Medições efetuadas

A.1. Ensaios de queda livre de gotas de água

Tabela A.1: Diâmetro de abertura e de gota produzido de cada agulha e respetiva resolução de imagem.

Designação	d_i [mm]	d_{gota} [mm]	Resolução de imagem [mm/px]
Agulha 25G	0,5	2,43	0,0837
Agulha 18G	1,2	3,21	0,0857
Cateter 22G	0,9	4,13	0,15
Cateter 20G	1,1	4,24	0,1382
Cateter 18G	1,3	4,45	0,1306
Cateter 16G	1,8	4,73	0,1298

Tabela A.2: Velocidade de impacto e respetivo número de Weber, Reynolds e Ohnesorge das gotas que cada agulha produziu, para uma dada altura de queda.

Designação	d_{gota} [mm]	h_{queda} [mm]	v_0 [cm/s]	We	Re	Oh
Agulha 25G	2,43	5,23	23,44	1,834	569,59	0,0024
Agulha 18G	3,21	5,61	21,71	2,078	696,89	0,0021
Cateter 22G	4,13	5,14	14,08	1,125	581,50	0,0018
Cateter 20G	4,24	5,54	15,97	1,485	677,13	0,0018
Cateter 18G	4,45	5,24	12,45	0,947	554,03	0,0018
Cateter 16G	4,73	5,33	10,58	0,727	500,43	0,0017

A.2. Ensaio de propulsão de gotas de água

Tabela A.3: Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para a agulha 25G ($d_{gota} = 2,43mm$).

Temperatura superficial [°C]	Velocidade [cm/s]
<i>150 μm</i>	
300	12,53 ± 0,42
350	12,51 ± 0,42
400	12,58 ± 0,42
450	12,55 ± 0,42
500	12,54 ± 0,42
<i>250 μm</i>	
300	12,13 ± 0,30
350	12,54 ± 0,59
400	12,50 ± 0,51
450	12,04 ± 0,42
500	12,06 ± 0,68
<i>350 μm</i>	
300	12,54 ± 0,67
350	12,46 ± 0,00
400	12,60 ± 0,00
450	12,75 ± 0,40
500	12,55 ± 0,00

Tabela A.4: Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para a agulha 18G ($d_{gota} = 3,21mm$).

Temperatura superficial [°C]	Velocidade [cm/s]
<i>150 μm</i>	
300	11,38 ± 0,36

350	$11,37 \pm 0,38$
400	$11,36 \pm 0,38$
450	$11,36 \pm 0,38$
500	$11,38 \pm 0,38$
<i>250 μm</i>	
300	$11,29 \pm 0,38$
350	$12,07 \pm 0,40$
400	$11,30 \pm 0,38$
450	$12,07 \pm 0,40$
500	$12,09 \pm 0,40$
<i>350 μm</i>	
300	$11,30 \pm 0,38$
350	$11,30 \pm 0,38$
400	$11,32 \pm 0,38$
450	$11,32 \pm 0,38$
500	$11,31 \pm 0,38$

Tabela A.5: Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para o cateter 22G ($d_{gota} = 4,13mm$).

Temperatura superficial [°C]	Velocidade [cm/s]
<i>150 μm</i>	
300	$19,38 \pm 0,65$
350	$19,39 \pm 0,65$
400	$19,44 \pm 0,65$
450	$19,31 \pm 0,64$
500	$19,31 \pm 0,64$
<i>250 μm</i>	
300	$22,53 \pm 0,75$
350	$22,52 \pm 0,75$

400	$22,56 \pm 0,75$
450	$22,54 \pm 0,75$
500	$22,54 \pm 0,75$
<i>350 μm</i>	
300	$19,37 \pm 0,65$
350	$19,32 \pm 0,64$
400	$19,37 \pm 0,65$
450	$19,33 \pm 0,64$
500	$19,33 \pm 0,64$

Tabela A.6: Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para o cateter 20G ($d_{gota} = 4,24mm$).

Temperatura superficial [°C]	Velocidade [cm/s]
<i>150 μm</i>	
300	$18,49 \pm 0,62$
350	$18,48 \pm 0,62$
400	$18,51 \pm 0,62$
450	$18,52 \pm 0,62$
500	$18,42 \pm 0,61$
<i>250 μm</i>	
300	$20,88 \pm 0,70$
350	$20,79 \pm 0,69$
400	$20,83 \pm 0,70$
450	$20,91 \pm 0,70$
500	$19,48 \pm 0,62$
<i>350 μm</i>	
300	$18,39 \pm 0,61$
350	$18,42 \pm 0,61$
400	$18,45 \pm 0,62$

450	$18,48 \pm 0,62$
500	$18,41 \pm 0,61$

Tabela A.7: Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para o cateter 18G ($d_{gota} = 4,45mm$).

Temperatura superficial [°C]	Velocidade [cm/s]
<i>150 μm</i>	
300	$18,75 \pm 0,62$
350	$18,33 \pm 0,61$
400	$18,35 \pm 0,61$
450	$18,71 \pm 0,62$
500	$18,32 \pm 0,61$
<i>250 μm</i>	
300	$18,08 \pm 0,70$
350	$19,98 \pm 0,67$
400	$18,13 \pm 0,60$
450	$18,19 \pm 0,61$
500	$18,11 \pm 0,60$
<i>350 μm</i>	
300	$17,97 \pm 0,60$
350	$17,97 \pm 0,62$
400	$17,99 \pm 0,60$
450	$17,95 \pm 0,60$
500	$16,43 \pm 0,55$

Tabela A.8: Níveis de temperatura e velocidades correspondentes para o cateter 16G ($d_{gota} = 4,73mm$).

Temperatura superficial [°C]	Velocidade [cm/s]
<i>150 μm</i>	
300	17,16 ± 0,57
350	17,16 ± 0,57
400	17,14 ± 0,57
450	17,17 ± 0,57
500	17,15 ± 0,57
<i>250 μm</i>	
300	17,08 ± 0,57
350	17,11 ± 0,57
400	18,22 ± 0,61
450	17,09 ± 0,57
500	17,06 ± 0,57
<i>350 μm</i>	
300	17,06 ± 0,57
350	17,11 ± 0,57
400	17,06 ± 0,57
450	17,13 ± 0,57
500	17,11 ± 0,57

Tabela A.9: Diâmetros de gota e velocidades médias correspondentes para as diferentes texturas de dentado.

Diâmetro de gota [mm]	Velocidade média [cm/s]
<i>150 μm</i>	
2,43	12,54 ± 0,01
3,21	11,37 ± 0,00
4,13	19,37 ± 0,02

Apêndice A Medições efetuadas

4,24	$18,48 \pm 0,02$
4,45	$18,49 \pm 0,10$
4,73	$17,15 \pm 0,01$
<i>250 μm</i>	
2,43	$12,26 \pm 0,11$
3,21	$11,76 \pm 0,19$
4,13	$22,53 \pm 0,01$
4,24	$20,58 \pm 0,27$
4,45	$18,50 \pm 0,37$
4,73	$17,31 \pm 0,23$
<i>350 μm</i>	
2,43	$12,58 \pm 0,05$
3,21	$11,31 \pm 0,00$
4,13	$19,34 \pm 0,01$
4,24	$18,43 \pm 0,02$
4,45	$17,66 \pm 0,31$
4,73	$17,09 \pm 0,01$