

Micro-propulsão termicamente induzida

João Alexandre Colaço Dias de Lemos Dionísio



FCTUC FACULDADE DE CIÊNCIAS
E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE DE COIMBRA
DEPARTAMENTO DE
ENGENHARIA MECÂNICA

Micro-propulsão termicamente induzida

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

Autor

João Alexandre Colaço Dias de Lemos Dionísio

Orientador

Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão

Júri

Presidente: Professor Doutor Adélio Manuel Rodrigues Gaspar

Vogal: Professor Doutor José Joaquim da Costa

Colaboração Institucional



**Associação para o Desenvolvimento da
Aerodinâmica Industrial**

Coimbra, setembro, 2016

*[Our greatest weakness lies in giving up. The most certain way to
succeed is always to try just one more time.]
[Thomas A. Edison]*

*[There's no talent here, this is hard work. This is an obsession. Talent
does not exist, we are all equals as human beings. You could be anyone if
you put in the time. You will reach the top, and that's that. I am not
talented, I am obsessed.]
[Conor McGregor]*

Aos meus pais.

Agradecimentos

Ao Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão, pelo apoio e entusiasmo transmitidos ao longo de todo o trabalho.

A todos os docentes, funcionários e colegas que contribuíram para a minha formação pessoal e profissional.

Aos meus pais, irmã e à minha família, pelo apoio incondicional e por tudo o que me proporcionaram.

Aos meus amigos, pela disponibilidade e por todos os momentos partilhados.

Resumo

Em 1756, Leidenfrost descobriu que líquidos depositados sobre superfícies muito quentes levitam sobre uma camada do seu próprio vapor, apresentando uma elevada mobilidade. De tal forma que, quando uma gota é colocada sobre um substrato suficientemente quente, caracterizado por uma textura assimétrica, é propulsionada numa direção bem definida (Linke *et al.*, 2006). O mesmo acontece com sólidos em sublimação, como é o caso do gelo seco.

Neste trabalho foi efetuado um estudo experimental da propulsão de Leidenfrost sobre superfícies com perfis dentados assimétricos de dimensões milimétricas, procurando esclarecer a influência da temperatura e da geometria superficiais na velocidade atingida pelo corpo. Os ensaios realizados sobre superfícies em cobre, para o movimento de gotas de água, revelaram o papel determinante da oxidação, que proporcionou, possivelmente em resultado de ligeiras alterações geométricas da textura superficial, velocidades de locomoção mais elevadas. Por sua vez, as experiências realizadas sobre perfis dentados de várias dimensões, tanto com gotas de água como com pequenos discos de gelo seco, indicaram a importância da relação entre a força de propulsão e a força de fricção propiciadas pelo dentado.

Palavras Chave: Propulsão de Leidenfrost, Gotas de água, Oxidação, Gelo Seco

Abstract

As discovered by Leidenfrost in 1756, liquids placed on very hot surfaces levitate on a layer of their own steam with very high mobility. In that way, when placed on a hot enough substrate with an asymmetric texture, liquid droplets move in a well-defined direction (Linke *et al.* , 2006). Something similar happens with sublimating solids, such as dry ice.

This work presents an experimental study of the Leidenfrost propulsion on surfaces with asymmetric saw-tooth patterns of millimetric dimensions, containing an analysis of the influence of surface geometry and temperature on the velocity reached by the moving body. The tests involving copper substrates and water droplets revealed the decisive role of oxidation, which enabled higher velocities through small modifications on the surface textures. Besides that, experiments performed on the movement of water droplets and small dry ice disks over several surface textures showed the relevance of the ratio of propulsion force to friction force imposed by the toothed surface.

Keywords: Leidenfrost propulsion, Water droplets, Oxidation, Dry ice

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 Aplicações	11
1.4 Dados experimentais prévios	13
1.4.1 Gotas de Leidenfrost (Líquidos)	13
1.4.2 Gelo Seco	23
1.5 Objetivos	24
2 Análise matemática da propulsão de Leidenfrost	27
2.1 Aproximação de Lubrificação - Velocidade do vapor	28
2.2 Espessura do filme de vapor	31
2.3 Força de propulsão	33
2.4 Força de fricção	37
2.5 Geometria alternativa	38
3 Metodologia experimental	39
3.1 Instalação	39
3.1.1 Calhas de textura superficial dentada	39
3.1.2 Resistências de aquecimento	40
3.1.3 Discos de gelo seco	40
3.1.4 Gotas líquidas	42

3.2	Texturas superficiais	43
3.3	Procedimento experimental	44
3.4	Aquisição de dados	46
3.5	Determinação da velocidade	46
4	Resultados e Discussão	47
4.1	Gotas Líquidas	47
4.2	Gelo seco	53
5	Conclusões e propostas de investigação futura	57
A	Aproximação de Lubrificação	65
B	Medições efetuadas	69
B.1	Ensaio de propulsão de gotas de água	69
B.2	Ensaio de propulsão de discos de gelo seco	73

Lista de Figuras

Figura 1.1	Efeito de Leidenfrost numa pequena gota de água.	3
Figura 1.2	Curva característica de ebulição.	3
Figura 1.3	Dispositivo de Linke. 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)]	5
Figura 1.4	Mecanismo proposto por Linke <i>et al.</i> (2006) para explicar a propulsão de uma gota. [Adaptado de Linke <i>et al.</i> (2006)]	5
Figura 1.5	Configuração do escoamento de vapor proposta por Dupeux <i>et al.</i> (2011b), cuja velocidade típica é representada pela letra U . Em cima, sobre uma superfície plana horizontal, o escoamento é isotrópico. Pelo contrário, sobre uma superfície de textura dentada e assimétrica, como na figura inferior, o escoamento de vapor é polarizado e arrasta o corpo de Leidenfrost. [Adaptado de Dupeux <i>et al.</i> (2011b)]	7
Figura 1.6	Vista superior da configuração 3-D do escoamento, observada por Dupeux <i>et al.</i> (2011b) e confirmada numericamente por Cousins <i>et al.</i> (2012).	8
Figura 1.7	Disco de gelo seco colocado sobre superfície plana aquecida a 320°C , desequilibrado por pequena massa de $0,54\text{ g}$. A massa adicionada provoca uma ligeira rotação do gelo em levitação, provocando a sua propulsão nessa direção. [Retirado de Dupeux <i>et al.</i> (2013)]	9

Figura 1.8	Resultados numéricos obtidos por Cousins <i>et al.</i> (2012) para o escoamento gasoso. (a) Módulo da velocidade num plano intermédio entre o topo dos dentes e a base do corpo. (b) Componente da tensão viscosa na direção X . (c) e (d) Componentes longitudinal e transversal da velocidade, respectivamente. [Retirado de Cousins <i>et al.</i> (2012)] . . .	10
Figura 1.9	Trajetória de gota de água colocada sobre superfície dentada horizontal, a diferentes temperaturas. [Adaptado de Grounds <i>et al.</i> (2012)]	11
Figura 1.10	À esquerda, geometria "tipo-turbina" da superfície utilizada por Wells <i>et al.</i> (2015), maquinada em alumínio e aquecida a temperaturas entre 350 e 500°C. Na figura da direita, encontra-se representado o mecanismo de propulsão responsável por gerar a rotação do disco. [Adaptado de Wells <i>et al.</i> (2015)]	12
Figura 1.11	Fotografia captada da superfície de Marte, revelando a existência de marcas na superfície deixadas pelo deslizamento de blocos de gelo seco. (Imagem captada pela NASA através da sonda espacial MRO). .	13
Figura 1.12	Velocidade média da gota em função da temperatura do substrato, para as várias dimensões dos dentes testadas (p representa o período ou comprimento dos dentes). [Extraído de Ok <i>et al.</i> (2011)] . . .	15
Figura 1.13	Na imagem da esquerda, uma gota pequena apresenta forma quase esférica (escala representa 1 mm). Gotas de maiores dimensões, como a representada à direita, tornam-se mais achatadas devido ao efeito da gravidade, tendo altura máxima igual a duas vezes o comprimento capilar (escala representa 2 mm). [Extraído de Soto & Cohen (2014)] .	16
Figura 1.14	Força de propulsão medida em função do raio da gota de água. [Retirado de Lagubeau <i>et al.</i> (2011)]	16
Figura 1.15	Representação do filme de vapor formado em cada um dos regimes de temperatura descritos, para dentes de pequenas (em cima) e grandes (em baixo) dimensões. [Retirado de Ok <i>et al.</i> (2011)]	18
Figura 1.16	Aceleração da gota em função da inclinação da superfície dos dentes, para diferentes temperaturas. [Retirado de Marín <i>et al.</i> (2012)]	19

Figura 1.17	Texturas superficiais testadas por Grounds <i>et al.</i> (2012), maquinadas a partir de blocos de bronze. [Adaptado de Grounds <i>et al.</i> (2012)]	19
Figura 1.18	Posição de gota de água colocada sobre superfície com revestimento hidrofóbico em função do tempo e a várias temperaturas. [Extraído de Dupeux <i>et al.</i> (2014)]	20
Figura 1.19	Gota de etanol em movimento sobre superfície de perfil "em ameia", aquecida a 450°C. [Extraído de Dupeux <i>et al.</i> (2011a)]	21
Figura 1.20	Reprodução da textura superficial "espinha de peixe", maquinada em bronze. Cada dente tem uma altura $H = 0,2 \text{ mm}$ e espessura $W = 1 \text{ mm}$. Ângulo α testado entre 15 e 75°. [Extraído de Soto & Cohen (2014)]	22
Figura 1.21	Força de propulsão que atua sobre a gota em função do ângulo α , para dois raios diferentes. [Extraído de Soto & Cohen (2014)]	22
Figura 1.22	Força de propulsão que atua sobre disco de raio constante $R = 0,65 \text{ cm}$ em função da sua altura, quando colocado sobre superfície aquecida a uma temperatura de 450°C. [Extraído de Dupeux <i>et al.</i> (2011b)]	24
Figura 2.1	Representação de um disco de gelo seco sobre uma superfície dentada, na qual λ designa o período ou comprimento dos dentes e H_{dentas} a sua altura.	27
Figura 2.2	Configuração do escoamento de vapor no espaço entre o corpo impulsionado e a superfície dentada. São verificadas duas fases características.	29
Figura 2.3	Dimensões características de um disco sólido de Leidenfrost.	32
Figura 2.4	Forma característica de gotas de dimensão sub-capilar (esquerda) e superior (direita).	32
Figura 3.1	À esquerda, uma das peças de cobre utilizadas. Na figura da direita, peça de alumínio. As superfícies dentadas foram maquinadas a partir de blocos de dimensão inicial 200 x 50 x 25 [mm].	39

Figura 3.2	Resistências de cartucho utilizadas, cada uma com um diâmetro de 10 <i>mm</i> , comprimento 47 <i>mm</i> e potência de 350 <i>W</i> . Para a sua colocação, foram feitos dois furos de 10 <i>mm</i> de diâmetro em cada uma das peças.	40
Figura 3.3	Diagrama de fase do Dióxido de Carbono. [Retirado de http://bit.ly/2bflC5S]	41
Figura 3.4	Molde destinado à conformação dos discos de gelo seco.	42
Figura 3.5	Conjunto utilizado para a colocação das gotas de água.	42
Figura 3.6	Dimensões características da textura dentada assimétrica.	44
Figura 3.7	Calha dentada de cobre, com as resistências de aquecimento colocadas no seu interior.	44
Figura 3.8	Aquecimento de uma das peças de alumínio utilizadas.	45
Figura 3.9	Barreiras utilizadas no controlo do movimento do disco, na figura da esquerda. À direita, disco de gelo sobre uma das texturas dentadas em teste.	45
Figura 4.1	Peça de cobre antes (esquerda) e depois (direita) do seu aquecimento.	47
Figura 4.2	Curva de variação da velocidade média atingida pela gota de água sobre a peça 350 ($H_{dentas} = 350 \mu m$ e $\lambda = 1,5 mm$), maquinada em cobre.	48
Figura 4.3	Curva de variação da velocidade média atingida pela gota de água sobre a peça 250 ($H_{dentas} = 250 \mu m$ e $\lambda = 1,5 mm$), maquinada em cobre.	48
Figura 4.4	Curva de variação da velocidade média atingida pela gota de água sobre a peça 150 ($H_{dentas} = 150 \mu m$ e $\lambda = 1,5 mm$), maquinada em cobre.	49
Figura 4.5	Evolução da velocidade da gota com a temperatura superficial em cada uma das peças, durante a fase de aquecimento.	50
Figura 4.6	Evolução da velocidade da gota com a temperatura superficial em cada uma das peças, durante a fase de arrefecimento.	52
Figura 4.7	Fotografias obtidas através de um microscópio eletrónico, da textura dentada da peça 250 sem (esquerda) e com (direita) oxidação.	53

Figura 4.8	Velocidade atingida por um disco de gelo seco de diâmetro 9,5 <i>mm</i> e espessura 2,5 <i>mm</i> , quando colocada sobre cada uma das três peças de alumínio testadas. A temperatura média a que decorreram os ensaios de cada textura encontra-se entre parêntesis, ao lado do nome da peça correspondente.	54
Figura 5.1	Textura superficial capaz de provocar movimento alternado a um disco de gelo seco. [Adaptado de Cousins <i>et al.</i> (2012)]	59
Figura A.1	Região entre o corpo de Leidenfrost e um dos dentes da superfície.	65

Lista de Tabelas

Tabela 2.1	Valores aproximados de várias grandezas.	33
Tabela 2.2	Valores típicos de alguns parâmetros.	35
Tabela 3.1	Geometria superficial das peças testadas.	43
Tabela B.1	Níveis de temperatura e velocidades médias correspondentes, medidas sobre a peça 350 maquinada em cobre.	69
Tabela B.2	Níveis de temperatura e velocidades médias correspondentes, medidas sobre a peça 250 maquinada em cobre.	70
Tabela B.3	Níveis de temperatura e velocidades médias correspondentes, medidas sobre a peça 150 maquinada em cobre.	72
Tabela B.4	Resultados experimentais do movimento de discos de gelo seco sobre as várias texturas em alumínio testadas.	73

Nomenclatura

A_{XY}	Área no plano XY
A_{YZ}	Área no plano YZ
F	Força de propulsão
F_f	Força de fricção
F_i	Forças inerciais no seio do escoamento
F_v	Forças viscosas no seio do escoamento
g	Aceleração gravítica
h	Espessura média da camada de vapor
h_0	Distância entre o topo do dente e a base do corpo de Leidenfrost
h_λ	Distância entre a base do dente e a do corpo de Leidenfrost
H_{dentes}	Altura dos dentes
H_{gelo}	Altura do disco de gelo seco
H_{gota}	Altura da gota líquida
k	Condutividade térmica do vapor
l_c	Comprimento capilar
L	Calor latente de mudança de fase
L_x	Comprimento característico dos dentes na direção horizontal (eixo X)
L_z	Comprimento característico dos dentes na direção vertical (eixo Z)
\dot{m}	Taxa de formação de vapor
m_{gelo}	Massa de gelo seco
N	Número de dentes que contribuem para a propulsão

p	Pressão no seio do escoamento
\dot{q}_{cond}	Fluxo de calor condutivo
\dot{q}_{rad}	Fluxo de calor radiativo
r_c	Raio de contacto com a superfície
R	Raio do corpo de Leidenfrost
Re	Número de Reynolds
T_{sup}	Temperatura da superfície
T_{gelo}	Temperatura da base do gelo seco
U	Componente horizontal (eixo X) da velocidade média do escoamento de vapor
v_x	Componente horizontal (eixo X) da velocidade do escoamento de vapor
v_z	Componente vertical (eixo Z) da velocidade do escoamento de vapor
V	Velocidade característica do escoamento de vapor segundo a direção Y
V_{gota}	Velocidade de deslocação da gota
W	Velocidade vertical (eixo Z) de ejeção de vapor

Símbolos gregos

α	Inclinação dos dentes
γ	Tensão superficial na interface líquido-sólido
ΔT	Diferença de temperatura entre a base do corpo de Leidenfrost e a superfície aquecida
λ	Período ou comprimento de cada dente
μ	Viscosidade dinâmica do vapor
ρ	Massa volúmica do material da gota
ρ_{ar}	Massa volúmica do ar
ρ_{gelo}	Massa volúmica do disco de gelo seco
ρ_l	Massa volúmica do líquido
ρ_v	Massa volúmica do vapor

σ	Constante de Stefan-Boltzmann
τ	Tensão viscosa de propulsão
τ_{gelo}	Tempo de vida do gelo seco

1 Introdução

A levitação é um fenómeno físico com um crescente interesse no desenvolvimento de sistemas em engenharia. Existem vários tipos diferentes, como é o caso da levitação magnética (por exemplo, materiais supercondutores arrefecidos a temperaturas muito baixas quando colocados sobre ímanes) ou da levitação aerodinâmica (como o que acontece nos *Hovercraft*, que se mantêm em suspensão devido a um jato de ar de sentido descendente). O caso recente mais mediático é a tecnologia *Hyperloop*, patenteada pela empresa *SpaceX*, que usa o magnetismo para ultrapassar o efeito do atrito em comboios de alta velocidade, facilitando substancialmente o movimento.

Uma variante conhecida que permite a suspensão de corpos é o efeito de Leidenfrost. Este fenómeno, descoberto em 1756 por Johann Gottlob Leidenfrost, está associado à transmissão de calor por mudança de fase, envolvendo a formação de uma camada de vapor na região interfacial entre a substância que muda de fase e uma superfície sólida. Este filme gasoso impede o contacto direto de um corpo com o substrato, levitando-o. A grande mobilidade verificada em pequenas gotas de água quando colocadas sobre superfícies muito quentes, fruto da ocorrência deste efeito, levou à procura de uma forma de beneficiar dessa fricção reduzida. No seguimento de vários trabalhos científicos, foi proposto o conceito da "Propulsão de Leidenfrost", conseguida através da movimentação de corpos sobre superfícies aquecidas, caracterizadas por texturas de perfil assimétrico. O mecanismo permite não só a propulsão de gotas líquidas em evaporação (Linke *et al.* , 2006), como também de materiais sólidos em sublimação (Lagubeau *et al.* , 2011).

Uma das propostas para a tecnologia envolvida neste tipo de propulsão termicamente induzida é a da produção de energia elétrica, recorrendo a motores térmicos por mudança de fase (Wells *et al.* , 2015) ou a outros sistemas capazes de gerar um movimento alternado. Especialmente em ambientes inóspitos, aproveitando as condições e os recursos abundantes no local, por exemplo, como é o caso do gelo seco em Marte. Por outro lado, a sua utilização na refrigeração de microprocessadores também

tem algum potencial, na medida em que poderá permitir a circulação de um fluido refrigerante sem ser necessário recorrer a um sistema para o efeito (Linke *et al.* , 2006).

Vários estudos foram previamente publicados, nos quais se analisa experimental e numericamente esta propulsão, nomeadamente de que forma as características geométricas da superfície e do material impulsionado, mas também outros factores como a temperatura e o material do substrato, influenciam o movimento obtido. O trabalho aqui apresentado tem como objetivo a continuação da investigação experimental deste fenómeno, procurando obter resultados até aqui inexistentes na literatura.

1.1. Efeito de Leidenfrost

Em 1756, Johann Gottlob Leidenfrost publicou um trabalho sobre algumas propriedades da água, no qual estudou o comportamento de gotas quando colocadas sobre substratos muito quentes. Ao aquecer uma superfície a uma temperatura muito elevada, bastante superior ao ponto de ebulição do líquido (cerca de 300°C), verificou que as gotas não aderiam à superfície, como sucede em superfícies a temperaturas mais reduzidas. A colocação de uma vela atrás da gota permitiu-lhe visualizar a formação de uma fina camada de vapor na região inferior da gota, separando-a da superfície. Este fenómeno de levitação, designado efeito de Leidenfrost, resulta do equilíbrio entre a evaporação da gota, que alimenta essa "película de vapor", e o seu peso, que pressiona o filme de vapor. Isto é, se o substrato estiver suficientemente quente, a taxa de evaporação é suficientemente elevada para formar uma camada de vapor estável. A gota permanece suspensa sobre o seu próprio vapor, exercendo, sobre ele, uma pressão que origina um fluxo de vapor para o exterior, alimentado pela evaporação da gota. Na figura 1.1, é apresentada uma ilustração deste efeito para o exemplo de uma pequena gota de água.

A aplicação prática do efeito de Leidenfrost pode não ser explícita e/ou evidente. Por exemplo, tem uma aplicação curiosa na culinária: quando pequenas gotas de água "escorregam" na superfície de uma frigideira sem se evaporarem instantaneamente, os cozinheiros sabem que esta se encontra à temperatura ideal para fazer crepes.

Na teoria de ebulição clássica, o ponto de Leidenfrost (indicado na figura 1.2) designa a temperatura acima da qual se verifica este efeito, que depende de vários factores para além da própria substância em evaporação. Por certo, devido ao facto de ser um

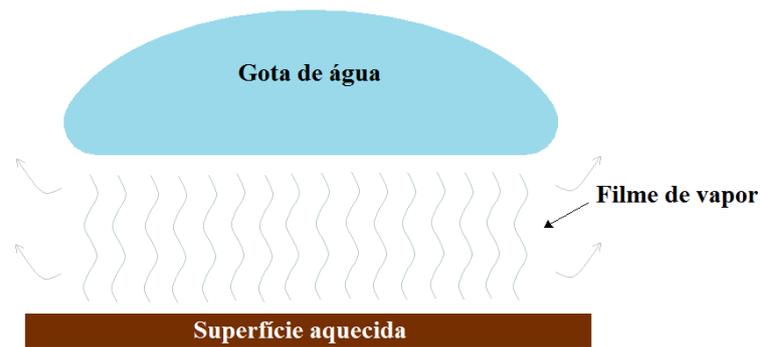


Figura 1.1: Efeito de Leidenfrost numa pequena gota de água.

fenómeno interfacial, parâmetros associados às características da superfície podem induzir uma variação do valor dessa temperatura, dificultando a identificação do seu valor com precisão. No caso da água, por exemplo, este fenômeno pode ser verificado a partir de temperaturas de 150°C (Biance *et al.*, 2003), aproximando-se normalmente dos 200°C , mas podendo dar-se, até, apenas acima de 500°C (Ok *et al.*, 2011). Um aspecto importante é a rugosidade da superfície que, se for considerável, pode aumentar muito o valor da temperatura de Leidenfrost (Bernardin & Mudawar, 1999). Para além de exigir uma maior espessura da camada de vapor para garantir suspensão total, um substrato rugoso promove a nucleação de bolhas devido a contactos pontuais, o que dificulta a ocorrência deste fenômeno e aproxima o ponto de Leidenfrost de valores de temperatura mais elevados. Mas também o grau de limpeza ou as propriedades térmicas do material da superfície são determinantes (Bernardin & Mudawar, 1999).

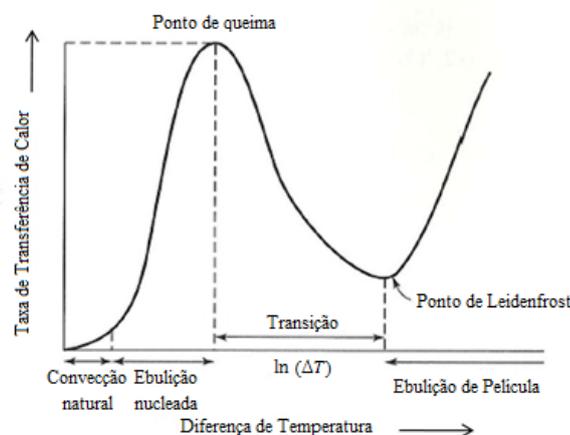


Figura 1.2: Curva característica de ebulição.

O facto de não haver contacto direto com a superfície, aliado à baixa condutibilidade térmica do vapor, torna a taxa de vaporização bastante baixa. Isto relativamente à situação em que a temperatura da superfície atinge valores apenas ligeiramente superiores ao ponto de ebulição, na qual as várias regiões de contacto comportam um aumento considerável da transmissão de calor. Efetivamente, Bianche *et al.* (2003) mostraram que o tempo de vida de uma pequena gota de água pode chegar a 100 segundos quando colocada sobre uma superfície aquecida acima da temperatura de Leidenfrost, ao passo que, ligeiramente acima de 100°C, se pode evaporar em menos de 1 segundo.

Uma consequência adicional da suspensão da gota sobre a camada de vapor e da ausência de contacto com o substrato é a enorme redução do atrito com a superfície, conferindo-lhe uma elevada mobilidade. Perante isto, a aplicação de uma pequena força, de intensidade bastante inferior ao peso do corpo, permitirá alcançar velocidades relativamente elevadas. É na sequência desta observação que surgiu o interesse em estudar a "Propulsão de Leidenfrost", procurando explorar este possível movimento praticamente sem fricção.

1.2. Propulsão de Leidenfrost

Em 2006, um grupo de investigação da Universidade de Oregon, liderado pelo cientista alemão Heiner Linke, desenvolveu um dispositivo capaz de provocar um movimento direcionado de gotas líquidas, tendo por base o efeito de Leidenfrost. A colocação de uma gota sobre uma superfície plana aquecida acima do ponto de Leidenfrost não origina qualquer movimento. Contudo, Linke *et al.* (2006) verificaram que, ao colocar a gota sobre uma superfície de perfil dentado, com dentes "tipo-serra" assimétricos, esta desloca-se segundo uma direção específica, correspondente à inclinação dos dentes (figura 1.3). Este comportamento mantém-se mesmo quando a velocidade inicial tem o sentido oposto ao induzido pelos dentes, ou quando a superfície tem uma certa inclinação (Linke *et al.* , 2006), o que poderia constituir um obstáculo à ocorrência de locomoção desse corpo. Desta forma, uma diferença de temperatura é convertida num movimento de translação.

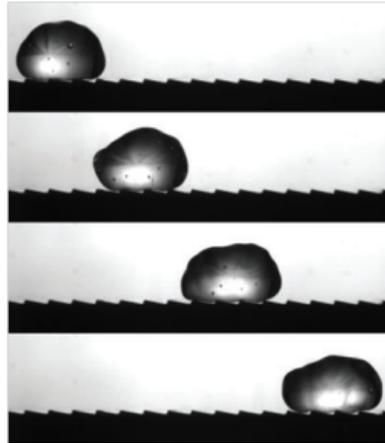


Figura 1.3: Dispositivo de Linke. Observou o movimento de gotas líquidas de raio 2 mm , colocadas sobre superfície aquecida de bronze de perfil dentado. Os dentes têm uma altura de $0,2\text{ mm}$ e um período de $1,5\text{ mm}$. O intervalo temporal entre figuras sucessivas é de 40 ms . [Imagem retirada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

Em vários estudos publicados sobre este fenómeno, foram propostos e analisados alguns cenários, procurando explicar a propulsão de pequenos corpos líquidos:

- o perfil dentado da superfície inferior provoca a deformação da base da gota, como exposto na figura 1.4, induzindo gradientes de pressão de Laplace - alterações na curvatura da superfície da gota provocam diferenças de pressão no filme de vapor. O escoamento de vapor resultante aplica uma força de arrasto viscoso sobre a gota que está na origem do movimento observado (Linke *et al.* , 2006);

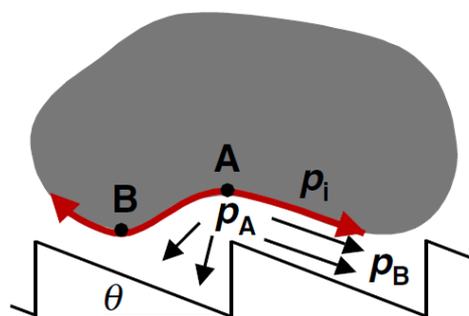


Figura 1.4: Mecanismo proposto por Linke *et al.* (2006) para explicar a propulsão de uma gota. [Adaptado de Linke *et al.* (2006)]

- existe um gradiente térmico entre a interface inferior da gota (temperatura de ebulição) e a interface superior (em contacto com o ar ambiente a uma tempe-

ratura inferior). Como o aumento de temperatura reduz a tensão superficial, este gradiente térmico origina, conseqüentemente, pequenas oscilações nos valores dessa propriedade. Uma vez que a superfície tem um perfil assimétrico, o aquecimento da gota também será assimétrico, o que pode provocar a sua deslocação através destes desequilíbrios de tensão superficial, através do chamado efeito de Marangoni (Lagubeau *et al.* , 2011);

- vibrações espontâneas da gota junto à superfície aquecida podem provocar a transformação de energia cinética vertical em horizontal, devido à inclinação dos dentes (Lagubeau *et al.* , 2011);
- o fluxo de vapor que resulta da evaporação da gota torna-se direcional devido à presença dos dentes assimétricos, originando o movimento observado (Lagubeau *et al.* , 2011).

Posteriormente, a propulsão de Leidenfrost também foi observada em corpos sólidos em sublimação, como é o caso do gelo seco, ou seja, dióxido de carbono (CO_2) no estado sólido (Lagubeau *et al.* , 2011). Estes, quando colocados sobre uma superfície dentada semelhante, aquecida acima do ponto de Leidenfrost do CO_2 , movem-se na mesma direção que as gotas. Conseqüentemente, concluiu-se que o principal mecanismo de propulsão não poderá estar só relacionado com a natureza deformável das gotas, uma vez que o gelo seco é rígido, mas sim com a produção de vapor na região inferior do corpo em levitação e com a influência da geometria da superfície no filme formado (Lagubeau *et al.* , 2011).

Associado a este estudo surgiu, também, um debate em relação às características do escoamento de vapor: qual a sua origem, sentido e qual o mecanismo físico que está por detrás do movimento do corpo de Leidenfrost (designação atribuída ao corpo em propulsão). As principais teorias apresentadas foram as seguintes:

- na camada de vapor, surge um gradiente térmico horizontal significativo devido ao perfil assimétrico dos dentes. Desta forma, ocorre um *thermal creep flow*, que consiste numa força aplicada a um gás com origem numa variação de temperatura, em resultado da diferença de quantidade de movimento transportada pelas moléculas a várias temperaturas. Assim, gera-se um fluxo de gás que arrasta o corpo (Würger, 2011);

- no regime de Leidenfrost, o corpo em ebulição/sublimação está suspenso sobre uma camada fina do seu próprio vapor. O peso do corpo, ao exercer pressão sobre a película de vapor, provoca o escoamento deste gás para o exterior. Sobre uma superfície assimétrica de perfil dentado, a configuração do escoamento de vapor na região inferior ao corpo é influenciada pela assimetria do substrato. Segundo Lagubeau *et al.* (2011), quando o vapor se aproxima do degrau entre dentes consecutivos, a contração é súbita, pelo que a resistência ao escoamento é maior que no sentido oposto. Assim, o vapor flui essencialmente segundo o sentido ascendente da inclinação dos dentes, na direção oposta ao movimento do corpo de Leidenfrost. Na origem da propulsão estará, então, um efeito de jato (*rocket effect*), provocado pela saída de vapor para o exterior na região traseira da gota líquida ou do bloco de gelo seco (consoante o caso);
- se a superfície apresentar um perfil dentado assimétrico, como o exposto anteriormente, o escoamento de vapor, para além de se dar lateralmente, é orientado essencialmente segundo a direção descendente da inclinação dos dentes (figura 1.5). Este escoamento gasoso aplica uma força de arrasto viscoso sobre o corpo de Leidenfrost que, portanto, se desloca na mesma direção (Dupeux *et al.* , 2011b).

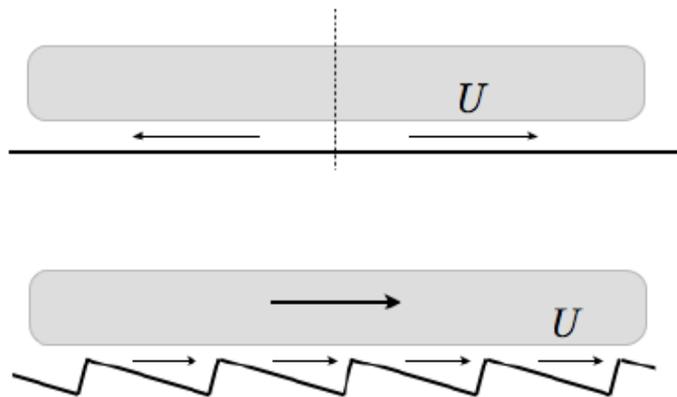


Figura 1.5: Configuração do escoamento de vapor proposta por Dupeux *et al.* (2011b), cuja velocidade típica é representada pela letra U . Em cima, sobre uma superfície plana horizontal, o escoamento é isotrópico. Pelo contrário, sobre uma superfície de textura dentada e assimétrica, como na figura inferior, o escoamento de vapor é polarizado e arrasta o corpo de Leidenfrost. [Adaptado de Dupeux *et al.* (2011b)]

A terceira hipótese é a que reúne maior consenso, sendo suportada pelos estudos experimentais efetuados por Dupeux *et al.* (2011b) (que observaram o movimento de pequenas contas de vidro colocadas no seio do escoamento) e pelas análises numéricas de Cousins *et al.* (2012) e Baier *et al.* (2013).

Desta forma, ao colocar um corpo de Leidenfrost perfeitamente equilibrado sobre uma superfície plana, o escoamento de vapor na região inferior deverá ser isotrópico. Assim, a força resultante aplicada no corpo não tem qualquer componente horizontal e o corpo não se move. Apenas levita sobre a fina camada de vapor, uma vez que a própria pressão em excesso na região gasosa exerce uma força de sentido ascendente de igual intensidade ao peso do corpo. Por outro lado, sobre uma superfície assimétrica dentada, a maior parte do vapor flui segundo uma direção, no sentido descendente da inclinação dos dentes. Este escoamento direcional de vapor, através de uma força de arrasto viscoso, constitui o principal mecanismo de propulsão do corpo de Leidenfrost em levitação, quer o material esteja no estado líquido em vaporização ou estado sólido em sublimação.

Todavia, o escoamento gasoso apresenta uma configuração 3-D, semelhante à exposta na figura 1.6. Ao atingir o degrau entre dois dentes consecutivos, o vapor é defletido e evacuado lateralmente ao longo das ranhuras dos dentes, como demonstraram Dupeux *et al.* (2011b) e Cousins *et al.* (2012). Se o corpo for homogêneo e equilibrado e a superfície estiver perfeitamente nivelada, o escoamento de vapor será simétrico, sendo nula a força viscosa resultante aplicada ao corpo segundo essa direção.



Figura 1.6: Vista superior da configuração 3-D do escoamento, observada por Dupeux *et al.* (2011b) e confirmada numericamente por Cousins *et al.* (2012).

Por outro lado, um corpo colocado sobre uma superfície com uma suave inclinação lateral poderá apresentar um movimento nessa direção. Algo semelhante ocorrerá no caso de um corpo desequilibrado, como se pode deduzir dos resultados experimentais de Dupeux *et al.* (2013). Este trabalho evidenciou que um bloco de gelo seco de massa não uniforme colocado sobre uma superfície plana também se movimenta, no sentido da região de maior massa do corpo (figura 1.7). Nesse caso particular, a deslocação deve-se, essencialmente, à componente horizontal da força originada com o aumento de pressão na camada de vapor. O fluxo gasoso desenvolve-se, principalmente, numa direção oposta à deslocação do corpo, pelo que a força de arrasto viscoso se torna, efetivamente, numa força de atrito que dificulta a sua translação.

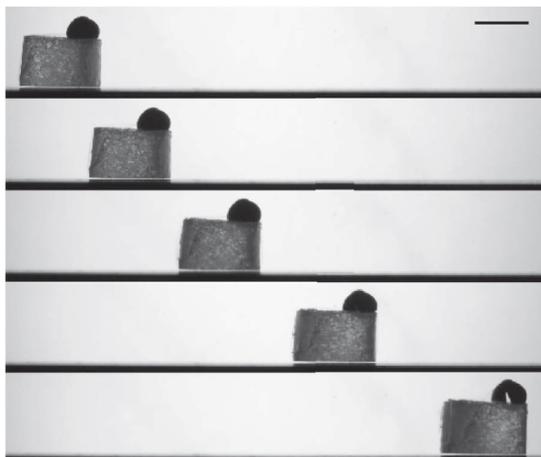


Figura 1.7: Disco de gelo seco colocado sobre superfície plana aquecida a 320°C , desequilibrado por pequena massa de $0,54\text{ g}$. A massa adicionada provoca uma ligeira rotação do gelo em levitação, provocando a sua propulsão nessa direção. [Retirado de Dupeux *et al.* (2013)]

Porém, é importante realçar que, para a propulsão de Leidenfrost sobre superfícies dentadas assimétricas, este escoamento lateral de vapor que ocorre ao longo dos "canais" formados entre dentes consecutivos não contribui para o movimento principal do corpo (horizontal, no sentido descendente da inclinação dos dentes), mas pode afetar a velocidade atingida.

Dupeux *et al.* (2013) concluíram que, tendo em conta o fluxo lateral de vapor verificado quando é atingido o degrau do dente seguinte, o escoamento na região inferior do gelo seco é aproximadamente celular. Isto significa que cada dente desenvolve um escoamento quase independente, que não afeta o escoamento gasoso que ocorre sobre

os dentes vizinhos. Por conseguinte, a força de propulsão total resulta da contribuição de vários dentes, que correspondem ao substrato sobre o qual se está a movimentar, em cada instante, o corpo de Leidenfrost. Posteriormente, Cousins *et al.* (2012) obtiveram resultados semelhantes ao analisar numericamente este fluxo de vapor, confirmando a configuração descrita, como demonstra a figura 1.8:

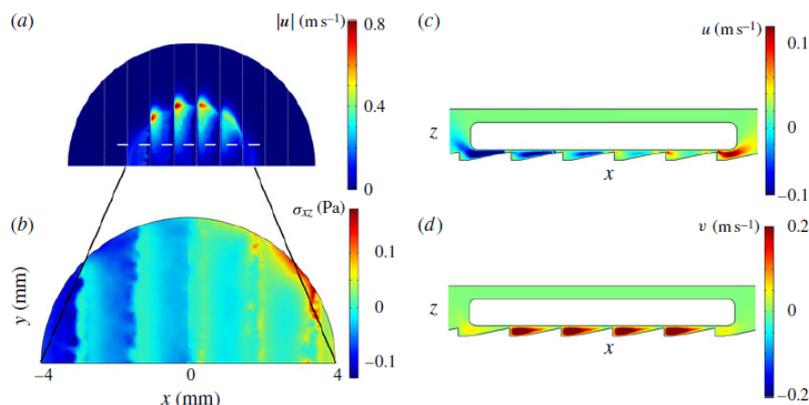


Figura 1.8: Resultados numéricos obtidos por Cousins *et al.* (2012) para o escoamento gasoso. (a) Módulo da velocidade num plano intermédio entre o topo dos dentes e a base do corpo. (b) Componente da tensão viscosa na direção X . (c) e (d) Componentes longitudinal e transversal da velocidade, respectivamente. [Retirado de Cousins *et al.* (2012)]

Na verdade, deverá salientar-se que a consideração de que um corpo perfeitamente equilibrado não apresenta qualquer deslocação lateral sobre um substrato rigorosamente horizontal é um pouco irrealista. Grounds *et al.* (2012) concluíram que as pequenas subestruturas deixadas no processo de maquinagem da superfície, devidas ao movimento de rotação das ferramentas, geram deslocação na direção perpendicular ao sentido principal de pequenas gotas de água, isto é, ao longo dos "canais" entre dentes. Essa componente lateral deve-se a fenómenos de nucleação de vapor, associados aos contactos pontuais com o substrato através dessas subestruturas. Grounds *et al.* (2012) verificaram, adicionalmente, que a direção e intensidade desse movimento também dependem da temperatura da superfície. A figura 1.9 exhibe as trajetórias obtidas nesses ensaios:

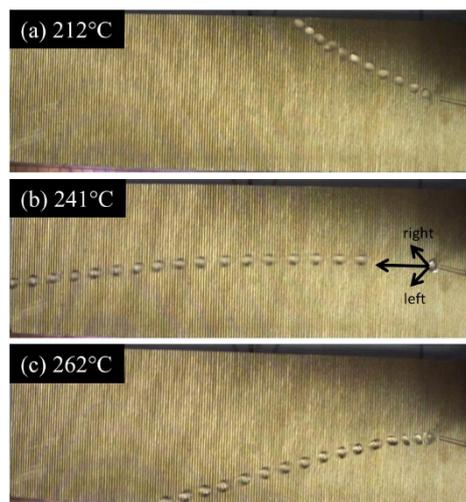


Figura 1.9: Trajetória de gota de água colocada sobre superfície dentada horizontal, a diferentes temperaturas. [Adaptado de Grounds *et al.* (2012)]

1.3. Aplicações

A ebulição/sublimação do corpo de Leidenfrost e o fluxo de vapor resultante devem-se ao calor fornecido pelo substrato quente. Deste modo, tanto as gotas em estado líquido como o gelo seco são, essencialmente, motores térmicos que convertem energia térmica em trabalho.

A propulsão de Leidenfrost de pequenas gotas é um objeto de estudo bastante interessante, principalmente pela sua aplicabilidade em sistemas de arrefecimento. Segundo Linke *et al.* (2006), esta solução poderia constituir uma alternativa a algumas bombas circuladoras, através de canais com paredes interiores cuja geometria se estruture à semelhança das superfícies com perfil dentado assimétrico. O próprio calor residual a extrair seria aproveitado para a circulação de um fluido arrefecedor. Linke *et al.* (2006) descreve como aplicação prática mais promissora deste fenómeno o arrefecimento de microprocessadores. A remoção de calor destes requer, normalmente, um sistema de circulação de um fluido refrigerante. Com um dimensionamento apropriado, o calor produzido pelo microprocessador poderá ser suficiente para provocar a circulação recorrendo à propulsão de Leidenfrost, dispensando qualquer sistema de bombagem.

Recentemente, Wells *et al.* (2015) propuseram um motor térmico por sublimação que converte diferenças de temperatura em movimento rotacional de discos de gelo

seco, tendo como base o efeito de Leidenfrost (figura 1.10). Como a força propulsora é aplicada pelo vapor na região inferior, a resistência ao movimento do gelo seco é muito baixa, tornando atrativa a recolha de energia térmica através de sublimação e do efeito de Leidenfrost. Este motor consiste numa superfície dentada assimétrica aquecida, com a geometria de uma turbina, sobre a qual são colocados os discos de gelo seco, nos quais é induzido um movimento rotacional através do mecanismo de propulsão descrito. A mesma superfície também pode ser utilizada para induzir movimento rotacional numa camada líquida (por exemplo, de água), sendo que, nesse caso, Wells *et al.* (2015) colocaram uma placa metálica de revestimento hidrofóbico sobre o líquido no sentido de o estabilizar. Para demonstrar a viabilidade da recolha de energia térmica usando este motor por sublimação, Wells *et al.* (2015) construíram um pequeno gerador elétrico, usando ímãs de neodímio colocados sobre o corpo em rotação. Aproveitando o movimento dos discos de gelo seco, obteve uma corrente alternada com cerca de 800 mV.

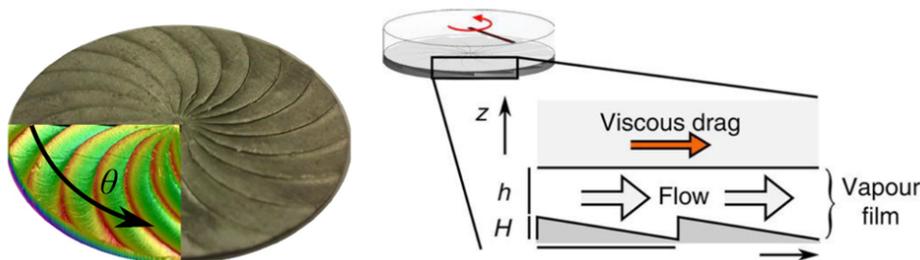


Figura 1.10: À esquerda, geometria "tipo-turbina" da superfície utilizada por Wells *et al.* (2015), maquinada em alumínio e aquecida a temperaturas entre 350 e 500°C. Na figura da direita, encontra-se representado o mecanismo de propulsão responsável por gerar a rotação do disco. [Adaptado de Wells *et al.* (2015)]

Este conceito de produção de energia elétrica com base no efeito de Leidenfrost é bastante relevante com vista a ser utilizado em ambientes inóspitos, onde as condições de pressão e temperatura são extremas. É importante salientar, novamente, que este fenómeno não se resume à água e ao dióxido de carbono, pelo que outros materiais alternativos, disponíveis em abundância nestes locais, também poderão servir para substituir os combustíveis tradicionais. Por exemplo, imagens captadas por uma sonda espacial na superfície de Marte revelam a existência de marcas deixadas por blocos de

gelo seco (com extensão até comprimentos de 2 *km*), ao deslizarem ao longo de encostas (figura 1.11). O movimento é facilitado pela sublimação na região inferior deste blocos nos períodos de maior temperatura em Marte, dado que se forma uma pequena camada de vapor lubrificante. Estas observações confirmam a presença abundante de gelo seco neste planeta, tornando interessante o estudo da produção de energia via efeito de Leidenfrost, com vista a ser utilizada em missões espaciais futuras. A reduzida pressão atmosférica de Marte é um fator adicional que apoia esta proposta, uma vez que facilita a ocorrência desse efeito a temperaturas mais reduzidas (Buchmüller, 2014).

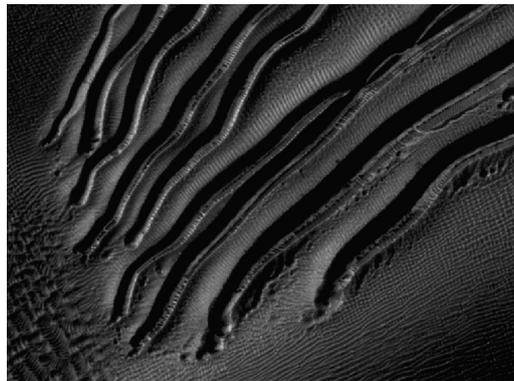


Figura 1.11: Fotografia captada da superfície de Marte, revelando a existência de marcas na superfície deixadas pelo deslizamento de blocos de gelo seco. (Imagem captada pela NASA através da sonda espacial MRO).

1.4. Dados experimentais prévios

1.4.1. Gotas de Leidenfrost (Líquidos)

Identificação do Ponto de Leidenfrost

O método tradicional utilizado para detetar o ponto de Leidenfrost baseia-se na medição do tempo de vida da gota, quando colocada sobre uma superfície plana. No momento em que esse ponto é atingido, em vez de se evaporar quase imediatamente, a gota mantém-se praticamente íntegra durante algum tempo. Porém, quando colocada sobre uma superfície dentada, este método deixa de ser adequado, devido ao movimento da gota.

Grounds *et al.* (2012) propuseram um método de identificação através do som produzido pela gota ao evaporar-se. Abaixo do ponto de Leidenfrost, a gota ferve de

forma violenta, gerando vibrações e um som com uma certa periodicidade. No regime de Leidenfrost, a gota é quase silenciosa, pois reduz a área de contacto, emitindo apenas pequenos sons pontuais quando toca na superfície.

Influência da temperatura da superfície

Linke *et al.* (2006) e Ok *et al.* (2011) (figura 1.12) efetuaram estudos com o objetivo de perceber a influência da temperatura do substrato no movimento obtido. Foi aferido que os valores máximos de velocidade atingidos por pequenas gotas líquidas, através da propulsão de Leidenfrost, ocorrem a temperaturas de superfície ligeiramente superiores àquela em que se observa o início do movimento. Neste regime de temperatura, a gota ainda não é totalmente suportada por vapor (pois a camada inferior ainda é bastante fina) e as nucleações decorrentes da ebulição por contacto direto entre a gota e os topos dos dentes induzem movimento. É importante referir que a temperatura da superfície a que uma gota líquida se começa a mover é inferior ao ponto de Leidenfrost, apenas atingido quando há separação total devido à formação de um filme de vapor. Logo após se alcançar um valor máximo, a velocidade da gota diminui com o aumento da temperatura da superfície.

Num segundo regime, caracterizado por temperaturas mais elevadas, os valores de velocidade são inferiores e variam de forma menos acentuada com o aumento da temperatura. Linke *et al.* (2006) referem que esta influência é praticamente nula, enquanto que Ok *et al.* (2011) salientaram, apenas, a existência de uma ligeira redução da velocidade com valores de temperatura crescentes. Neste regime, as gotas de água já estão completamente em suspensão, uma vez que a espessura da camada inferior de vapor é maior. Grounds *et al.* (2012) e Dupeux *et al.* (2014) referem que à maior temperatura associa-se um maior fluxo de vapor, o que é benéfico para a propulsão, mas a maior espessura da camada de vapor que lhe está associada tem, como consequências, uma atenuação do efeito de orientação direcional do escoamento de vapor por parte da superfície e uma redução da tensão viscosa, o que explica a reduzida variação observada.

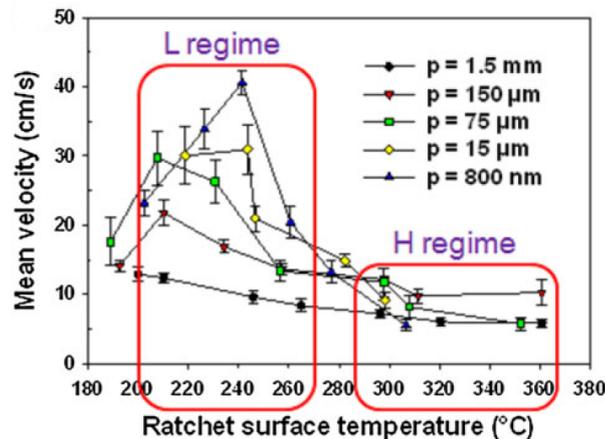


Figura 1.12: Velocidade média da gota em função da temperatura do substrato, para as várias dimensões dos dentes testadas (p representa o período ou comprimento dos dentes). [Extraído de Ok *et al.* (2011)]

Influência das dimensões da gota

Lagubeau *et al.* (2011) apuraram que gotas com tamanho inferior ao período do dentado da superfície não apresentam qualquer movimento, pois é necessário que o fluxo de vapor contacte a calha ao longo de uma distância superior a esse comprimento. Feng *et al.* (2012) salientaram a importância deste aspeto para que o efeito de orientação do escoamento de vapor seja considerável. Como refere Quéré (2013), a dimensão de uma gota afecta a sua forma devido à importância relativa entre a sua energia de superfície e a gravidade. No caso de pequenas gotas, o efeito da gravidade é desprezável quando comparado com as forças de tensão superficial, pelo que a gota apresenta uma forma quase esférica. Por outro lado, gotas de maior dimensão têm uma forma mais achatada, devido à maior relevância da gravidade (ver figura 1.13). A transição entre estas duas situações dá-se no chamado comprimento capilar que, no caso da água, ronda os 2,5 mm de raio para uma temperatura de 100°C. É obtido por:

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho \cdot g}}, \quad (1.1)$$

sendo γ a força de tensão superficial na interface líquido-gás, ρ a massa volúmica da gota e g a aceleração gravítica. Este comprimento característico resulta do balanço entre as forças gravitacionais e de tensão superficial, os dois tipos de forças a que uma gota em levitação está sujeita (Soto & Cohen, 2014).

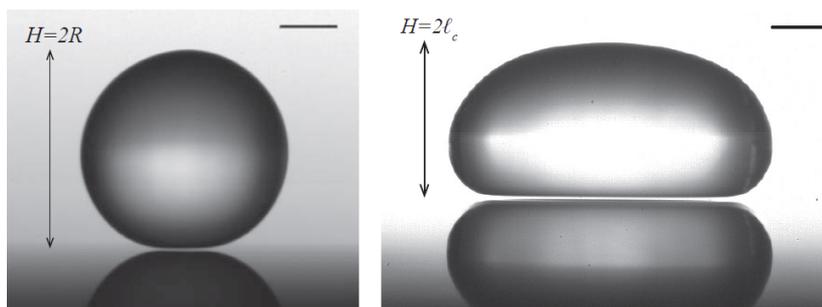


Figura 1.13: Na imagem da esquerda, uma gota pequena apresenta forma quase esférica (escala representa 1 mm). Gotas de maiores dimensões, como a representada à direita, tornam-se mais achatadas devido ao efeito da gravidade, tendo altura máxima igual a duas vezes o comprimento capilar (escala representa 2 mm). [Extraído de Soto & Cohen (2014)]

Linke *et al.* (2006) avaliaram, no regime de altas temperaturas, de que forma a dimensão das gotas influencia o movimento. Para gotas de menor dimensão, a curvatura altera-se com o tempo de forma complexa, pelo que os resultados são bastante variáveis. Mas a partir de dimensões próximas do comprimento capilar, os resultados estabilizam, verificando-se uma redução da aceleração com o aumento do volume da gota. Por outro lado, para este mesmo regime de temperatura, Lagubeau *et al.* (2011) obtiveram um aumento da força de propulsão proporcional ao raio da gota, como exhibe a figura 1.14. Gotas de raio superior a um centímetro não foram testadas, uma vez que o filme de vapor se torna instável para maiores dimensões (Biance *et al.*, 2003). Adicionalmente, para valores entre 2 e 7 mm, constatou uma redução da velocidade com o aumento do raio da gota. No entanto, essa flutuação é reduzida, uma vez que a ordem de grandeza da velocidade atingida é sempre de 10 cm/s.

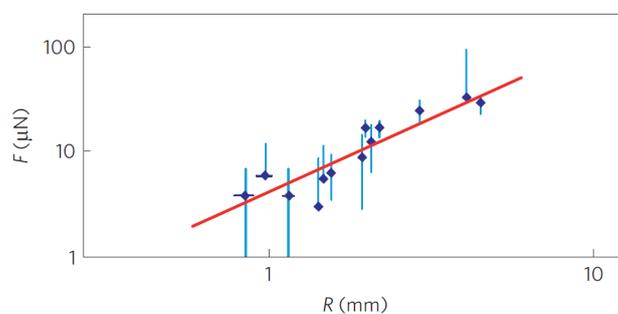


Figura 1.14: Força de propulsão medida em função do raio da gota de água. [Retirado de Lagubeau *et al.* (2011)]

O estudo de Ok *et al.* (2011) permite concluir que, em qualquer dos regimes de temperatura, as dimensões da gota têm um efeito pouco significativo na velocidade. A maior dimensão de uma gota leva a que a quantidade de dentes responsáveis pela sua propulsão seja maior, o que, intuitivamente, seria vantajoso. Contudo, o aumento da massa a levantar e da espessura da camada de vapor (que atenua o efeito de orientação direcional do vapor e reduz a tensão viscosa) que lhe estão associados anulam esse efeito positivo.

De facto, Bianche *et al.* (2003) mostraram que o aumento do raio de uma gota colocada sobre uma placa plana aquecida tem associada uma maior espessura da camada de vapor obtida por efeito de Leidenfrost, de ordem entre 10 e $10^2 \mu\text{m}$.

Influência das características da superfície

Dimensões dos dentes

- Dentes geometricamente semelhantes

Ok *et al.* (2011) estudaram experimentalmente a influência da geometria da superfície onde se movimenta a gota, avaliando superfícies com dentes geometricamente semelhantes, mas de dimensões diferentes. Foram efetuados testes nos dois regimes de temperatura referidos anteriormente, através da utilização de calhas com perfis dentados de diversas dimensões, desde milimétricas até submicrométricas.

No primeiro regime, o de temperaturas mais baixas, verificou-se uma grande variação da velocidade com a geometria da superfície. Neste regime, ainda existem contactos entre os topos dos dentes e a gota, pois a camada de vapor é muito fina. Assim, para as superfícies com dentes mais pequenos, é maior a quantidade de topos em contacto direto com a gota, o que permite uma maior taxa de transferência de calor. Desta forma, Ok *et al.* (2011) verificaram experimentalmente que a velocidade atingida nestas condições é superior, uma vez que a nucleação de vapor neste regime se dá, essencialmente, nesses contactos (ver figura 1.12). Como é maior a quantidade de dentes envolvidos na propulsão da gota, a força de propulsão total gerada é mais acentuada. Feng *et al.* (2012) obtiveram resultados semelhantes, tendo observado uma velocidade superior para calhas de período mais reduzido.

Em substratos aquecidos a maior temperatura (segundo regime), Ok *et al.* (2011) concluíram que a influência da superfície na velocidade não é tão importante, estando a

gota em levitação total. Nesta situação, à medida que os dentes diminuem de tamanho, o efeito positivo da maior transferência de calor é cancelado pela maior espessura da camada de vapor. Consequentemente, a sua influência final é quase nula. A figura 1.15 exibe a configuração típica da camada de vapor em cada um dos regimes de temperatura descritos:

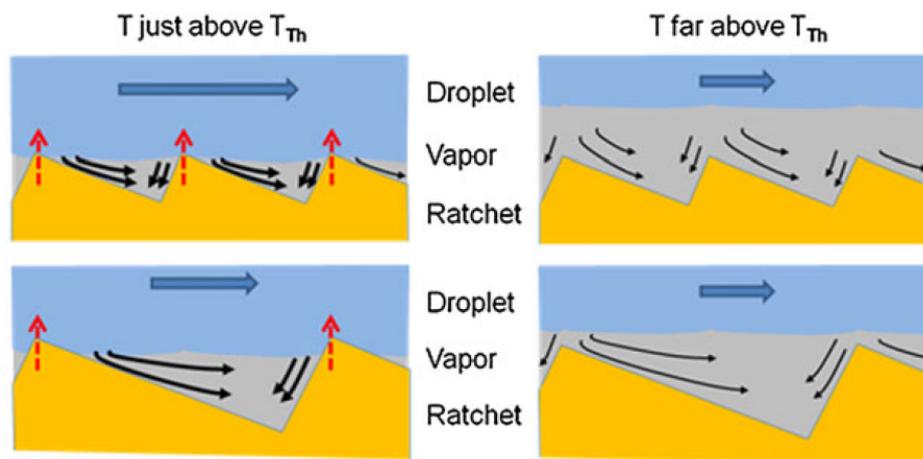


Figura 1.15: Representação do filme de vapor formado em cada um dos regimes de temperatura descritos, para dentes de pequenas (em cima) e grandes (em baixo) dimensões. [Retirado de Ok *et al.* (2011)]

- Dentes de geometria variável

Marín *et al.* (2012), tal como Ok *et al.* (2011), efetuaram um estudo sobre a propulsão de gotas sobre superfícies de textura semelhante ao dispositivo de Linke *et al.* (2006), mas a uma escala submilimétrica. Neste caso em particular, Marín *et al.* (2012) aproveitaram o tamanho reduzido dos dentes para avaliar a propulsão de gotas de dimensões inferiores à capilar, quando colocadas num substrato de aço inoxidável no regime de altas temperaturas. Desta investigação, apurou-se um aumento da força de propulsão para dentes de maior inclinação (como consequência da polarização mais forte do escoamento de vapor) e para menores temperaturas de superfície (associado à menor espessura da camada de vapor). O período dos dentes foi mantido constante, ao passo que a altura foi variada, de forma a alterar a inclinação dos dentes. Estes resultados encontram-se representados na figura 1.16:

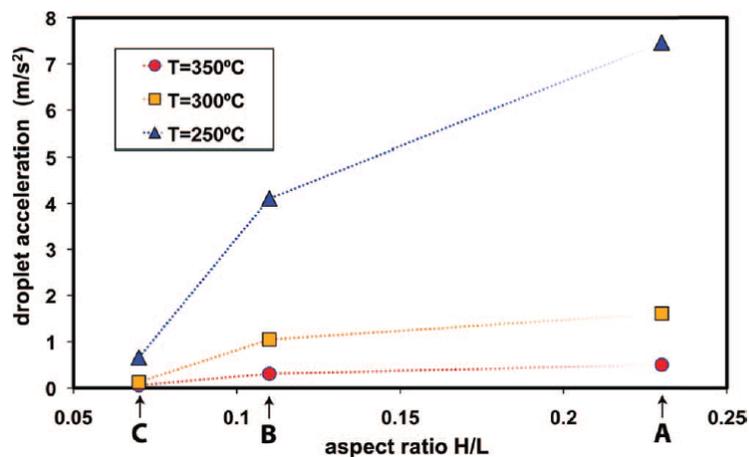


Figura 1.16: Aceleração da gota em função da inclinação da superfície dos dentes, para diferentes temperaturas. [Retirado de Marín *et al.* (2012)]

Grounds *et al.* (2012), da Universidade de Bath, também analisou a propulsão de gotas colocadas sobre calhas de perfis dentados com dimensões variáveis, desta feita sobre superfícies com uma ligeira inclinação em relação ao plano horizontal. As três geometrias testadas são as expostas na figura 1.17:

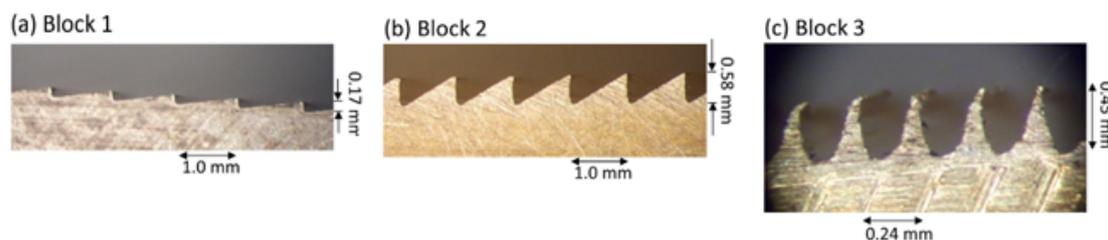


Figura 1.17: Texturas superficiais testadas por Grounds *et al.* (2012), maquinadas a partir de blocos de bronze. [Adaptado de Grounds *et al.* (2012)]

Como seria de esperar e foi aferido por Grounds *et al.* (2012), a temperatura de Leidenfrost é mais elevada para o bloco 3, pois é o de maior rugosidade. No entanto, em contrapartida, é este o bloco que permite subir a maior inclinação, apesar de esse valor máximo ser alcançado a temperaturas mais elevadas.

Propriedades hidrofóbicas

Ao analisar a utilização de calhas com revestimentos super-hidrofóbicos¹ para a propulsão de Leidenfrost de gotas de água, Dupeux *et al.* (2014) constataram que a

¹Superfícies hidrofóbicas "repelem" a água, sendo menor a área de contacto gota-superfície

temperatura a que se inicia o movimento é bastante inferior. Mesmo existindo contacto, ou seja, a baixas temperaturas, Dupeux *et al.* (2014) verificaram que estes revestimentos permitem estender esta propulsão a temperaturas abaixo do ponto de ebulição, com camadas de vapor muito finas. Sobre estas superfícies aferiram, ainda, um aumento considerável da velocidade com a temperatura no regime de baixas temperaturas (figura 1.18). Para o segundo regime (o de temperaturas mais elevadas), essa variação foi praticamente nula, mas as velocidades obtidas foram superiores.

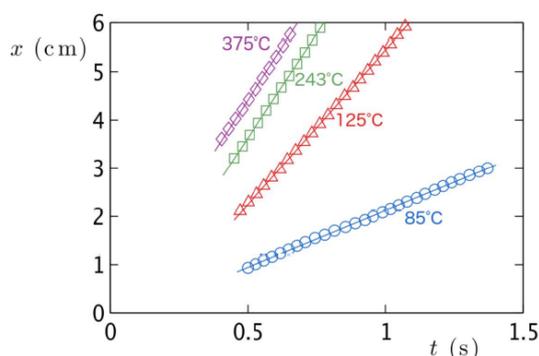


Figura 1.18: Posição de gota de água colocada sobre superfície com revestimento hidrofóbico em função do tempo e a várias temperaturas. [Extraído de Dupeux *et al.* (2014)]

Controlo do movimento

Se a reduzida fricção que a situação de Leidenfrost propicia é, de facto, vantajosa do ponto de vista do movimento facilitado da gota, por outro lado, torna mais difícil o seu controlo. Dupeux *et al.* (2011a) estudaram a desaceleração de gotas de água conseguida sobre uma superfície de alumínio aquecida a 450°C com uma textura caracterizada por pequenos rasgos simétricos, em vez de dentes assimétricos, como se observa na figura 1.19. Ao passo que, sobre uma superfície plana horizontal, a distância de travagem expectável seria da ordem de um metro, pois a força do ar seria a principal resistência, através deste sistema, Dupeux *et al.* (2011a) obtiveram a travagem e imobilização de gotas em apenas alguns centímetros.

Esta força de fricção torna-se mais relevante com o aumento da velocidade (dependendo do quadrado desta), da altura dos degraus e com o menor espaçamento entre estes. Dupeux *et al.* (2011a) referem que este atrito adicional é conseguido, princi-

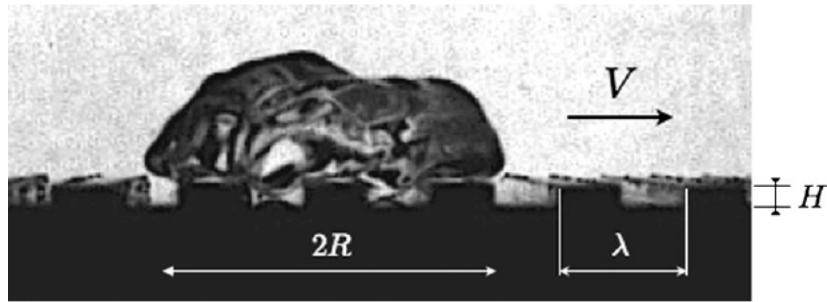


Figura 1.19: Gota de etanol em movimento sobre superfície de perfil "em ameia", aquecida a 450°C. [Extraído de Dupeux *et al.* (2011a)]

palmente, através dos sucessivos choques das gotas com as paredes dos rasgos, quando estes têm uma altura $H < 400 \mu\text{m}$ (gama típica da altura do dentado utilizado na propulsão de Leidenfrost). Assim, torna-se fácil deduzir que, na situação de propulsão de Leidenfrost de gotas sobre texturas dentadas, uma grande parte da fricção que limita as velocidades atingidas estará relacionada com pequenos choques com os topos dos dentes. Para esse tipo de geometrias, as gotas movem-se no sentido de maior fricção, o que levanta a questão da existência de um *design* óptimo, também assimétrico, para que se obtenha uma polarização eficaz do escoamento, mas que ofereça uma menor resistência ao movimento.

Geometrias alternativas para a propulsão

Os resultados experimentais de vários trabalhos sobre o mecanismo de propulsão de Leidenfrost de gotas colocadas sobre calhas de perfis dentados assimétricos mostram uma boa correspondência com o que seria expectável a partir do tratamento analítico da formulação física do fenómeno. No entanto, como comprovou o estudo numérico de Baier *et al.* (2013), é muito complicado obter um modelo analítico rigoroso. Desta forma, Soto & Cohen (2014) propõem uma nova textura, cuja análise teórica do problema no que diz respeito ao escoamento de vapor é mais fácil e, por conseguinte, aumenta a fiabilidade da validação dos resultados experimentais atingidos. Este perfil superficial consiste na disposição de dentes retos espaçados e em padrão "espinha de peixe", como é ilustrado na figura 1.20.

Nesta configuração, o vapor é forçado a deslocar-se ao longo dos canais formados pelo espaço entre dentes consecutivos e a base da gota, no sentido de menor pressão, ou seja, para o exterior. Esse deslocamento gasoso aplica uma força de arrasto viscoso na

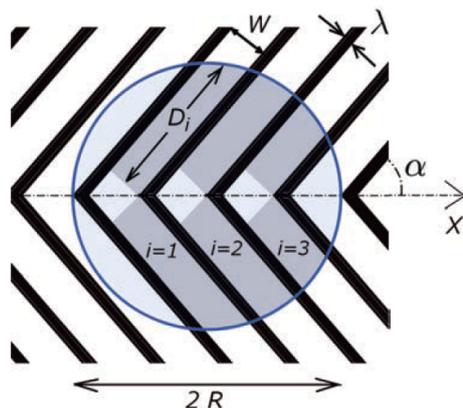


Figura 1.20: Reprodução da textura superficial "espinha de peixe", maquiada em bronze. Cada dente tem uma altura $H = 0,2 \text{ mm}$ e espessura $W = 1 \text{ mm}$. Ângulo α testado entre 15 e 75° . [Extraído de Soto & Cohen (2014)]

gota com uma componente longitudinal não-nula, gerando o seu movimento. As velocidades atingidas são da mesma ordem de grandeza que as conseguidas pelo dispositivo de Linke *et al.* (2006), ou seja, cerca de 10 cm/s .

Ao testar experimentalmente esta geometria, Soto & Cohen (2014) obtiveram uma variação crescente da força de propulsão com o aumento do raio da gota, sendo esse aumento mais acentuado para menores ângulos α (designação da figura 1.20). Em contrapartida, para gotas de raio constante, a força de propulsão é máxima para valores de α próximos de 45° (figura 1.21), em consonância com os resultados obtidos por via analítica pelos autores.

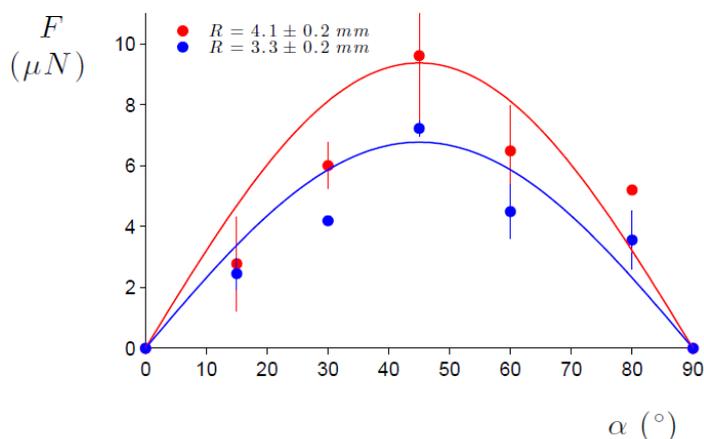


Figura 1.21: Força de propulsão que atua sobre a gota em função do ângulo α , para dois raios diferentes. [Extraído de Soto & Cohen (2014)]

Para resolver o problema de estabilidade central do movimento da gota, Soto & Cohen (2014) propuseram um canal central ao longo do eixo de simetria da "espinha", de forma a impedir o movimento lateral da gota, sem afetar significativamente a força de propulsão. Esta proposta é bastante interessante, mas só deverá funcionar para líquidos.

Em relação à velocidade terminal, resultante do balanço entre as forças de fricção e de propulsão, obtive uma velocidade máxima para $\alpha \approx 22,5^\circ$. Este valor encontra-se entre o caso em que a força de propulsão é máxima ($\alpha \approx 45^\circ$) e a situação de fricção mínima ($\alpha \approx 0^\circ$), na qual os dentes estão alinhados com o movimento da gota, logo são nulas as perdas por choque.

1.4.2. Gelo Seco

Ao contrário do que acontece em corpos de Leidenfrost líquidos, para que ocorra movimento de gelo seco sobre as superfícies dentadas via efeito de Leidenfrost, será necessário que se verifique levitação total sobre a camada de vapor, como referem Lagubeau *et al.* (2011). Qualquer contacto com os topos dos dentes origina uma força de resistência que trava a sua progressão. Assim, os dois regimes de temperatura descritos para as gotas (ver figura 1.12) não são aplicáveis neste caso. Como a deslocação do gelo implica a sua suspensão, existirá um único regime de elevada temperatura capaz de gerar a sua impulsão.

Dupeux *et al.* (2011b) estudaram a propulsão de pequenos discos de gelo seco de dimensões variáveis. Fixando o raio, verificaram um aumento da força de propulsão com a espessura dos discos (ver figura 1.22). Baier *et al.* (2013) obtiveram resultados semelhantes ao verificar um aumento da tensão viscosa responsável pelo movimento com a espessura do gelo. Adicionalmente, observaram um aumento desta tensão com o aumento do ângulo de inclinação dos dentes, até um certo ponto acima do qual não há movimento devido ao contacto do disco com a superfície. Em relação à variação do raio do corpo de Leidenfrost sólido, ao contrário do que acontece com gotas líquidas (Lagubeau *et al.*, 2011), Baier *et al.* (2013) constataram uma redução da força de propulsão com o aumento deste.

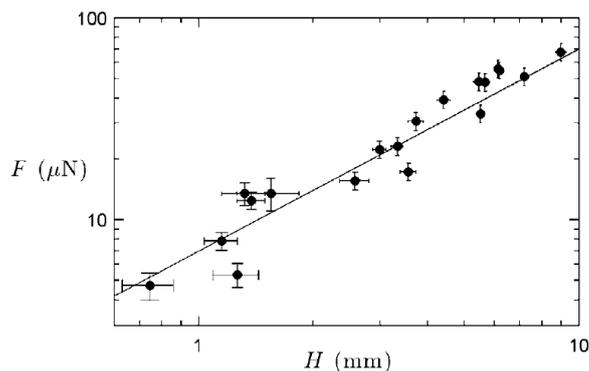


Figura 1.22: Força de propulsão que atua sobre disco de raio constante $R = 0,65 \text{ cm}$ em função da sua altura, quando colocado sobre superfície aquecida a uma temperatura de 450°C . [Extraído de Dupeux *et al.* (2011b)]

Mais recentemente, Wells *et al.* (2015) estudaram a rotação de discos de gelo seco, conseguida quando colocados sobre uma superfície aquecida com a geometria de uma turbina. Para discos de massa elevada, isto é, superior a um valor que designaram por massa crítica, ocorre contacto com a superfície, pelo que não há movimento. Segundo Wells *et al.* (2015), a massa crítica escala com $\Delta T \cdot \left(\frac{R}{H}\right)^4$, sendo ΔT a diferença de temperatura entre a base do corpo e a superfície, R o raio do disco de gelo seco e H a altura dos dentes da superfície. Assim, quanto maiores forem a temperatura da superfície e o raio do disco, maior é a probabilidade de ocorrência de movimento. Por outro lado, o aumento da altura dos dentes dificulta a deslocação dos discos, pois a espessura de vapor terá de ser superior para evitar qualquer contacto. Wells *et al.* (2015) referem, também, que a força de propulsão aumenta com a espessura do disco (pois disso decorre um aumento do peso e a camada de vapor torna-se mais fina, o que aumenta a força de arrasto viscoso), com o seu raio (maior área da região inferior, sobre a qual atua a tensão viscosa) e com a inclinação dos dentes (proporciona maior grau de orientação direcional do escoamento de vapor).

1.5. Objetivos

Como se pode deduzir da revisão bibliográfica anterior, são vários os parâmetros importantes que influenciam a velocidade atingida através do mecanismo de propulsão de Leidenfrost. A temperatura da superfície, bem como as dimensões do corpo a impulsionar e o tipo de substrato, são determinantes para que se atinja movimento e

para as próprias características dessa locomoção.

O estudo apresentado por Ok *et al.* (2011) permite tirar conclusões importantes acerca da influência da geometria dos dentes que compõem a superfície no movimento de pequenas gotas de água. Verifica-se que a redução do tamanho dos dentes provoca um aumento da velocidade máxima atingível, o que estará relacionado com o número superior de dentes por unidade de área da parte inferior da gota. Uma maior quantidade de dentes tem associado um aumento do número de topos em contacto com a gota, logo uma melhoria da transmissão de calor. Desta decorre uma amplificação da força de propulsão exercida pelo escoamento de vapor resultante, que Ok *et al.* (2011) atribuíram à redução do período. De facto, Feng *et al.* (2012) obtiveram uma velocidade superior em pequenas gotas de água ao reduzir o período, mantendo a altura dos dentes constante. Marín *et al.* (2012), por outro lado, testaram a variação da altura dos dentes, tendo focado o estudo na propulsão de gotas de tamanho sub-capilar sobre texturas dentadas assimétricas de extensão abaixo do milímetro. O resultado foi claro: dentes de maior inclinação (ou seja, maior altura para o mesmo período) têm associadas maiores forças de propulsão, devido à melhoria da polarização do escoamento de vapor.

Um dos objetivos do presente trabalho foi conferir se a alteração da altura dos dentes, para um período constante e para texturas de dimensões de ordem milimétrica, teria alguma influência nos resultados, uma vez que a inclinação dos dentes também oscilará nessa situação. Desta maneira, foram testadas superfícies cujas variações geométricas residem, apenas, na altura dos dentes. Para o teste de movimento de gotas de água foram utilizadas peças de cobre, procurando beneficiar da sua elevada condutibilidade térmica, bem como utilizar um material diferente dos previamente testados pelos vários autores - bronze, alumínio e aço inoxidável.

Para a propulsão de blocos de gelo seco, foram realizadas experiências com peças de geometria semelhante, mas maquinadas em alumínio. Esta alteração de material ficou a dever-se a algumas limitações decorrentes do aquecimento do cobre a altas temperaturas como se explica no ponto 3.1.1.

Por fim, foi efetuada uma breve análise física do fenómeno, de forma a suportar as conclusões retiradas acerca da influência da variação de cada um dos parâmetros avaliados a partir dos resultados experimentais obtidos.

2 Análise matemática da propulsão de Leidenfrost

Neste capítulo, apresentam-se algumas considerações teóricas da propulsão de Leidenfrost de discos de gelo seco, cujas características geométricas bem definidas facilitam a análise do problema. A propulsão de gotas líquidas também é abordada de forma breve e aproximada, através da extrapolação dos resultados obtidos para corpos sólidos.

Como foi referido anteriormente, os resultados experimentais de Dupeux *et al.* (2011b), juntamente com o estudo numérico de Cousins *et al.* (2012), permitiram concluir que o escoamento de vapor na região inferior do disco de gelo seco é aproximadamente celular. Ao atingir o degrau correspondente à parede do dente posterior, o vapor tende a escapar lateralmente, sem afetar significativamente o fluxo de vapor no dente seguinte. Por conseguinte, a análise deste fenómeno de propulsão poderá ser efetuada para um só dente e ser, de seguida, transposta para toda a região sobre a qual o gelo se desloca. Para tal, será necessário esclarecer as dimensões típicas da textura dentada da superfície em análise, expostas na figura 2.1:

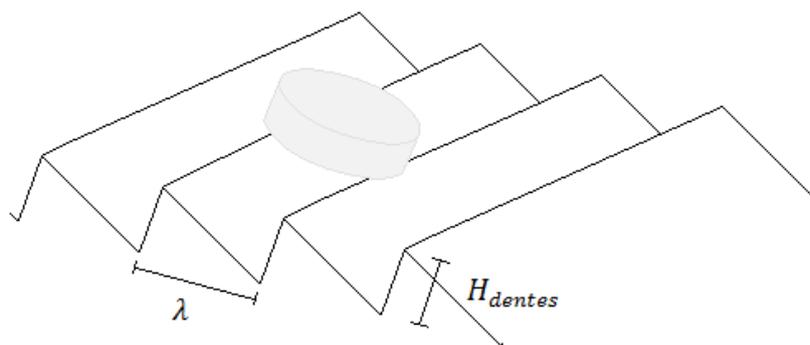


Figura 2.1: Representação de um disco de gelo seco sobre uma superfície dentada, na qual λ designa o período ou comprimento dos dentes e H_{dentas} a sua altura.

Como mostraram Gottfried *et al.* (1966), numa situação de Leidenfrost, a condução é o mecanismo dominante de transferência de calor através da camada de vapor. Assim, o fluxo de calor será descrito pela Lei de Fourier por:

$$\dot{q}_{cond} = \frac{k\Delta T}{h}, \quad (2.1)$$

em que k corresponde à condutibilidade térmica do vapor, ΔT à diferença de temperatura entre a superfície e a base do gelo e h à espessura média da camada de vapor. No caso do gelo seco, a superfície inferior do disco encontra-se a $-78,5^\circ\text{C}$, ou seja, à temperatura de sublimação do gelo seco à pressão atmosférica. Quanto à superfície, será tomado um valor de temperatura de 450°C , utilizado por Dupeux *et al.* (2011b). Nesse caso, a condutibilidade térmica do CO_2 gasoso a uma temperatura média é de $0,034 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$. Para $h \sim 100 \mu\text{m}$ (valor típico encontrado por Biance *et al.* (2003)), $\dot{q}_{cond} \approx 18 \text{ W/cm}^2$.

Para confirmar a importância do fluxo de calor condutivo calculou-se, igualmente, o fluxo radiativo, considerando que a superfície e a base do disco de gelo seco se comportam como um corpo negro. Assim:

$$\dot{q}_{rad} = \sigma(T_{sup}^4 - T_{gelo}^4), \quad (2.2)$$

sendo σ a constante de Stefan-Boltzmann, T_{sup} a temperatura da superfície e T_{gelo} a temperatura da base do disco de gelo seco, obtendo-se $\dot{q}_{rad} \approx 0,2 \text{ W/cm}^2$. Constata-se, por conseguinte, que a importância relativa do fluxo radiativo é muito inferior à do condutivo (duas ordens de grandeza), pelo que poderá ser desprezado.

2.1. Aproximação de Lubrificação - Velocidade do vapor

O escoamento de vapor na região inferior do gelo desenvolve-se segundo três direções espaciais. Primeiro, o vapor desloca-se no sentido descendente dos dentes (como ilustrado na figura 2.2 - ①), apresentando uma componente vertical (eixo Z) e uma componente horizontal (eixo X). É esta última que origina a força de arrasto viscoso sobre o corpo, responsável pela propulsão. Por outro lado, ao atingir a parede correspondente ao dente seguinte, o vapor desvia e escapa lateralmente, como exposto na figura 2.2 - ②. Esta configuração 3-D é bastante complexa, bem como a respetiva resolução analítica do problema. No entanto, para realizar uma análise de escala da velocidade típica do escoamento de vapor, poderá recorrer-se à aproximação de lubri-

ficação (simplificação das equações de Navier-Stokes). Esta torna-se aceitável no caso presente, uma vez que a espessura da camada de vapor é, tipicamente, muito reduzida, quando comparada com o comprimento longitudinal dos dentes, como mostraram Linke *et al.* (2006).

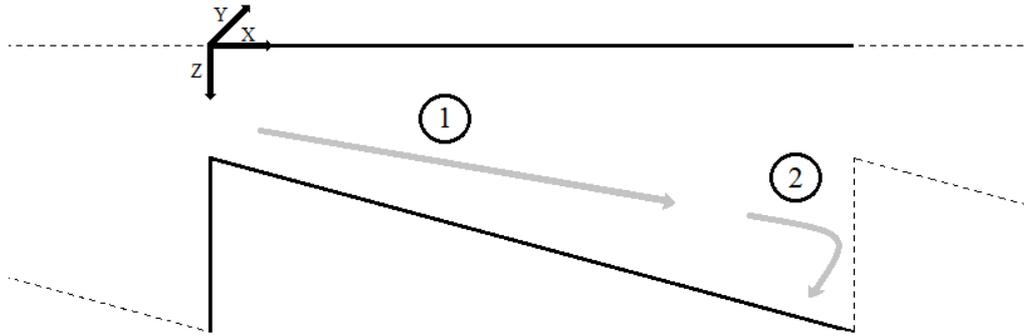


Figura 2.2: Configuração do escoamento de vapor no espaço entre o corpo impulsado e a superfície dentada. São verificadas duas fases características.

O caso de estudo que constitui o modelo habitual para a simplificação de lubrificação é o escoamento de um fluido no interior de um rolamento deslizante. O problema aqui em estudo apresenta uma configuração geométrica semelhante, mas o movimento do fluido possui características próximas de um escoamento de Poiseuille entre placas paralelas.

Na dedução da aproximação de lubrificação, apresentada no Anexo A, considera-se que o escoamento é uniforme segundo a direção Y , ou seja, não se considera o escoamento de vapor que escapa lateralmente, ao atingir cada degrau. Esta simplificação afeta os resultados obtidos para a velocidade longitudinal (direção do eixo X) do fluxo de vapor se se estiver a fazer um estudo numérico do escoamento e da conseqüente propulsão do corpo. No entanto, as relações de escala não são afetadas, pelo que essa análise se manterá válida.

A figura 2.2 representa o espaço entre um dos dentes da superfície e a base do disco de gelo seco. Apesar de a transferência de calor não ser uniforme em toda a superfície, como o disco se encontra em movimento, é plausível considerar-se que a sua base é perfeitamente plana.

A espessura típica da camada de vapor h varia com a direção X , pelo que o esco-

amento é necessariamente 2-D. No entanto, com base na aproximação de lubrificação, o escoamento poderá considerar-se 1-D se, como é o caso, o comprimento característico vertical (espessura do filme de vapor ou altura dos dentes) for muito inferior ao horizontal (comprimento dos dentes). Assim, como se deduz no Anexo A, apenas será necessário resolver a equação de Navier-Stokes correspondente à direção horizontal, que se resume a:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}, \quad (2.3)$$

sendo p a pressão, μ a viscosidade dinâmica do fluido em escoamento e v_x a componente segundo X da velocidade. Para a integração desta equação, será considerada a condição de não-escorregamento nas fronteiras, ou seja, em $z = 0$ e $z = h$, $v_x = 0$:

$$\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} z^2 + C_1 z + C_2 = v_x(z) \quad (2.4)$$

Impondo as condições fronteira, podem deduzir-se os valores dos coeficientes:

$$z = 0 \rightarrow v_x = 0 \rightarrow C_2 = 0 \quad (2.5)$$

$$z = h(x) \rightarrow v_x = 0 \rightarrow \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} z^2 + C_1 z = 0 \rightarrow C_1 = -\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \times h \quad (2.6)$$

Finalmente, aplicando os resultados obtidos para os coeficientes na equação (2.4), obtém-se:

$$v_x(z) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} z^2 - \left(\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} h \right) z \quad (2.7)$$

Designando U como a velocidade média do escoamento de vapor, então esta poderá ser obtida, assumindo novamente a espessura como unitária segundo a direção Y , por:

$$U = \frac{1}{h} \int_0^h v_x(z) dz = \frac{1}{h} \int_0^h \left(\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} z^2 - \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} h \cdot z \right) dz = -\frac{h^2}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.8)$$

O gradiente de pressão é, na verdade, negativo, pelo que o sinal é anulado. O que interessa retirar da análise efetuada neste trabalho são as relações de escala da velocidade típica do escoamento de vapor U :

$$U \sim \frac{h^2}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.9)$$

2.2. Espessura do filme de vapor

Na dedução da relação de escala da espessura da camada de vapor foi seguida uma abordagem semelhante à apresentada por Marín *et al.* (2012). O vapor que se forma na base do corpo de gelo de Leidenfrost provém da sua sublimação, que é acentuada pela elevada temperatura da superfície inferior. Assim, com base na equação de conservação de energia e tendo em conta que a transmissão de calor entre o gelo e a superfície se dá, essencialmente, via condução, então a taxa de sublimação será:

$$\dot{m}L \sim k \frac{\Delta T}{h} R^2 \rightarrow \dot{m} \sim \frac{k\Delta T}{hL} R^2, \quad (2.10)$$

onde k é a condutibilidade térmica do vapor (neste caso CO_2), ΔT é a diferença de temperatura entre a superfície (cerca de $450^\circ C$) e a base do disco (temperatura de sublimação, ou seja, $-78,5^\circ C$), h a espessura média do filme de vapor, L o calor latente de sublimação do gelo seco, R o raio do disco e \dot{m} o caudal de gelo seco vaporizado por sublimação.

Tendo em conta que a sublimação se dá, principalmente, na face inferior do disco, assumindo como desprezável a que ocorre nas faces laterais e superior, o tempo de vida do disco poderá ser estimado por $\tau_{gelo} \sim \frac{m_{gelo}}{\dot{m}}$, sendo m_{gelo} a massa de gelo que o compõe. Por outro lado, designando por U a velocidade média horizontal do escoamento de vapor, o caudal de vapor que escapa de debaixo do disco para o exterior pode ser aproximado da seguinte forma:

$$\dot{m} \sim \rho_v R h U, \quad (2.11)$$

sendo ρ_v a massa volúmica do vapor. Com base na aproximação de lubrificação, cuja utilização é justificada pelo facto de a ordem de grandeza das dimensões horizontais características do sistema ser muito superior às das verticais ($R, \lambda \gg h$), obteve-se a relação de escala (2.9). Da sua substituição na equação (2.11) resulta:

$$\dot{m} \sim \rho_v \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} R \quad (2.12)$$

O gradiente de pressão descrito acima deve-se à suspensão do disco sobre a camada de vapor, pelo que será proporcional ao seu peso. Este poderá ser deduzido com base na figura 2.3:

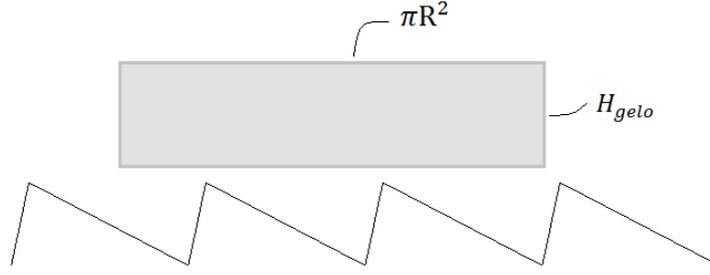


Figura 2.3: Dimensões caraterísticas de um disco sólido de Leidenfrost.

$$\frac{\partial p}{\partial x} \sim \frac{\Delta P}{R} \sim \frac{\rho_{gelo} g H_{gelo} R^2}{R^2} \sim \frac{\rho_{gelo} g H_{gelo}}{R} \Rightarrow \dot{m} \sim \rho_v \frac{h^3}{\mu} \rho_{gelo} g H_{gelo}, \quad (2.13)$$

onde ρ_{gelo} é a massa volúmica do gelo seco, g a aceleração gravítica e H_{gelo} a altura do disco de gelo seco. Combinando as equações (2.10) e (2.13), é possível obter uma expressão para a espessura típica do filme de vapor h :

$$h \sim \left(\frac{\mu k \Delta T}{L \rho_v \rho_{gelo} g H_{gelo}} \right)^{1/4} \cdot R^{1/2} \quad (2.14)$$

A análise anterior também é válida para gotas líquidas de grandes dimensões, apesar da sua base apresentar, entre topos de dentes consecutivos, alguma deformação provocada pela gravidade. No entanto, o raio de contacto é muito semelhante ao da gota ($r_c \sim R$) e a sua altura H_{gota} é, praticamente, independente do seu raio, sendo igual ao dobro do comprimento capilar $2l_c$ (figura 2.4).

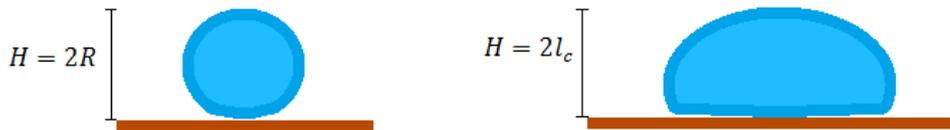


Figura 2.4: Forma característica de gotas de dimensão sub-capilar (esquerda) e superior (direita).

Assim, para gotas de grandes dimensões ($R > l_c$), considerando ρ_l a massa volúmica do líquido que a compõe, obtém-se:

$$h \sim \left(\frac{\mu k \Delta T}{L \rho_v \rho_l g H_{gota}} \right)^{1/4} \cdot R^{1/2} \quad (2.15)$$

Porém, para gotas mais pequenas, de dimensões sub-capilares ($R < l_c$), as forças de tensão superficial predominam sobre a gravidade. Como referem Marín *et al.* (2012), a pressão capilar torna-se mais significativa do que a pressão exercida pelo peso da gota. Nesse caso, o raio de contacto é inferior ao raio da gota, pois esta assume uma forma mais arredondada. De acordo com a análise exposta por Marín *et al.* (2012), tem-se que $r_c \sim \frac{R^2}{l_c}$ e $\Delta p \sim \frac{\gamma}{R}$. A expressão final da espessura da camada de vapor é alterada, verificando-se uma relação com o raio da gota mais vincada:

$$h \sim \left(\frac{\mu k \Delta T}{L \rho_v \gamma l_c} \right)^{1/4} \cdot R^{5/4} \quad (2.16)$$

2.3. Força de propulsão

A velocidade típica atingida pelo disco de gelo seco será da mesma ordem de grandeza que a velocidade do escoamento de vapor U , cerca de 10 cm/s , com base nos resultados de Dupeux *et al.* (2011b). Assim, será possível estimar a relação entre as forças de inércia e as viscosas no seio do escoamento, ou seja, o número de Reynolds. Designando por $F_i \sim \rho_v h U^2$ as forças de inércia e $F_v \sim \mu \frac{U}{h} \lambda$ as forças viscosas, este é dado por:

$$Re_{gelo} = \frac{\rho_v U h^2}{\mu \lambda} \quad (2.17)$$

Os valores típicos para os parâmetros envolvidos no número de Reynolds encontram-se sintetizados na tabela 2.1:

Tabela 2.1: Valores aproximados de várias grandezas.

ρ_v (a $265 \text{ }^\circ\text{C}$)	0,992 kg/m^3
h	100 μm
μ (a $265 \text{ }^\circ\text{C}$)	$2,55 \times 10^{-5}$ Pa.s

A partir da equação (2.17), obtém-se um número de Reynolds relativamente baixo, da ordem de 10^{-2} . Assim, verifica-se uma predominância das forças viscosas na camada

de vapor, confirmando que estas constituem o mecanismo principal de propulsão do gelo seco.

Para efetuar uma análise válida da força que impulsiona o corpo, será necessário atender a que o escoamento de vapor apresenta uma configuração 3-D, dividida em duas fases. Num primeiro momento, o vapor escoava desde o topo de cada dente superficial até atingir a parede do dente seguinte. A velocidade média do escoamento do vapor é dada por $U = \frac{h^2}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \sim \frac{h^2}{\mu} \frac{\Delta P_U}{\lambda}$, onde $\frac{\Delta P_U}{\lambda}$ é o gradiente de pressão motriz que está na base da componente principal do escoamento de vapor, responsável pela propulsão do disco. Da equação (2.10), que corresponde ao balanço térmico entre a condução através do vapor e a taxa de sublimação, pode-se definir a velocidade vertical de ejeção de vapor W :

$$W \sim \frac{k}{\rho_v L} \frac{\Delta T}{h} \quad (2.18)$$

Da conservação do fluxo de vapor, ou seja, da igualdade entre o fluxo de vapor produzido e o escoado, resulta $W\lambda R \sim UhR$. Atendendo às equações anteriores, obtém-se uma relação de escala para ΔP_U :

$$\Delta P_U \sim \frac{\mu k \Delta T \lambda^2}{h^4 \rho_v L} \quad (2.19)$$

Ao atingir o degrau, o vapor escapa lateralmente (eixo Y), ao longo de um canal de comprimento da ordem de R e espessura $H_{dentees}$. Esse fluxo tem, então, uma velocidade característica $V \sim \frac{H_{dentees}^2}{\mu} \frac{\Delta P_V}{R}$, onde ΔP_V se deve ao peso do disco de gelo, logo $\Delta P_V \sim \rho_{gelo} g H_{gelo}$.

Atendendo a que o principal mecanismo de propulsão é de natureza viscosa, poderá escrever-se uma expressão para a tensão associada a esta propulsão com base na lei de Newton da viscosidade. É importante salientar que apenas a componente U da velocidade contribui para este arrasto viscoso. Consequentemente fica:

$$\tau \sim \mu \frac{U}{h} \quad (2.20)$$

Como há conservação entre os dois fluxos de vapor descritos, pode escrever-se:

$$UhR \sim Vh\lambda \quad (2.21)$$

Da combinação das duas equações das componentes U e V do movimento do vapor com as expressões (2.20) e (2.21) chega-se a uma expressão que revela as várias relações de escala entre a tensão viscosa associada à propulsão e os vários fatores envolvidos: propriedades térmicas, diferença de temperatura e parâmetros geométricos da superfície e do corpo de Leidenfrost:

$$\tau \sim \left(\frac{\rho_v L g^3 \rho_{gelo}^3}{\mu \Delta T k} \right)^{1/2} \frac{H_{gelo}^{3/2} H_{dentes}^3 \lambda}{R^3} \quad (2.22)$$

Baier *et al.* (2013) efetuaram ensaios experimentais para comprovar a importância de cada parâmetro envolvido nesta relação de escala, tendo constatado que esta abordagem, semelhante à proposta por Dupeux (2013), constitui uma análise aproximada e válida do problema.

Tendo em conta a natureza celular do escoamento, pois o fluxo de vapor que se desenvolve em cada dente é praticamente independente em relação aos dentes vizinhos, a força de propulsão total poderá ser obtida a partir do produto da força de propulsão imposta por cada dente pelo número de dentes que se encontram debaixo do disco de gelo. A área de cada dente que contribui para a propulsão é de ordem $R\lambda$, enquanto que o número de dentes efetivos escala com $\frac{R}{\lambda}$. Assim:

$$F \sim \tau (R\lambda) \left(\frac{R}{\lambda} \right) \sim \left(\frac{\rho_v L g^3 \rho_{gelo}^3}{\mu \Delta T k} \right)^{1/2} \frac{H_{gelo}^{3/2} H_{dentes}^3 \lambda}{R} \quad (2.23)$$

Na tabela 2.2, são expostos os valores típicos das grandezas envolvidas na relação (2.23):

Tabela 2.2: Valores típicos de alguns parâmetros.

ρ_{gelo} (com base no peso dos discos)	846,5 kg/m^3
L	573 kJ/kg
ΔT	528,5 $^{\circ}C$
k (Baier <i>et al.</i> , 2013)	0,029 $W \cdot m^{-1} K^{-1}$
H_{dentes}	250 μm
H_{gelo}	2,5 mm
R	4,75 mm

A utilização destes valores, juntamente com os apresentados na tabela 2.1, permite

obter uma ideia das ordens de grandeza da tensão viscosa e da força de propulsão. A primeira é de cerca de $10^0 Pa$, enquanto que a força que impulsiona o disco se aproxima dos $10 \mu N$. A massa de cada um dos discos de gelo seco utilizados neste trabalho rondou os $0,15 g$, pelo que o seu peso, cerca de $1500 \mu N$, é bastante superior à força que o impulsiona. Assim, torna-se evidente que este mecanismo de propulsão possibilita que forças de grandeza inferior ao peso do corpo sejam suficientes para os animar de movimento.

Analisando os parâmetros envolvidos na equação (2.23), para além das propriedades físicas do material que compõe o corpo de Leidenfrost, é de salientar a relação de escala obtida entre a força de propulsão e os parâmetros "controláveis":

- verifica-se uma redução da força de propulsão com o aumento da diferença de temperatura entre a superfície e a base do disco ΔT , o que estará relacionado com o aumento da espessura da camada de vapor que lhe está associada, com base na equação (2.14);
- obteve-se uma relação de proporcionalidade inversa entre a força de propulsão e o raio do disco, o que poderá estar associado a um aumento da espessura do filme de vapor com o aumento das dimensões do corpo (Biance *et al.*, 2003). Este resultado difere do obtido por Lagubeau *et al.* (2011) para gotas líquidas, que observaram uma relação $F \sim R^{3/2}$. Dupeux (2013) refere que esta diferença pode estar relacionada com uma possível alteração da configuração do escoamento de vapor sobre as gotas, provocada pela ligeira deformação que estas apresentam na sua base, alterando a geometria dos canais por onde se dá o fluxo de vapor;
- como seria de esperar, o aumento da espessura do disco H_{gelo} aumenta a tensão viscosa por detrás da propulsão, pois o aumento de massa que lhe está associado reduz a espessura do filme de vapor;
- segundo a relação (2.23), dentes de maiores dimensões têm associada uma maior força de propulsão. A influência da altura dos dentes H_{dentes} é mais significativa do que a do seu comprimento λ , implicando que dentes de maior inclinação promoverão maiores forças.

O cálculo apresentado nesta secção só é válido quando o disco levita acima das

texturas superficiais, ou seja, quando a espessura média da película de vapor é suficientemente elevada para que tal seja possível. Assim, apesar de dentes de maior altura terem associada uma maior força de propulsão, existe um limite acima do qual não é possível haver movimento por causa do contacto entre o disco e a superfície.

A metodologia aqui seguida para a determinação das relações de escala da força de propulsão, baseada na proposta de Dupeux (2013), está centrada no caso da propulsão de um disco de gelo seco. Mesmo que existam algumas diferenças, a relação obtida poderá constituir uma aproximação para gotas líquidas de grandes dimensões num regime de altas temperaturas, apesar de algumas das relações de escala não serem as corretas devido à natureza deformável da gota.

2.4. Força de fricção

A resistência ao movimento de um corpo numa situação de Leidenfrost é, geralmente, muito fraca. O principal tipo de fricção na propulsão de Leidenfrost de corpos líquidos, sobre texturas superficiais dentadas de altura dentro da gama testada neste trabalho, está ligada aos pequenos choques que ocorrem entre a gota e os topos dos dentes, devido à deformação da base da gota provocada pela presença dos dentes. De facto, Dupeux *et al.* (2011a) constataram que este tipo de atrito é dominante no movimento de gotas sobre dentes de altura $H_{dentes} < 400 \mu m$. A sua ordem de grandeza é bastante superior ao atrito inercial relacionado com a resistência do ar ao movimento. Segundo estes autores, considerando o conjunto de $N \sim \frac{R}{\lambda}$ dentes efetivos para a propulsão, a força de resistência é dada por:

$$F_f \sim \rho_l R^2 V_{gota}^2 \frac{H_{dentes}}{\lambda}, \quad (2.24)$$

onde ρ_l corresponde à massa volúmica do líquido e V_{gota} à velocidade de deslocação da gota. Desta feita, dentes mais inclinados (uma vez que $\frac{H_{dentes}}{\lambda} \approx \tan(\alpha) \approx \alpha$) e gotas de maior dimensão promovem o aumento da força de atrito, além da velocidade do movimento.

Por outro lado, no caso da propulsão de sólidos como o gelo seco, a fricção é bastante mais reduzida, pois estes corpos não são deformados pela presença dos dentes (Lagubeau *et al.*, 2011). O principal tipo de atrito atribuir-se-à à resistência do ar

($F_f \sim \rho_{ar}RH_{gelo}V^2$). No entanto, o facto de ser necessário evitar qualquer contacto entre o gelo e a superfície limita a ocorrência de movimento, pois são exigidas elevadas temperaturas do substrato.

2.5. Geometria alternativa

Soto & Cohen (2014) apontam algumas imperfeições na análise da propulsão de Leidenfrost baseada nas relações de escala. A configuração do escoamento, muito complexa e de difícil reprodução, levou à proposta destes autores de uma geometria alternativa, bem mais simples de analisar. A textura superficial utilizada, com forma "tipo espinha de peixe" supracitada (ver figura 1.20), origina um escoamento de vapor ao longo dos seus canais, muito semelhante ao escoamento de Poiseuille entre placas planas. Consequentemente, ao contrário do que acontece com superfícies de perfil dentado, a configuração torna-se simples e controlada, pelo que o tratamento analítico é facilitado e possibilita análise teórica mais rigorosa.

3 Metodologia experimental

Neste capítulo são descritos os vários componentes da instalação e as metodologias seguidas nos vários ensaios experimentais realizados.

3.1. Instalação

3.1.1. Calhas de textura superficial dentada

As calhas com perfis dentados constituem o substrato sobre o qual o corpo de Leidenfrost se desloca. Para o estudo do movimento de gotas de água, foram fabricadas peças em cobre. Por outro lado, para o movimento de discos de gelo seco, foi selecionado o alumínio, uma vez que as elevadas temperaturas requeridas nesses ensaios teriam como consequência uma acentuada oxidação das peças de cobre, podendo interferir com a geometria original das peças a testar. Para além disso, acima de 400°C , o cobre reage com o hidrogénio gasoso presente no ar, formando vapor de água e existindo a possibilidade de formar cavidades (Smith, 1998). A elevada condutibilidade térmica, o que facilita o aquecimento, aliada à maquinabilidade relativamente fácil do cobre e do alumínio, estiveram na base da sua escolha como materiais do substrato. Uma vez que as dimensões dos dentes são bastante reduzidas e o nível de precisão requerido é muito elevado, o perfil dentado de cada peça foi maquinado numa máquina CNC ("*Computer Numerical Control*"), partindo de barras de cobre ou alumínio. Na figura 3.1 é possível observar duas das peças utilizadas:



Figura 3.1: À esquerda, uma das peças de cobre utilizadas. Na figura da direita, peça de alumínio. As superfícies dentadas foram maquinadas a partir de blocos de dimensão inicial $200 \times 50 \times 25$ [mm].

3.1.2. Resistências de aquecimento

O aquecimento das peças foi conseguido recorrendo a duas resistências de cartucho (figura 3.2) de 350 W cada, embutidas no interior das peças a aquecer. A sua potência de funcionamento foi controlada recorrendo a um potenciômetro, de forma a permitir a regulação da temperatura da superfície em teste.

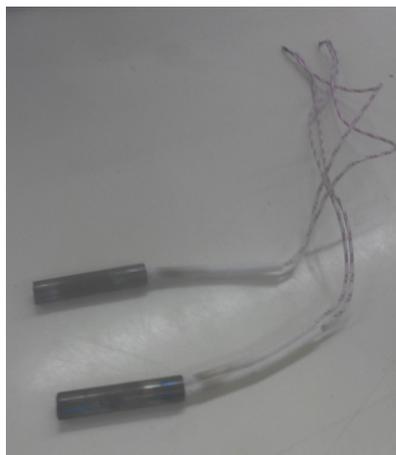


Figura 3.2: Resistências de cartucho utilizadas, cada uma com um diâmetro de 10 mm, comprimento 47 mm e potência de 350 W. Para a sua colocação, foram feitos dois furos de 10 mm de diâmetro em cada uma das peças.

De forma a reduzir as perdas térmicas e facilitar o aquecimento das calhas, a base de cada peça a aquecer foi revestida com uma camada de lã de vidro isolante.

3.1.3. Discos de gelo seco

Gelo seco é a designação comum dada à forma sólida do dióxido de carbono. É um material habitualmente utilizado em aplicações de refrigeração, sobretudo em congelação. Apresenta algumas vantagens relativamente ao gelo (H_2O), como o facto de ter uma temperatura de transição de fase mais baixa e maior poder de refrigeração.

O ponto triplo de uma substância corresponde à temperatura e pressão para as quais as três fases coexistem em equilíbrio. No caso do CO_2 , corresponde a uma temperatura de $-56,6^\circ C$ e à pressão de 5,11 atm (figura 3.3). Desta forma, à pressão atmosférica terrestre, o gelo seco sublima a $-78,5^\circ C$.

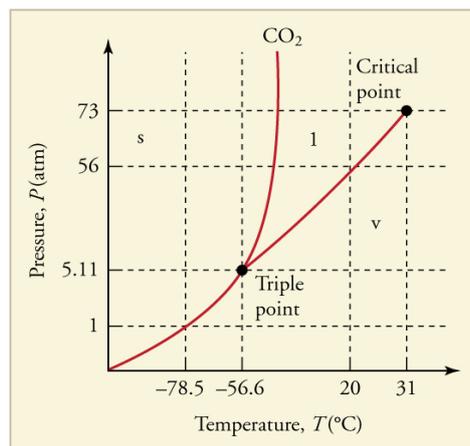


Figura 3.3: Diagrama de fase do Dióxido de Carbono. [Retirado de <http://bit.ly/2bflC5S>]

No decorrer dos testes experimentais, o CO_2 em estado sólido foi obtido através de extintores, que contêm dióxido de carbono líquido no seu interior a uma pressão de aproximadamente 55 bar. Ao ser expelido do extintor, uma porção do fluido expande muito rapidamente e passa para o estado gasoso. Por outro lado, a temperatura do gás libertado diminui subitamente por motivo da queda de pressão, com base no efeito de Joule-Thomson: quando um gás se expande ao escoar através de uma restrição sem que haja entrada ou saída de energia no sistema, ocorre uma mudança de temperatura. À temperatura ambiente, a maioria dos gases arrefece ao expandir adiabaticamente. A variação de temperatura de um fluido ao expandir é designada por coeficiente de Joule-Thomson, cujo valor para o CO_2 é bastante elevado relativamente a outros gases, de tal forma que, ao abandonar o extintor, são atingidos valores de temperatura suficientemente baixos para a formação de neve carbónica. Para a recolha dessa neve, bastou colocar uma superfície à frente do difusor do extintor, de forma a captar e aglomerar as partículas sólidas.

Para a conformação da neve carbónica em discos de gelo, foram fabricadas pequenas formas numa impressora 3-D, em PLA (ácido polilático), cada uma contendo uma cavidade com a forma que se pretendia testar (figura 3.4). Antes de cada ensaio, a neve carbónica foi introduzida numa das formas e compactada o mais possível. Tendo em conta que qualquer rugosidade na base do disco poderia dificultar o seu movimento, pois a espessura da camada de vapor que permite a sua levitação é bastante pequena, cada disco foi colocado sobre uma superfície plana aquecida a cerca de $150^\circ C$, antes de

ser transportado para a calha dentada. Desta forma, procurou-se minimizar qualquer irregularidade na sua base.



Figura 3.4: Molde destinado à conformação dos discos de gelo seco.

3.1.4. Gotas líquidas

A colocação das gotas de água foi efetuada recorrendo a uma pipeta e a um suporte (expostos na figura 3.5), que permitiu regular a altura de queda da gota. Desta feita, a experiência tornou-se reproduzível. É importante salientar que, ao atingir a superfície dentada, numa fase inicial, a gota apresenta um movimento vertical (ligeiro ressalto) e horizontal (propulsão) em simultâneo. Desta feita, para que a deposição seja o mais suave possível, a altura de queda deverá ser pequena.



Figura 3.5: Conjunto utilizado para a colocação das gotas de água.

3.2. Texturas superficiais

Na seleção das dimensões do perfil dentado a testar, vários fatores foram contabilizados:

- o período ou comprimento dos dentes, aqui designado por λ , tem de ser de tamanho inferior ao corpo testado, de forma a que se possa desenvolver o fluxo de vapor subjacente à propulsão por Leidenfrost;
- a altura dos dentes não deve ser demasiado elevada, de forma a que a espessura da camada de vapor formada seja suficiente para permitir a levitação do corpo. Embora este aspecto não seja tão importante no movimento de gotas, no caso do gelo seco é determinante, pois a existência de contacto com a superfície condiciona a possibilidade de ocorrer movimento. Dupeux (2013) refere que um disco levita, no limite, sobre dentes de altura próxima do dobro da espessura média da camada de vapor. Para os valores de temperatura testados (450 °C), estima-se que esta espessura seja da ordem de grandeza de 100 μm . Assim, apesar de ter sido observado movimento em perfis dentados com uma altura de 250 μm , Dupeux (2013) menciona que esse valor estará próximo do crítico;
- a altura dos dentes terá, também, um limite mínimo teórico, na medida em que, sobre uma superfície plana, não ocorre qualquer propulsão. Consequentemente, as suas dimensões deverão ser suficientes para garantir a polarização do escoamento de vapor.

Foram efetuadas experiências em três texturas diferentes, nas quais se variou a altura dos dentes, mantendo o seu comprimento. A tabela 3.1 exhibe as características geométricas das superfícies em causa, explanadas na figura 3.6:

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

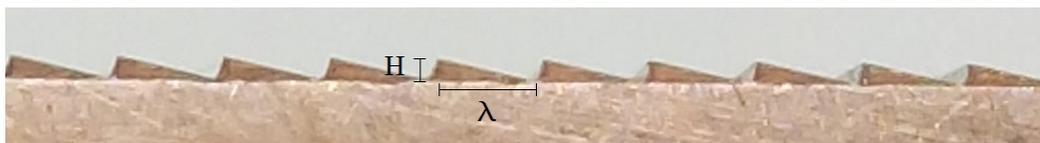


Figura 3.6: Dimensões características da textura dentada assimétrica.

3.3. Procedimento experimental

Cada ensaio experimental começou pela colocação da peça a aquecer sobre uma camada de lã de vidro isolante. De forma a garantir a ausência de qualquer desnível na superfície de teste, foi utilizado um nível de bolha. Para os ensaios de cada peça de cobre, as resistências de aquecimento foram embutidas no seu interior, como mostra a figura 3.7:



Figura 3.7: Calha dentada de cobre, com as resistências de aquecimento colocadas no seu interior.

A temperatura da superfície foi monitorizada em permanência durante os ensaios, de forma a efetuar várias medições de velocidade para diferentes valores de temperatura. Recorrendo ao suporte exposto no ponto 3.1.4, as gotas foram colocadas sobre a superfície através de uma pipeta, possibilitando um raio aproximadamente constante de 6 mm (superior à dimensão capilar, cerca de $2,5\text{ mm}$). A altura de queda foi fixada a uma distância de $2,5\text{ cm}$ da superfície. Cada medição de velocidade, para cada nível de temperatura, foi retirada através da média dos resultados de 5 gotas diferentes, de forma a atenuar o efeito de ocorrências pontuais e aleatórias.

O aquecimento das peças de alumínio foi executado de forma ligeiramente diferente. Relembra-se que o facto de a propulsão de Leidenfrost de gelo seco em sublimação

requerer a ausência total de contacto com a superfície tem, como consequência, a necessidade de que o substrato atinja temperaturas mais elevadas. Assim, devido à proximidade entre o ponto de fusão do alumínio utilizado (alumínio 5083, cerca de 580 °C) e a temperatura alvo (450 °C), o aquecimento das peças foi efetuado de forma indireta, colocando-as sobre uma das peças de cobre ligada às resistências (figura 3.8).



Figura 3.8: Aquecimento de uma das peças de alumínio utilizadas.

Os discos de gelo seco utilizados tinham um diâmetro de 9,5 mm e uma espessura de 2,5 mm, com uma massa aproximada de 0,15 g. Durante os ensaios experimentais, a temperatura foi semelhante em todas as peças (460 °C) e cada medição de velocidade foi obtida através da média de dois ensaios. Tendo em conta a elevada sensibilidade do gelo seco a qualquer inclinação ligeira da superfície, de forma evitar a saída lateral do disco durante as experiências, colocaram-se barreiras em alumínio nas extremidades da peças, como se apresenta na figura 3.9:



Figura 3.9: Barreiras utilizadas no controlo do movimento do disco, na figura da esquerda. À direita, disco de gelo sobre uma das texturas dentadas em teste.

3.4. Aquisição de dados

Em cada um dos ensaios, a temperatura da superfície da peça foi monitorizada com um termopar de tipo K (*Omega "Cement-On", foil thickness 0,005*), conectado à placa de aquisição *PICO TC-08*. O valor pôde ser controlado em tempo real, recorrendo ao *software Picolog Recorder*.

Cada teste experimental foi filmado a uma frequência de 30 *FPS*, utilizando uma câmara *Panasonic HC-V160*, pelo que os vários valores de velocidade registados foram retirados a partir de análise de imagem.

3.5. Determinação da velocidade

Uma vez que a taxa de aquisição de imagem da câmara utilizada (30 *FPS*) é limitada, a aceleração não foi monitorizada nos ensaios realizados. Cada uma das peças foi marcada a 10 *cm* da extremidade, sendo que a velocidade foi obtida retirando o tempo que o corpo demorava a percorrer esta distância. Este método tem como vantagem o facto de a velocidade medida se aproximar do valor da velocidade terminal.

4 Resultados e Discussão

Neste capítulo, são expostos e discutidos os resultados obtidos para a propulsão de gotas de água e discos de gelo seco sobre as superfícies de cobre e alumínio, respetivamente.

4.1. Gotas Líquidas

A velocidade atingida pelas gotas de água sobre as várias superfícies testadas foi avaliada em duas fases diferentes, devido à acentuada oxidação observada a altas temperaturas no cobre utilizado. Na primeira fase (de aquecimento), num momento inicial, as peças ainda não apresentavam oxidação visível. No entanto, à medida que a peça ia sendo aquecida, a oxidação tornou-se bastante intensa, sendo evidente a formação de uma camada superficial de óxido, como revela a figura 4.1:

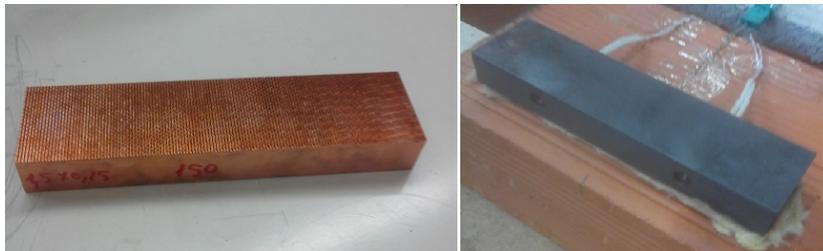


Figura 4.1: Peça de cobre antes (esquerda) e depois (direita) do seu aquecimento.

Numa segunda fase, onde a peça se encontra completamente oxidada, foram registados os valores de velocidade atingidos durante o seu arrefecimento, para efeitos de comparação com os resultados da fase de aquecimento, a níveis de temperatura semelhantes.

A variação dos valores de velocidade com a evolução da temperatura da superfície nestas duas fases e em cada uma das peças testadas são expostas nas figuras 4.2, 4.3 e 4.4:

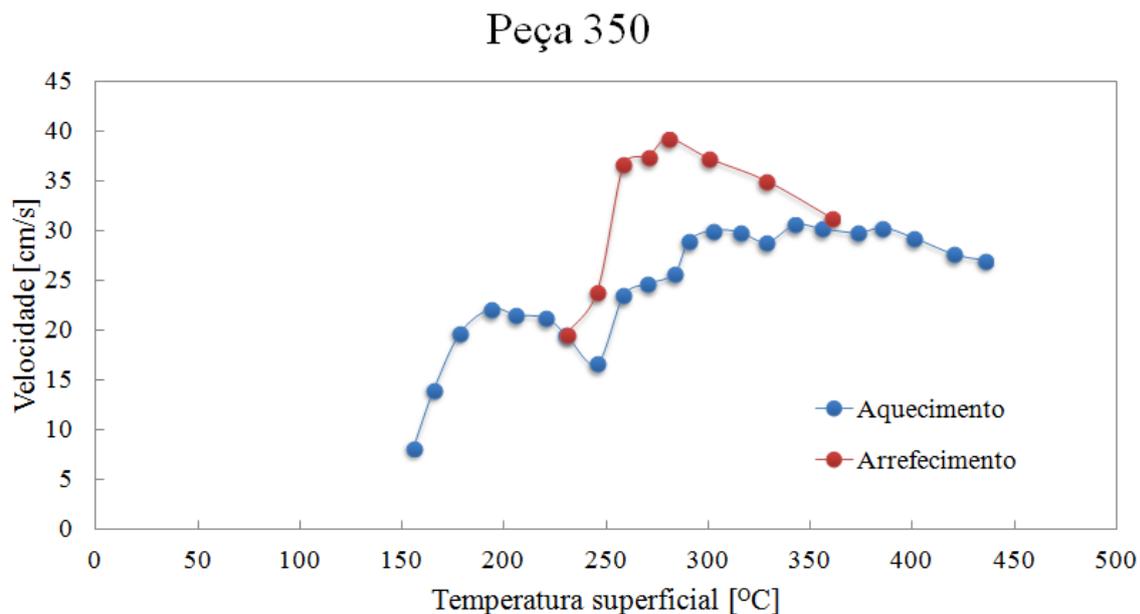


Figura 4.2: Curva de variação da velocidade média atingida pela gota de água sobre a peça 350 ($H_{dentes} = 350 \mu m$ e $\lambda = 1,5 mm$), maquinada em cobre.

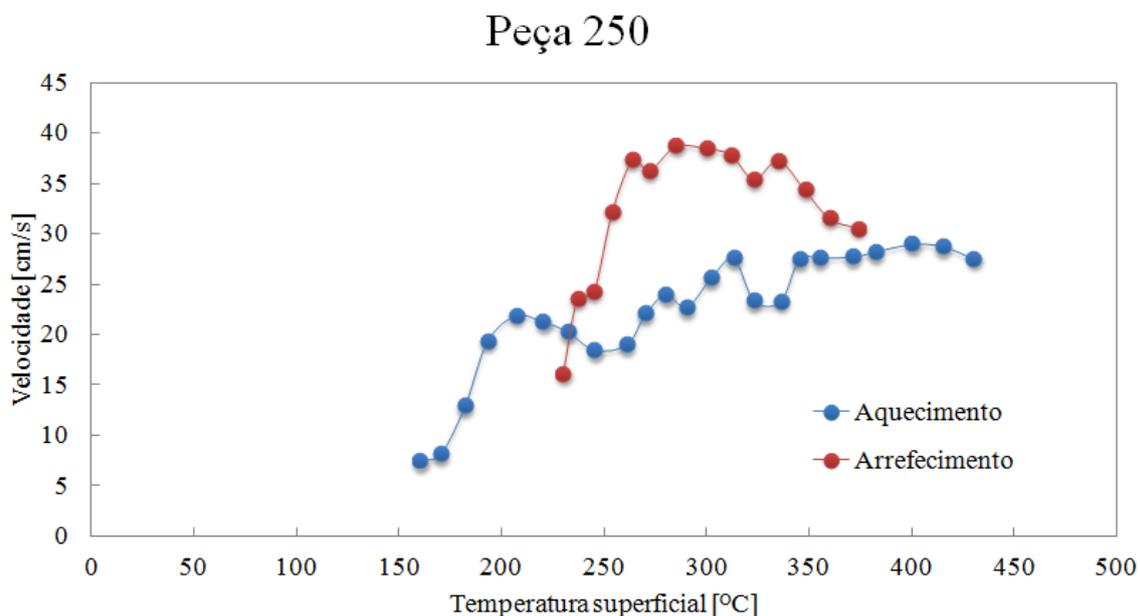


Figura 4.3: Curva de variação da velocidade média atingida pela gota de água sobre a peça 250 ($H_{dentes} = 250 \mu m$ e $\lambda = 1,5 mm$), maquinada em cobre.

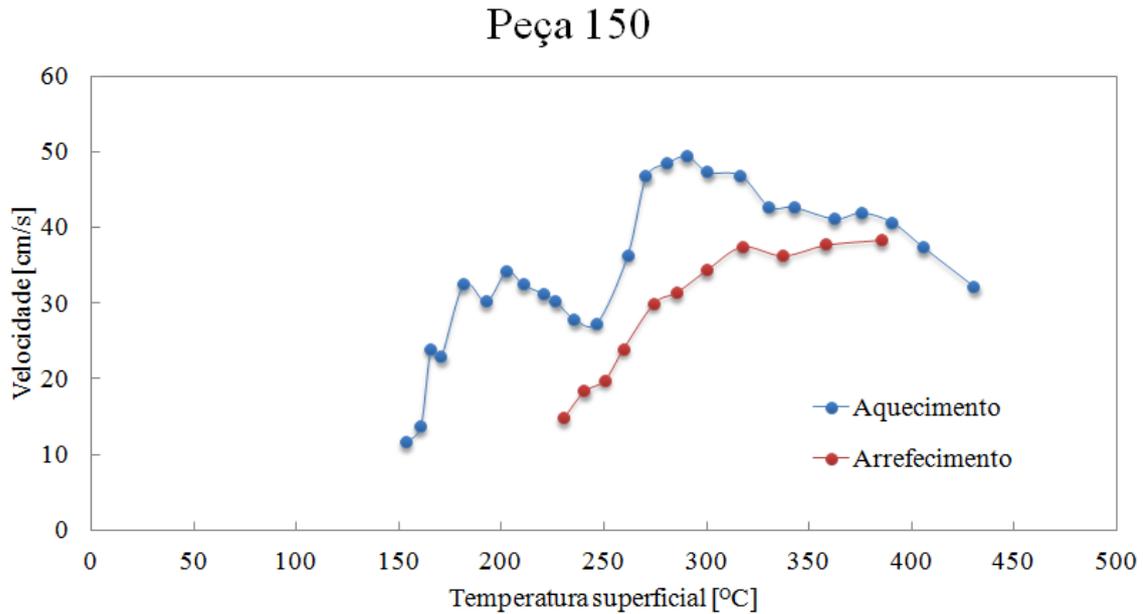


Figura 4.4: Curva de variação da velocidade média atingida pela gota de água sobre a peça 150 ($H_{dentés} = 150 \mu m$ e $\lambda = 1,5 mm$), maquinada em cobre.

Durante o período de aquecimento, em termos de comportamento monotónico, a variação da velocidade com a temperatura da superfície foi bastante semelhante nas três peças. Apenas na fase de arrefecimento se observou uma diferença de comportamento para a peça 150: enquanto que com as calhas com dentes de alturas $250 \mu m$ e $350 \mu m$ se obtiveram, de uma forma geral, maiores valores de velocidade na etapa de arrefecimento, os ensaios desta peça revelaram uma redução da velocidade das gotas nessa fase, relativamente aos valores obtidos no aquecimento.

Outra observação importante prende-se com a temperatura a partir da qual se observa movimento da gota. Na fase inicial do período de aquecimento, as peças não apresentam oxidação considerável, pelo que a temperatura de início de movimento rondou os $160 \text{ }^\circ\text{C}$ para as três peças. Por outro lado, no período de arrefecimento, caracterizado pela oxidação intensa verificada nas peças de cobre, o movimento não se deu a temperaturas abaixo dos $230 \text{ }^\circ\text{C}$ em nenhuma das texturas, verificando-se uma evaporação muito rápida das gotas. Esta observação é concordante com os resultados de Bernardin & Mudawar (1999), indicados na secção 1.1 - a oxidação terá associado um aumento da sujidade superficial, bem como um possível aumento da rugosidade local, deslocando o ponto de Leidenfrost para temperaturas mais elevadas. Como

da formação da camada de óxido decorre uma menor transferência de calor, para a mesma temperatura da superfície, será mais difícil a formação de uma película de vapor sustentável e que permita a levitação total da gota. Dessa forma, os contactos pontuais com a gota consequentes atrasam a ocorrência do efeito de Leidenfrost, o que pode explicar o facto de só se ter obtido propulsão a maiores temperaturas superficiais.

Partindo destes resultados, entendeu-se como adequado comparar a evolução da velocidade com a temperatura da superfície em cada uma das fases. A figura 4.5 exhibe os resultados atingidos na fase de aquecimento:

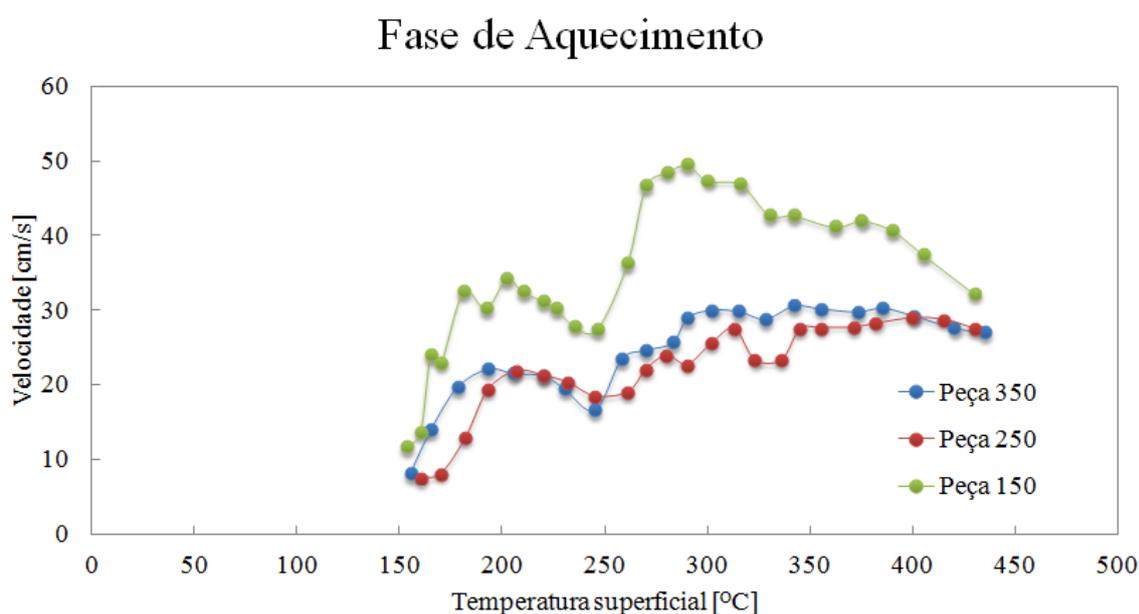


Figura 4.5: Evolução da velocidade da gota com a temperatura superficial em cada uma das peças, durante a fase de aquecimento.

Como já foi referido, para as três peças testadas, o perfil de variação da velocidade com a temperatura nesta fase apresenta algum paralelismo. Inicialmente, como seria expectável, o comportamento assemelha-se ao observado por Ok *et al.* (2011), no regime de baixas temperaturas. Neste regime, a gota ainda não levita totalmente sobre uma camada de vapor, por esta não ser suficientemente espessa. Assim, os contactos diretos entre a gota e os topos dos dentes promovem nucleações de vapor que impulsionam a gota. A velocidade aumentou com a temperatura até atingir um máximo, a cerca de 205 °C para as três peças. Continuando a aumentar a temperatura, a velocidade começou a diminuir, na medida em que a espessura do filme de vapor vai

crecendo e as nucleações pontuais de vapor se tornam menos significativas.

Passado este regime, com base nos resultados de Ok *et al.* (2011) (figura 1.12), seria expectável uma ligeira redução da velocidade com o aumento da temperatura, relacionada com a maior camada de vapor e com a redução dos contactos pontuais. No entanto, a partir de uma temperatura superficial próxima de 250 °C, foi obtido um novo aumento da velocidade. Este ponto corresponde ao começo da oxidação intensa das peças de cobre, observada durante os ensaios. Assim, esse comportamento pode estar associado ao atraso do efeito de Leidenfrost verificado em superfícies oxidadas, que promove novas nucleações pontuais entre a gota e a superfície (o que é confirmado pelo maior ruído emitido pela gota durante os ensaios ao deslocar-se nesta fase), permitindo um novo aumento da velocidade. O facto de ser nesta etapa que se verifica o valor máximo absoluto em todas as peças também poderá estar associado a uma eventual redução da resistência ao movimento da gota. Isto porque a oxidação poderá alterar a textura da superfície, arredondando ligeiramente os topos dos dentes e, por conseguinte, reduzindo as perdas por choque entre a base da gota e os degraus sem afetar significativamente a polarização do escoamento de vapor.

A velocidade apresentou uma tendência decrescente para os valores mais elevados de temperatura testados, o que será devido à proximidade do regime de altas temperaturas, caracterizado pela levitação total da gota. Consequentemente, seria de esperar, para temperaturas superiores às ensaiadas (acima de 500 °C, por exemplo), uma redução cada vez menos intensa da velocidade, como a exposta na figura 1.12. No entanto, será importante contabilizar que a oxidação superficial seria ainda mais acentuada nessa gama de temperatura, o que poderia afetar consideravelmente a textura responsável pela propulsão e alterar esses resultados.

Apesar de, nesta fase de aquecimento, as curvas das três peças serem semelhantes em termos de comportamento, como já foi observado, a curva da peça 150 apresenta algumas diferenças. Efetivamente, os valores de velocidade atingidos são bastante superiores. Através da equação (2.23) e dos dados experimentais de Marín *et al.* (2012) e Grounds *et al.* (2012) é plausível assumir que, para as três texturas testadas, esta seria a que possibilita menor força de propulsão. No entanto, a equação (2.24) revela uma menor força de fricção a opôr-se ao movimento da gota. Como a velocidade terminal é obtida do equilíbrio destas duas forças, então os maiores valores de velocidade

atingidos com esta peça poderão estar associados a uma diminuição da fricção mais marcada do que a da força de propulsão. Tendo em conta que estes dentes são mais pequenos, a própria oxidação da superfície pode ser mais significativa e modificar a sua geometria de forma mais relevante, reduzindo ainda mais a fricção sentida pela gota. A importância relativa da oxidação nesta peça também poderá explicar porque, nesta textura, se atinge o valor máximo de velocidade a uma menor temperatura, pois poderá ter associada uma alteração significativa da rugosidade e da topografia superficial.

Em relação à fase de arrefecimento, a figura 4.6 mostra o gráfico comparativo com os resultados aferidos para cada uma das peças:

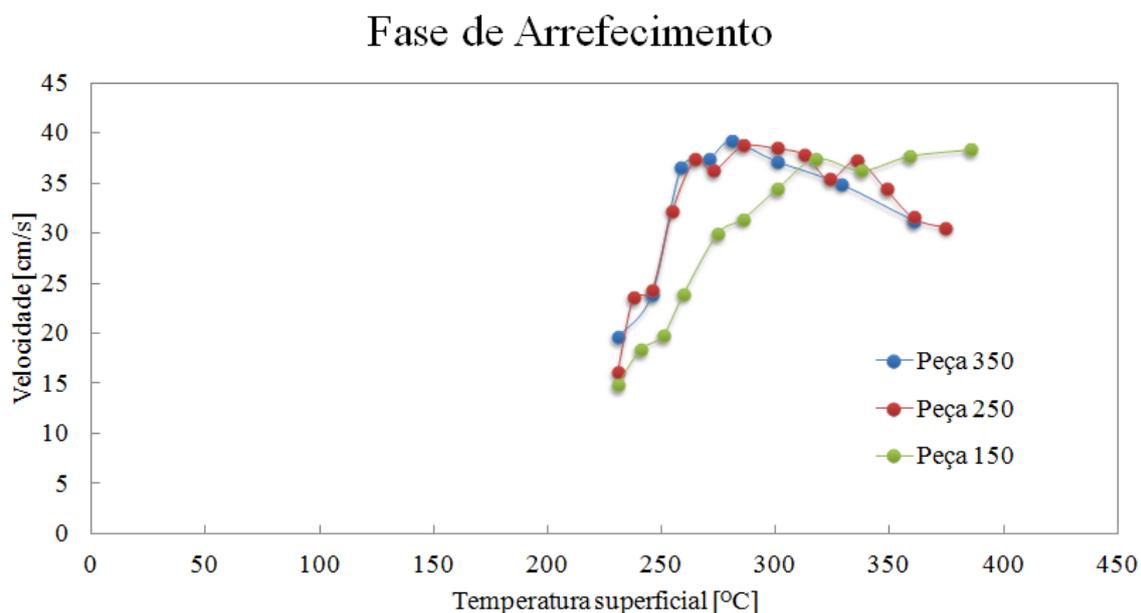


Figura 4.6: Evolução da velocidade da gota com a temperatura superficial em cada uma das peças, durante a fase de arrefecimento.

Observando a figura 4.6 é notória, novamente, a diferença dos resultados obtidos com a peça 150 em relação às restantes. As peças 250 e 350 apresentam curvas muito semelhantes, com valores de velocidade superiores aos obtidos na fase de aquecimento, o que só poderá estar relacionado com a oxidação do cobre. Após a fase de aquecimento, as peças já oxidaram de forma intensa, sendo que a geometria da textura dentada pode ter sido alterada de forma a reduzir a resistência ao movimento sem afetar significativamente a força de propulsão.

Em contrapartida, os valores de velocidade aferidos para a peça 150 na fase de ar-

refecimento foram inferiores aos do período de aquecimento. Uma explicação possível para este facto poderá residir numa alteração bastante acentuada da geometria dos dentes. Essa modificação, mais significativa devido à menor dimensão da textura dentada desta peça, terá associada uma redução da capacidade de polarização do escoamento de vapor pela superfície assimétrica, que se sobrepõe à diminuição da fricção conseguida pelo arredondamento dos topos. Desta feita, os valores de velocidade atingidos são ligeiramente inferiores.

De forma a confirmar as alterações geométricas provocadas pela oxidação na textura superficial, foram tiradas fotografias à superfície dentada assimétrica de uma das peças com e sem oxidação, que são expostas na figura 4.7:

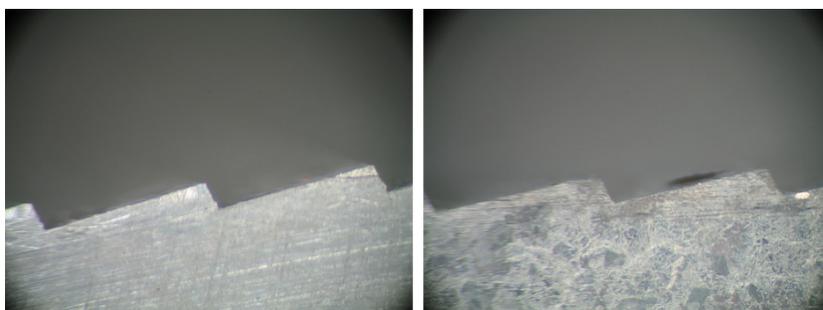


Figura 4.7: Fotografias obtidas através de um microscópio eletrónico, da textura dentada da peça 250 sem (esquerda) e com (direita) oxidação.

É possível observar um ligeiro arredondamento dos topos dos dentes após a oxidação, o que certamente contribuirá para a redução da força de atrito, como descrito anteriormente. Também se deve salientar a ocorrência de alguma acumulação de óxido de cobre na base dos dentes, o que poderá reduzir as perdas por atrito do escoamento lateral de saída do vapor para o exterior.

Desta feita, com base nestas observações, novas geometrias poderão ser testadas, com vista a confirmar algumas das conclusões aqui propostas e a prosseguir o desenvolvimento de texturas assimétricas que induzam o movimento de gotas líquidas com base no efeito de Leidenfrost.

4.2. Gelo seco

A propulsão dos discos de gelo seco foi ensaiada sobre três superfícies semelhantes, mas fabricadas em alumínio. A oxidação deste material a altas temperaturas é

desprezável quando comparada com a do cobre. Assim, não se verificam modificações geométricas da textura superficial consideráveis.

Os ensaios experimentais executados consistiram no aquecimento de cada peça a uma temperatura de cerca de 460 °C. Só se atingiu locomoção dos discos quando estes foram animados de velocidade inicial, o que não permitiu a medição da sua aceleração com o equipamento disponível. A figura 4.8 exhibe as velocidades atingidas (próximas da terminal) em cada uma das texturas experimentadas.

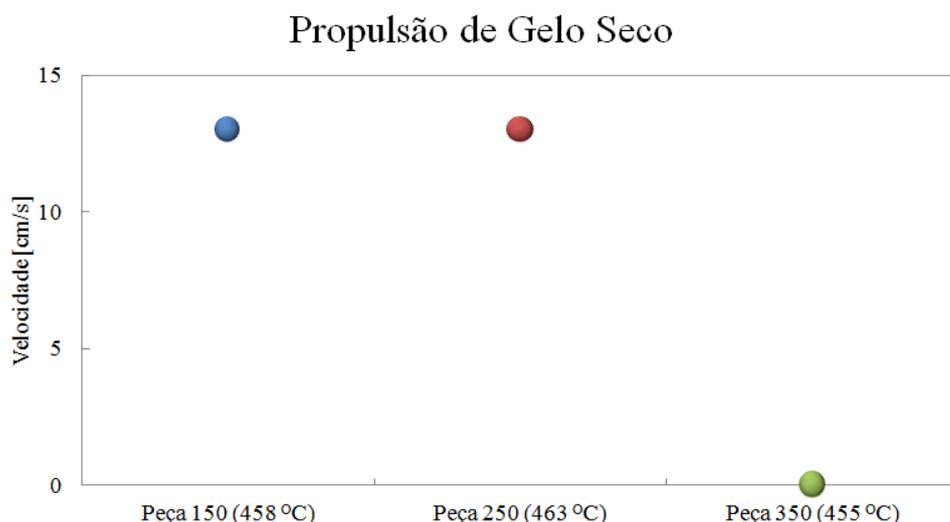


Figura 4.8: Velocidade atingida por um disco de gelo seco de diâmetro 9,5 mm e espessura 2,5 mm, quando colocada sobre cada uma das três peças de alumínio testadas. A temperatura média a que decorreram os ensaios de cada textura encontra-se entre parêntesis, ao lado do nome da peça correspondente.

Apenas foi possível observar movimento nas duas peças com dentado de menores dimensões. Como a propulsão do gelo seco exige a levitação total do corpo acima da superfície (de forma a evitar contacto), conclui-se que a espessura do filme de vapor não foi suficientemente elevada para possibilitar a deslocação do disco sobre a peça 350. Um eventual aumento da taxa de sublimação do gelo, através de um aumento da temperatura superficial, ou a utilização de discos de maior raio e menor espessura (expressão (2.14), poderia permitir imprimir movimento ao disco. Contudo, estes resultados estão de acordo com as observações de Dupeux (2013), já referidas na secção 3.2 - para os valores típicos dos parâmetros envolvidos, a espessura da camada de vapor formada não deverá permitir movimento em texturas de altura superior a

250 μm .

As velocidades atingidas pelos discos sobre as peças 150 e 250 foram rigorosamente iguais e de ordem de grandeza semelhante aos resultados de Dupeux *et al.* (2011b). O dentado 250 deverá permitir uma orientação direcional do vapor mais eficaz, logo uma força de propulsão maior. No entanto, a velocidade terminal aferida nos ensaios realizados acabou por não diferir, o que indicia uma força de fricção mais acentuada nessa peça. A fricção relacionada com os choques com os topos dos dentes, correspondente à equação (2.24), não é aplicável neste caso. Por conseguinte, tendo em conta que a fricção inercial relacionada com a resistência do ar se mantém (corpos de igual dimensão), existirá um tipo adicional de atrito, talvez relacionado com o escoamento lateral de vapor na base dos dentes (de natureza viscosa), mais intenso no dentado 250.

5 Conclusões e propostas de investigação futura

A propulsão de Leidenfrost é um fenómeno físico que imprime dinâmica a objetos em estado líquido ou sólido quando estes interagem com uma superfície aquecida. Dessa interação, por ebulição no caso de líquidos ou sublimação no caso de sólidos, forma-se uma camada fina de vapor por efeito de Leidenfrost e, se a superfície apresentar uma geometria assimétrica que permita uma polarização eficaz do escoamento de vapor, originam-se forças de natureza viscosa que imprimem movimento ao objecto. Neste trabalho, a propulsão de Leidenfrost de gotas de água e de discos de gelo seco sobre superfícies com perfis dentados assimétricos de cobre e alumínio foi abordada experimentalmente, de forma a obter novos dados acerca da influência de parâmetros como a geometria e a temperatura superficiais.

De uma forma geral, nos testes experimentais realizados sobre texturas maquinadas em cobre, as velocidades alcançadas foram superiores às obtidas por outros autores em geometrias semelhantes, como Linke *et al.* (2006) e Ok *et al.* (2011). Na peça 150, observaram-se mesmo velocidades próximas de 50 cm/s , quando Ok *et al.* (2011) observaram uma velocidade máxima de 40 cm/s e apenas em dentados de altura inferior ao micrómetro. Estas diferenças só poderão dever-se, portanto, à oxidação superficial do cobre e a uma redução da resistência ao movimento da gota que lhe será inerente. De facto, esta oxidação permitirá um arredondamento dos topos e da base dos dentes, reduzindo as perdas associadas ao movimento da gota sobre estes, sem afetar muito a polarização do escoamento de vapor, ou seja, a força de propulsão viscosa.

Em relação à influência da textura superficial, a peça com dentes de menor altura ($150 \mu\text{m}$) apresentou resultados claramente distintos das restantes. Na fase de aquecimento, onde a oxidação ainda não é tão intensa, permitiu obter velocidades mais elevadas do que as outras peças. Como os dentes são de menores dimensões, a oxidação superficial será mais relevante nesta textura, pelo que a redução da fricção associada possibilitará maiores velocidades da gota. Em contrapartida, numa fase mais avançada,

após serem atingidas temperaturas muito elevadas, esta oxidação mais significativa poderá ter afetado excessivamente a geometria assimétrica, prejudicando a orientação do escoamento de vapor e limitando as velocidades atingidas. Isto explicará o facto de ter sido apenas nesta peça que se obtiveram menores valores de velocidade numa fase pós-aquecimento, de oxidação intensa.

Entre as peças 250 e 350 não se verificaram diferenças consideráveis. Neste caso, a maior força de propulsão que a peça 350 deverá impôr (com base na análise exposta da secção 2.3) é compensada pela maior fricção verificada nesta peça, relacionada com a maior altura dos dentes, o que equilibra os valores de velocidade observados nas duas texturas. A proximidade dos resultados foi observada mesmo na fase de arrefecimento, onde a influência da oxidação intensa se assemelhou nas duas superfícies - a ligeira alteração da geometria dos dentes, potenciada por esta oxidação, permitiu atingir velocidades mais elevadas.

Também foi constatada uma influência importante da oxidação na temperatura de início de movimento. Numa fase inicial do aquecimento das peças, quando a oxidação ainda não é importante, foi possível observar movimento a temperaturas próximas de 160 °C nas três peças. Por outro lado, após a peça ser aquecida a altas temperaturas, quando a oxidação é muito intensa, a temperatura mínima necessária para a deslocação da gota foi de cerca de 230 °C em todas as peças. Por outro lado, o comportamento obtido para a variação da velocidade com a temperatura da superfície foi semelhante ao observado por Ok *et al.* (2011) (figura 1.12).

No que toca aos testes efetuados com discos de gelo seco sobre superfícies com dentado assimétrico semelhantes, maquinadas em alumínio, será muito importante salientar que a oxidação superficial foi ínfima, apesar das elevadas temperaturas alcançadas. Assim sendo, a alteração geométrica do perfil dentado não constituiria um possível fator a considerar na explicação dos resultados experimentais. As velocidades obtidas foram muito próximas dos resultados de Dupeux *et al.* (2011b), sobre superfícies de dimensões semelhantes. Apenas foi obtido movimento dos discos de gelo nas peças 150 e 250, o que se deve ao facto de a propulsão de Leidenfrost de materiais sólidos exigir levitação total do corpo. Para a peça de dentes mais altos (350 μm), a espessura da camada de vapor não será suficiente para evitar o contacto entre os dentes e a base do disco, pelo menos para os valores testados dos parâmetros envolvidos. Relativa-

mente aos valores de velocidade atingidos, apesar de ser expectável uma maior força de propulsão (segundo a secção 2.3) na peça de dentes mais inclinados (calha 250), as velocidades atingidas em ambas as peças equivaleram-se.

Sugestões de investigação

A partir do estudo experimental efetuado neste trabalho, surgiram várias ideias para novos trabalhos de investigação na área da propulsão de Leidenfrost:

- algumas conclusões formuladas a partir dos ensaios da propulsão de gotas sobre superfícies de cobre requerem um estudo fundamental mais detalhado sobre a influência de alterações na geometria da textura dentada provocadas pela oxidação. As fotografias tiradas recorrendo a um microscópio eletrónico permitiram a observação de ligeiras modificações na forma dos topos dos dentes. Com base na geometria dessas alterações, seria interessante efetuar um estudo semelhante ao aqui exposto, utilizando texturas superficiais com dentes de topos ligeiramente cortados ou arredondados e maquinadas num material resistente à oxidação;
- os testes experimentais realizados com os discos de gelo seco não revelaram quaisquer diferenças, em termos de velocidade alcançada, entre os dentes de altura 150 e 250 μm . O ensaio de texturas de dimensões inferiores (micrométricas ou mesmo *submicron*) poderá possibilitar conclusões importantes;
- Dupeux (2013) efetuou ensaios da propulsão de gotas de água sobre uma peça com uma textura assimétrica alternativa, tipo "espinha de peixe" (secção 1.4.1), simétrica a meio do seu comprimento. Poderia ser relevante estudar o movimento de discos de gelo seco sobre uma peça semelhante mas de textura dentada, como a exposta na figura 5.1. O objetivo passaria por avaliar a viabilidade desse sistema para a produção de energia elétrica, aproveitando o movimento "vaivém" que o disco adquire.



Figura 5.1: Textura superficial capaz de provocar movimento alternado a um disco de gelo seco. [Adaptado de Cousins *et al.* (2012)]

Bibliografia

- 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), 021001.
- 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.
- Buchmüller, I. 2014. *Influence of pressure on Leidenfrost effect*. Technische Universität Darmstadt.
- 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.
- Dupeux, G. 2013. *Non-wetting drops: from impacts to self-propulsion*. Université Pierre et Marie Curie, tese de doutoramento.
- Dupeux, G., Le Merrer, M., Clanet, C., & Quéré, D. 2011a. Trapping Leidenfrost drops with crenelations. *Physical Review Letters*, **107**(11), 1–4.
- Dupeux, G., Le Merrer, M., Lagubeau, G., Clanet, C., Hardt, S., & Quéré, D. 2011b. Viscous mechanism for Leidenfrost propulsion on a ratchet. *EPL (Europhysics Letters)*, **96**(5), 58001.
- Dupeux, G., Baier, T., Bacot, V., Hardt, S., Clanet, C., & Quéré, D. 2013. Self-propelling uneven Leidenfrost solids. *Physics of Fluids*, **25**(5), 1–7.

- Dupeux, G., Bourrienne, P., Magdelaine, Q., Clanet, C., & Quéré, D. 2014. Propulsion on a superhydrophobic ratchet. *Scientific Reports*, **4**, 5280.
- Feng, R., Zhao, W., Wu, X., & Xue, Q. 2012. Ratchet composite thin film for low-temperature self-propelled Leidenfrost droplet. *Journal of Colloid and Interface Science*, **367**(1), 450–454.
- 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.
- Grounds, A., Still, R., & Takashina, K. 2012. Enhanced droplet control by transition boiling. *Physics of Fluids*, **1**, 1–5.
- 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.
- Marín, Á.G., Arnaldo del Cerro, D., Römer, G.R.B.E., Pathiraj, B., Huis In't Veld, A., & Lohse, D. 2012. Capillary droplets on Leidenfrost micro-ratchets. *Physics of Fluids*, **24**(12).
- Ok, J.T., Wong, H., Park, S., D.E., Nikitopoulos, & Õna E., Lopez. 2011. Propulsion of droplets on micro- and submicron ratchet surfaces in the Leidenfrost temperature regime. *Microfluidics and Nanofluidics*, **10**(5), 1045–1054.
- Quéré, D. 2013. Leidenfrost Dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **45**(1), 197–215.
- Smith, W. F. 1998. *Princípios de Ciência e Engenharia dos Materiais*. McGraw-Hill.
- Soto, D., & Cohen, R. 2014. *Non-wetting drops: from impacts to self-propulsion*. Université Pierre et Marie Curie, tese de doutoramento.
- Wells, G.G., Ledesma-Aguilar, R., McHale, G., & Sefiane, K. 2015. A sublimation heat engine. *Nature Communications*, **6**, 6390.

Würger, A. 2011. Leidenfrost gas ratchets driven by thermal creep. *Physical Review Letters*, **107**(16), 1–4.

A Aproximação de Lubrificação

O espaço correspondente à camada de vapor, entre o disco de gelo seco e a superfície, tem uma espessura $h(x)$ variável segundo a direção longitudinal dos dentes entre h_0 e h_λ . Desta forma, o escoamento de vapor é, necessariamente, 2-D. Para além disso assumir-se-à, na análise que se segue, que o fluxo de vapor é independente da coordenada espacial Y , pelo que a espessura segundo esta direção será considerada unitária. Na figura A.1 encontra-se representada a geometria caraterística da região referida:

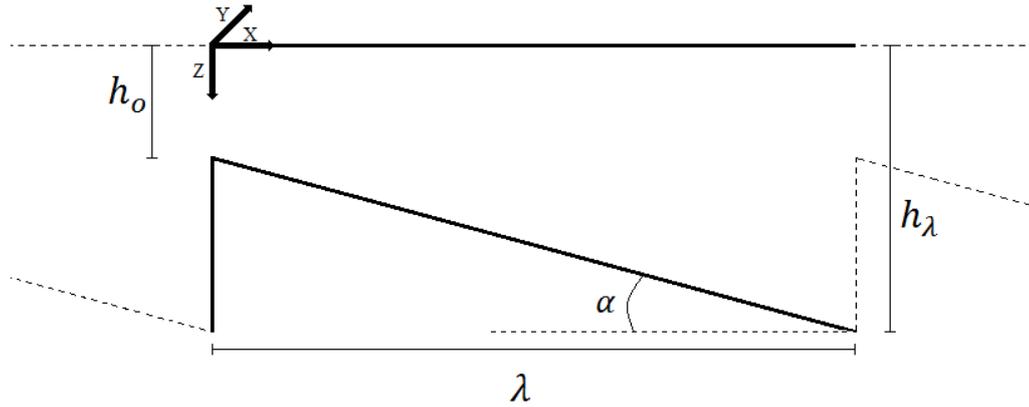


Figura A.1: Região entre o corpo de Leidenfrost e um dos dentes da superfície.

O fluido em movimento (neste caso CO_2 gasoso), será considerado Newtoniano (viscosidade constante) e incompressível. Sendo U a componente horizontal da velocidade média do escoamento de vapor, L_x o comprimento caraterístico segundo a horizontal ($L_x = \lambda$) e v_x a componente horizontal da velocidade do escoamento de vapor, pode-se definir:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} \sim \frac{U}{L_x} \quad (\text{A.1})$$

As correspondentes variáveis adimensionais serão:

$$\tilde{v}_x = \frac{v_x}{U} \quad (\text{A.2})$$

$$\tilde{x} = \frac{x}{L_x} \quad (\text{A.3})$$

Desta forma,

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{U}{L_x} \times \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}} \quad (\text{A.4})$$

Designando W como a velocidade média vertical do escoamento de vapor e escolhendo h_λ como L_z (comprimento característico na direção vertical), a equação da continuidade pode ser escrita, na forma adimensional, como:

$$\frac{U}{L_x} \times \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}} + \frac{W}{L_z} \times \frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (\text{A.5})$$

Para assegurar que $\frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}} \sim \frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial \tilde{z}} \sim O(1)$, $W = \frac{L_z}{L_x} \times U$. Como $L_z \ll L_x$, pois a altura dos dentes é muito inferior ao seu comprimento, então $W \ll U$, pelo que o escoamento é, aproximadamente, 1-D.

Para um escoamento 2-D, em regime permanente, as equações de Navier-Stokes ficam:

$$\rho \cdot \left[v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \cdot \left[\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right] \quad (\text{A.6})$$

$$\rho \cdot \left[v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \cdot \left[\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \quad (\text{A.7})$$

Como $v_z \ll v_x$, os termos da equação de Navier-Stokes correspondente à componente Z são muito inferiores aos da componente X . Assim, $|\frac{\partial p}{\partial z}| \ll |\frac{\partial p}{\partial x}|$ e $\frac{\partial p}{\partial x} \sim \frac{dp}{dx}$.

De forma a proceder à adimensionalização da componente X das equações de Navier-Stokes, com o objetivo de comparar as ordens de grandeza dos vários termos, apresentam-se, de seguida, exemplos da metodologia seguida para a adimensionalização dos termos que ainda não foram abordados - gradiente de pressão e derivadas de segunda ordem:

- $p = \frac{F}{A_{YZ}}$, sendo F a força de propulsão e A_{YZ} a área no plano YZ . Além disso, $F = \tau \times A_{XY} = \mu \frac{U}{L_z} L_x \times 1$, com μ a tensão viscosa. Assim, $p = \mu \frac{U}{L_z} L_x \times 1 \times \frac{1}{L_z \times 1} = \frac{\mu U L_x}{L_z^2}$ e $p = \tilde{p} \times \frac{\mu U L_x}{L_z^2}$;
- $\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{U}{L_x^2} \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial x^2} \right)$.

A equação completa, na forma adimensional, resulta:

$$\rho \cdot \left[v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \cdot \left[\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right] \Leftrightarrow \quad (\text{A.8})$$

$$\Leftrightarrow \rho \cdot \left[\frac{U^2}{L_x} \tilde{v}_x \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}} + \frac{WU}{L_z} \tilde{v}_z \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}} \right] = -\frac{\mu U L_x}{L_z^2 L_x} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} + \mu \cdot \left[\frac{U}{L_x^2} \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{U}{L_z^2} \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}^2} \right] \quad (\text{A.9})$$

Tendo em conta que $\frac{W}{L_z} = \frac{U}{L_x}$, a equação pode ser manipulada até à seguinte forma:

$$\frac{\rho U L_z}{\mu} \cdot \frac{L_z}{L_x} \left[\tilde{v}_x \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v}_z \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}} \right] = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} + \left[\left(\frac{L_z}{L_x} \right)^2 \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}^2} \right] \quad (\text{A.10})$$

$$\Leftrightarrow Re \cdot \frac{L_z}{L_x} \left[\tilde{v}_x \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v}_z \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}} \right] = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} + \left[\left(\frac{L_z}{L_x} \right)^2 \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}^2} \right] \quad (\text{A.11})$$

$Re \left(\frac{L_z}{L_x} \right) \ll 1$, pelo que todo o 1º termo da equação é desprezável. Para além disso, $\left(\frac{L_z}{L_x} \right)^2 \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}^2} \ll \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}^2}$, pois $L_z \ll L_x$ e $\frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{x}^2}$ e $\frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}^2}$ são de magnitude comparável.

Desta forma, a equação resume-se a:

$$0 = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial \tilde{z}^2} \quad (\text{A.12})$$

Da transformação para a forma dimensional resulta:

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \quad (\text{A.13})$$

A simplificação das equações de Navier-Stokes para a forma da equação (A.13) é referida como a Aproximação de Lubrificação, tendo como base a hipótese de que $L_z \ll L_x$.

B Medições efetuadas

B.1. Ensaios de propulsão de gotas de água

Tabela B.1: Níveis de temperatura e velocidades médias correspondentes, medidas sobre a peça 350 maquinada em cobre.

Temperatura superficial [°C]	Velocidade média [cm/s] (confiança de 95%)
Fase de aquecimento	
155	8,20 ± 0,11
165	14,04 ± 1,07
178	19,76 ± 1,44
193	22,17 ± 0,88
205	21,58 ± 0,66
220	21,25 ± 0,99
230	19,50 ± 1,36
245	16,64 ± 0,55
258	23,50 ± 0,66
270	24,69 ± 1,02
283	25,72 ± 2,12
290	29,03 ± 1,72
302	30,06 ± 2,21
315	29,89 ± 1,72
328	28,84 ± 0,63
342	30,63 ± 1,80
355	30,22 ± 0,46
373	29,81 ± 2,29
385	30,34 ± 0,86
400	29,31 ± 0,18

Apêndice B Medições efetuadas

420	$27,64 \pm 0,50$
435	$27,05 \pm 0,68$
Fase de arrefecimento	
360	$31,24 \pm 1,48$
328	$34,97 \pm 1,81$
300	$37,21 \pm 2,29$
280	$39,21 \pm 2,03$
270	$37,45 \pm 1,96$
258	$36,65 \pm 2,14$
245	$23,88 \pm 1,14$
230	$19,61 \pm 0,00$

Tabela B.2: Níveis de temperatura e velocidades médias correspondentes, medidas sobre a peça 250 maquinada em cobre.

Temperatura superficial [°C]	Velocidade média [cm/s] (confiança de 95%)
Fase de aquecimento	
163	$7,58 \pm 0,73$
170	$8,19 \pm 0,89$
182	$12,98 \pm 2,23$
193	$19,43 \pm 1,37$
207	$21,97 \pm 1,44$
220	$21,35 \pm 0,63$
232	$20,39 \pm 1,00$
245	$18,57 \pm 2,21$
261	$19,09 \pm 1,03$
270	$22,14 \pm 1,39$
280	$24,07 \pm 1,61$
290	$22,79 \pm 0,41$
302	$25,69 \pm 1,01$

Apêndice B Medições efetuadas

313	$27,64 \pm 1,92$
323	$23,41 \pm 2,03$
336	$23,40 \pm 1,69$
345	$27,59 \pm 2,02$
355	$27,71 \pm 1,79$
371	$27,79 \pm 1,33$
382	$28,31 \pm 2,19$
400	$29,05 \pm 1,19$
415	$28,84 \pm 1,51$
430	$27,61 \pm 1,72$
Fase de arrefecimento	
374	$30,62 \pm 1,61$
360	$31,62 \pm 1,35$
348	$34,44 \pm 1,42$
335	$37,38 \pm 2,40$
323	$35,51 \pm 1,11$
312	$37,95 \pm 2,44$
300	$38,57 \pm 1,78$
285	$38,80 \pm 2,44$
272	$36,36 \pm 2,65$
264	$37,46 \pm 1,99$
254	$32,30 \pm 1,04$
245	$24,30 \pm 2,07$
237	$23,64 \pm 0,78$
230	$16,13 \pm 0,00$

Apêndice B Medições efetuadas

Tabela B.3: Níveis de temperatura e velocidades médias correspondentes, medidas sobre a peça 150 maquinada em cobre.

Temperatura superficial [°C]	Velocidade média [cm/s] (confiança de 95%)
Fase de aquecimento	
153	11,70 ± 0,66
160	13,74 ± 2,69
165	24,03 ± 3,07
170	23,04 ± 2,42
181	32,57 ± 2,70
192	30,32 ± 1,64
202	34,28 ± 2,03
210	32,54 ± 2,20
220	31,33 ± 1,44
226	30,31 ± 2,49
235	27,96 ± 0,81
246	27,43 ± 1,93
261	36,43 ± 2,37
270	46,82 ± 1,84
280	48,56 ± 0,78
290	49,54 ± 1,09
300	47,44 ± 1,32
316	46,99 ± 1,16
330	42,86 ± 2,03
342	42,77 ± 2,60
362	41,24 ± 1,70
375	42,06 ± 1,15
390	40,78 ± 2,94
405	37,55 ± 1,62
430	32,28 ± 0,82
Fase de arrefecimento	

385	$38,42 \pm 2,73$
358	$37,76 \pm 0,88$
337	$36,33 \pm 3,11$
317	$37,51 \pm 2,36$
300	$34,49 \pm 1,85$
285	$31,49 \pm 1,87$
274	$30,05 \pm 1,61$
259	$24,02 \pm 1,86$
250	$19,89 \pm 1,36$
240	$18,43 \pm 0,84$
230	$14,93 \pm 0,00$

B.2. Ensaios de propulsão de discos de gelo seco

Tabela B.4: Resultados experimentais do movimento de discos de gelo seco sobre as várias texturas em alumínio testadas.

Peça	Temperatura superficial [°C]	Velocidade média [<i>cm/s</i>]
150	458	12,99
250	463	12,99
350	455	0,00