

# **Modelação Computacional do Escoamento Hipersónico Perante a Influência de Campos Eletromagnéticos**

**Odelma Santana d'Alva Teixeira Andrade**

Tese para obtenção do Grau de Doutor em  
**Engenharia Mecânica**  
(3º ciclo de estudos)

Orientador: Prof. Doutor José Carlos Páscoa Marques

Júri:  
Prof. Doutor Mário Marques Freire  
Prof. Doutor Vítor António Ferreira da Costa  
Prof. Doutor José Carlos Páscoa Marques  
Prof. Doutor Pedro Nuno Dinho Pinto da Silva  
Prof. Doutor Jakson Augusto Leger Monteiro  
Prof. Doutor Duarte Manuel Salvador Freire Silva de Albuquerque  
Prof. Doutor Mário António Prazeres Lino da Silva

**Maior de 2026**



## **Declaração de Integridade**

Eu, Odelma Santana d'Alva Teixeira Andrade, que abaixo assino, estudante com o número de inscrição D2284 de Engenharia Mecânica da Faculdade de Engenharia, declaro ter desenvolvido o presente trabalho e elaborado o presente texto em total consonância com o **Código de Integridade da Universidade da Beira Interior**.

Em particular, declaro assumir integralmente a autoria do presente trabalho, afirmando não ter incorrido em qualquer forma de fraude académica, cujas tipologias conheço e reconheço, tendo observado rigorosamente as exigências de referenciação de frases, excertos, imagens e demais formas de criação intelectual. Asseguro ter conduzido todo o trabalho de forma ética, com respeito pelos outros e com orientação pelo bem comum, não tendo recorrido a qualquer prática de fabricação ou falsificação de resultados.

Universidade da Beira Interior, Covilhã 29/05/2026

(assinatura manuscrita conforme Cartão de Cidadão ou, preferencialmente, assinatura digital através da assinatura eletrónica qualificada)



## **Direitos de Autor e Condições de Utilização do Trabalho por Terceiros**

Este é um trabalho académico que pode ser utilizado por terceiros desde que respeitadas as regras e boas práticas internacionalmente aceites, no que concerne aos *Direitos de Autor e Direitos Conexos*.

Assim, o presente trabalho pode ser utilizado nos termos previstos na licença abaixo indicada.

Caso o utilizador necessite de permissão para poder fazer um uso do trabalho em condições não previstas no licenciamento indicado, deverá contactar o autor.

Licença concedida aos utilizadores deste trabalho:



**Atribuição-Não Comercial-Sem Derivações**

**CC BY-NC-ND**

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>



*A Deus toda a glória.*

# **Dedicatória**

Dedico esta tese aos meus pais, Odete e Manuel.

Por toda a dedicação, apoio e encorajamento. Por todos os sacrifícios que fizeram em prol da minha educação, estou-vos eternamente grata.

# Agradecimentos

Gostaria de expressar o meu profundo agradecimento ao meu orientador, Professor Doutor José Carlos Páscoa Marques, por ter acreditado e confiado em mim. Obrigada por me ter ensinado a ser resiliente e me ter motivado a desbravar os mares da Dinâmica dos Fluidos Computacional. Passo a citar uma das frases que me disse uma vez numa das minhas crises existenciais do doutoramento e que me marcou profundamente, “Na ciência ninguém tem bases”. Muito obrigada pelos ensinamentos, pelas palavras de incentivo, pelo acompanhamento atento ao longo do meu doutoramento e por todas as oportunidades que me concedeu ao longo desta desafiante e enriquecedora jornada.

Agradeço aos colegas do laboratório ClusterDEM o ambiente agradável e a boa disposição que marcaram este percurso. Um agradecimento especial ao Sílvio Cândido, por se ter dedicado à leitura desta tese e pelos comentários pertinentes que teceu, e ao Professor Frederico Rodrigues, pela amabilidade com que recebe todos os que chegam ao ClusterDEM. Muito obrigada pelo apoio constante desde o início deste percurso.

Agradeço de coração à minha família, que sempre foi o meu alicerce. Obrigada por cada palavra de apoio e encorajamento, cada gesto de carinho e cada sacrifício feito por mim. Obrigada por estarem ao meu lado nos momentos mais difíceis e por contribuírem para que eu pudesse chegar a esta etapa do meu percurso académico.

“Posso todas as coisas em Cristo que me fortalece” (Filipenses 4:13). Dou graças ao meu bom Deus, porque apesar das adversidades e das tormentas, Ele sempre me guiou e fez com que o meu doutoramento chegasse a bom porto.

## Apoios

Este trabalho foi desenvolvido na Unidade de investigação e desenvolvimento C-MAST — Centro de Ciências e Tecnologias Mecânicas e Aeroespaciais, com os projetos de referência UIDB/00151/2020 e UIDP/00151/2020 (<https://doi.org/10.54499/UIDB/00151/2020> e <https://doi.org/10.54499/UIDP/00151/2020>).

Os resultados iniciais foram suportados por uma bolsa de investigação no âmbito do projeto INFANTE – Satélite para aplicações marítimas e comunicações a partir de constelações (POCI-01-0247-FEDER-024534).

A continuidade deste trabalho foi financiada pela FCT — Fundação para a Ciência e a Tecnologia, I.P., através da bolsa individual de doutoramento n.º UI/BD/153064/2022, com projeto de referência UI/BD/153064/2022 e identificador DOI <https://doi.org/10.54499/UI/BD/153064/2022>.

Os meus sinceros agradecimentos ao C-MAST e à FCT pelo suporte financeiro concedido.



# Resumo

A presente tese tem como objetivo o estudo da magnetoaerodinâmica (MAD) para aplicação em sistemas de proteção térmica (TPS) de veículos hipersônicos e na melhoria da precisão das previsões do escoamento em túneis de vento de plasma (PWT).

Os fundamentos que regem o escoamento hipersônico e a MAD foram analisados, conduzindo ao desenvolvimento de um modelo numérico robusto em OpenFOAM. O novo modelo integra as equações de Navier–Stokes–Fourier com interações eletromagnéticas sob condições de não-equilíbrio termoquímico. Foram implementados vários modelos químicos, incluindo um novo modelo multiespécies, desenvolvido para captar as reações de ionização responsáveis por induzir interações MAD, ampliando a capacidade preditiva das simulações em condições pouco exploradas. A validação com dados experimentais revelou elevada precisão na previsão de fenômenos aerodinâmicos, em particular o aquecimento aerodinâmico, a relaxação vibracional e as propriedades do escoamento em tubeiras hipersônicas, com discrepâncias inferiores a 2%. Adicionalmente, o novo modelo químico reproduziu fielmente a cinética relevante do plasma, permitindo a simulação de plasma fracamente ionizado com mais de 99% de concordância relativamente a resultados experimentais.

Após a consolidação da fiabilidade do modelo numérico, a presente investigação aprofunda o conhecimento científico em múltiplas áreas. Demonstrou-se que os efeitos de não-equilíbrio termoquímico em PWT hipersônicos aumentam com a razão de expansão da tubeira e com a entalpia específica de estagnação. Nestes casos, os efeitos catalíticos da parede tornaram-se mais significativos, enquanto a influência da atividade catalítica da parede nas propriedades do núcleo do escoamento revelou-se desprezável para razões de expansão abaixo de 186, fornecendo orientações precisas para a operação das instalações. Paralelamente, foram desenvolvidas novas tubeiras de perfil em sino, propostas como alternativas às convencionais tubeiras de perfil cônico para o PWT SCIROCCO. As novas tubeiras demonstraram desempenho superior, com um aumento de 19% no número de Mach à saída, uma redução de 33% na angularidade do escoamento central e diminuições adicionais nas perdas de entalpia específica (3,7%) e na geração de entropia específica (18,4%). De forma particularmente significativa, a configuração em sino ampliou em 66% a região de interação MAD sob campo magnético imposto (0,8 T), confirmando a sua superioridade para ensaios MAD, enquanto a configuração cônica permanece preferível para análises aerodinâmicas.

Este trabalho evidencia pela primeira vez a relação entre a atividade catalítica da superfície e o controlo do escoamento MAD no desempenho de sistemas de proteção térmica. Para o menor número de Mach considerado (11,3), o escudo térmico MAD revelou-se ineficaz devido ao baixo parâmetro de interação magnética e à reduzida intensidade da força de Lorentz. Em contraste, a Mach 17,1, a aplicação do escudo térmico MAD conduziu a reduções significativas nos fluxos de calor superficial: 38% em superfícies não catalíticas e 49% em superfícies totalmente catalíticas. Estes resultados representam um marco no estudo do controlo de escoamentos hipersônicos assistidos por MAD, ao estabelecerem

simultaneamente a relevância da atividade catalítica e a influência do número de Mach na eficácia do escudo térmico MAD.

Em conjunto, as conclusões apresentadas expandem o conhecimento sobre os fenômenos aerotermodinâmicos, catalíticos e eletromagnéticos que caracterizam o voo hipersônico e oferecem metodologias que reforçam o desenvolvimento, a certificação e a otimização de veículos hipersônicos e de tecnologias de proteção térmica suportadas pela MAD.

## **Palavras-chave**

Investigação numérica; Escoamento hipersônico; Não-equilíbrio Termoquímico; magnetoaerodinâmica; Túnel de Vento de Plasma; Sistema de Proteção Térmica; Condição Catalítica da Parede; Tuberias Hipersônicas

# Abstract

This thesis is dedicated to the study of magnetoaerodynamics (MAD) for application in thermal protection systems (TPS) for hypersonic vehicles and to improving the accuracy of flow predictions in plasma wind tunnels (PWTs).

The fundamental governing equations of hypersonic flow and MAD were examined, leading to the development of a robust numerical model in OpenFOAM. The new model integrates the Navier–Stokes–Fourier equations with electromagnetic interactions under thermochemical non-equilibrium conditions. Several chemical models were implemented, including a newly developed multispecies formulation designed to capture the ionisation reactions underlying MAD interactions, thereby extending the predictive fidelity of simulations in previously underexplored conditions. Validation against experimental data showed high accuracy in predicting aerothermodynamic phenomena, particularly aerodynamic heating, vibrational relaxation, and flow parameters in hypersonic nozzles, with discrepancies limited to less than 2%. The new chemistry model further reproduced the relevant reaction kinetics, enabling simulation of weakly ionized plasma with over 99% agreement with ground-based experimental results.

After consolidating the reliability of the numerical model, the present investigation deepens scientific knowledge across multiple areas. It was demonstrated that the effects of thermochemical non-equilibrium in hypersonic plasma wind tunnels (PWTs) increase with the nozzle expansion ratio and the stagnation enthalpy. In these cases, the catalytic effects of the wall became more significant, whereas the influence of wall catalytic activity on the core flow properties was shown to be negligible for expansion ratios below 186, providing precise guidelines for facility operation. In parallel, new bell-shaped nozzles were developed and proposed as alternatives to conventional conical-profile nozzles for the SCIROCCO PWT. These new configurations demonstrated superior performance, yielding a 19% increase in Mach number at the exit, a 33% reduction in the angularity of the core flow, and additional decreases in enthalpy losses (3.7%) and entropy generation (18.4%). Particularly noteworthy is that the bell-shaped configuration expanded the MAD interaction region by 66% under an imposed magnetic field (0.8 T), confirming its superiority for MAD testing, while the conical configuration remains preferable for aerodynamic analyses.

This work reveals, for the first time, the relationship between surface catalytic activity and MAD flow control in the performance of thermal protection systems. For the lowest Mach number considered (11.3), the MAD heat shield proved ineffective due to the low magnetic interaction parameter and the reduced intensity of the Lorentz force. In contrast, at Mach 17.1, the application of the MAD heat shield led to significant reductions in surface heat flux: 38% for non-catalytic surfaces and 49% for fully catalytic surfaces. These results represent a milestone in the study of MAD-assisted hypersonic flow control, by establishing both the relevance of catalytic activity and the critical influence of Mach number on the effectiveness of the MAD heat shield.

Collectively, the conclusions presented expand the knowledge on the aerothermodyna-

mic, catalytic, and electromagnetic phenomena that characterise the hypersonic flows and offer methodologies that strengthen the development, certification, and optimisation of hypersonic vehicles and MAD-assisted thermal protection technologies.

## **Keywords**

Numerical Investigation; Hypersonic Flow; Thermochemical Non-equilibrium; Magneto-hydrodynamics; Plasma Wind Tunnel; Thermal Protection System; Wall Catalytic Condition; Hypersonic Nozzles

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Contextualização do tema . . . . .	1
1.2	Motivação . . . . .	5
1.3	Objetivos da investigação . . . . .	7
1.4	Principais contributos . . . . .	8
1.5	Estrutura da tese . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Revisão da Literatura</b>	<b>11</b>
2.1	Escoamento hipersónico: muito além da fronteira da velocidade do som . . . . .	11
2.2	Métodos de análise do escoamento hipersónico . . . . .	17
2.2.1	Túneis de vento hipersónicos . . . . .	18
2.2.2	Métodos numéricos para a modelação do escoamento . . . . .	24
2.3	Magnetoaerodinâmica . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Modelo Numérico: equações fundamentais e métodos de resolução</b>	<b>35</b>
3.1	Equações fundamentais do escoamento em regime hipersónico . . . . .	36
3.1.1	Equação da massa total . . . . .	36
3.1.2	Equações de transporte e de reação das espécies . . . . .	36
3.1.3	Equações do momento linear . . . . .	37
3.1.4	Equações da energia vibro-eletrónica . . . . .	37
3.1.5	Equação da energia total . . . . .	38
3.2	Propriedades de transporte do escoamento . . . . .	40
3.2.1	Viscosidade e condutividade térmica . . . . .	40
3.2.2	Difusão mássica . . . . .	41
3.3	Modelo químico do escoamento de plasma . . . . .	42
3.4	Equações da magnetoaerodinâmica . . . . .	44
3.5	Forma computacional das equações fundamentais a utilizar na modelação numérica . . . . .	47
3.6	Métodos numéricos para a resolução das equações . . . . .	49
3.6.1	Integração da equação de transporte . . . . .	51
3.6.2	Integração do fluxo nas faces do volume de controlo . . . . .	52
3.6.3	Integração volumétrica do termo fonte . . . . .	53
3.6.4	Equação de conservação estacionária semi-discretizada . . . . .	54
3.6.5	Equação semi-discretizada transiente . . . . .	55
3.6.6	Discretização temporal . . . . .	57
3.6.7	Discretização do termo convectivo e esquemas TVD . . . . .	59
3.6.8	O esquema central-upwind de Kurganov, Noelle e Petrova . . . . .	61
3.6.9	Discretização do termo difusivo . . . . .	63
3.6.10	Discretização do termo fonte . . . . .	64

3.6.11	Condições de fronteira . . . . .	64
3.6.12	Resumo do algoritmo de resolução iterativa do sistema de equações Navier-Stokes-Fourier-MAD em não-equilíbrio termoquímico . . . . .	68
<b>4</b>	<b>Validação do Modelo Numérico Desenvolvido e Implementado</b>	<b>73</b>
4.1	Dinâmica de gases . . . . .	73
4.1.1	Formação de ondas de choque e interações com a camada limite . . . . .	73
4.1.2	Modelação de fenómenos aerodinâmicos . . . . .	79
4.1.3	Escoamento em tuberias hipersónicas . . . . .	82
4.2	Dinâmica do plasma com interferências MAD . . . . .	91
4.2.1	Condições dos testes de validação . . . . .	91
4.2.2	Estudo de independência da malha . . . . .	93
4.2.3	Validação do modelo químico . . . . .	95
4.2.4	Validação do código para o modelo MAD implementado . . . . .	101
<b>5</b>	<b>Modelação do Escoamento em Tuberias Hipersónicas</b>	<b>109</b>
5.1	Descrição dos casos de teste . . . . .	109
5.2	Análise de independência da malha . . . . .	111
5.3	Efeitos de entalpia e de não-equilíbrio . . . . .	111
5.4	Efeitos catalíticos da parede . . . . .	118
<b>6</b>	<b>Aplicações em Escoamentos Hipersónicos MAD</b>	<b>125</b>
6.1	Análise do PWT SCIROCCO: avaliação do desempenho de novas tuberias de perfil contornado . . . . .	125
6.1.1	Uniformidade do escoamento e perdas de entalpia . . . . .	129
6.1.2	Não-equilíbrio termoquímico . . . . .	134
6.1.3	Interações MAD na câmara de teste . . . . .	139
6.2	Sistemas de proteção térmica por MAD: efeitos catalíticos na superfície de uma cápsula de reentrada . . . . .	147
6.2.1	Formulação do problema . . . . .	147
6.2.2	Análise de independência da malha . . . . .	150
6.2.3	Caracterização geral do escoamento . . . . .	151
6.2.4	Análise dos efeitos dos parâmetros MAD no escoamento . . . . .	156
6.2.5	Impacto na proteção térmica MAD . . . . .	165
<b>7</b>	<b>Conclusão</b>	<b>171</b>
7.1	Escoamento em tuberias hipersónicas . . . . .	172
7.2	Escoamento hipersónico MAD no PWT SCIROCCO . . . . .	174
7.3	Sistemas de proteção térmica MAD . . . . .	175
7.4	Trabalhos futuros . . . . .	176
	<b>Bibliografia</b>	<b>179</b>

<b>A</b>	<b>Publicações Resultantes do Trabalho da Tese</b>	<b>201</b>
A.1	Artigos em revistas internacionais com arbitragem científica . . . . .	201
A.2	Artigos em conferências internacionais com arbitragem científica . . . . .	201
<b>B</b>	<b>Propriedades Termoquímicas das Espécies</b>	<b>203</b>
<b>C</b>	<b>Dados Eletrônicos das Espécies</b>	<b>207</b>



# Lista de Figuras

1.1	Classificação dos satélites de acordo com a sua massa. . . . .	1
1.2	LignoSat: o primeiro satélite construído com madeira no mundo. . . . .	2
1.3	Veículo demonstrador de reentrada na atmosfera. . . . .	4
1.4	Esquema do mecanismo de controlo do escoamento por MAD num veículo durante a reentrada. . . . .	5
2.1	Aviões supersónicos: (a) Bell X-1, o primeiro avião a ultrapassar a barreira do som; (b) Concorde, o primeiro avião supersónico comercial. . . . .	11
2.2	Aviões supersónicos em desenvolvimento na atualidade: (a) Protótipo da aeronave XB-1; (b) Ilustração conceptual do voo da aeronave QueSST . . .	12
2.3	Resumo de aeronaves de alta velocidade oficialmente em desenvolvimento.	13
2.4	Exemplos de capacidades hipersónicas demonstradas pelos EUA: (a) X-15, aeronave de investigação reutilizável; (b) cápsula de reentrada Apollo e veículos balísticos de reentrada; (c) avião espacial reutilizável X-37B; (d) míssil intercetor SM-3; (e) vaivém espacial e o primeiro estágio do Falcon 9. .	14
2.5	Veículo demonstrador de reentrada IXV: lançamento (à esquerda) e recolha (à direita). . . . .	16
2.6	Ilustração conceptual da aterragem do Space Rider na ilha de Santa Maria nos Açores. . . . .	16
2.7	Exemplos de tecnologias hipersónicas emergentes: (a) HyFLY, X-51A e o conceito de arma hipersónica de motor à combustão (HAWC); (b) conceito de veículos <i>tactical boost glide</i> e mísseis DF-17; (c) aeronaves reutilizáveis X-43A, Skylon e Falcon; (d) novos conceitos de acesso ao espaço, Sãnger e Programa Nacional de Aviões Aeroespaciais (NASP); (e) projétil de canhão eletromagnético. . . . .	17
2.8	Túneis de Vento de Plasma no mundo. . . . .	20
2.9	Esquema de montagem de teste do PWT SCIROCCO. . . . .	21
2.10	Componentes do PWT SCIROCCO: (a) Gerador de plasma TAG; (b) Câmara de teste; (c) Tubeira montada na câmara de teste; (d) Difusor. . . . .	22
2.11	Escoamento em torno de um veículo durante a reentrada com detalhes dos fenómenos termoquímicos na camada de choque. . . . .	23
2.12	Intervalos de não-equilíbrio termoquímico para o ar a pressão de 1 atm. .	25
2.13	Regimes do escoamento hipersónico em função do número de Knudsen. .	26
2.14	Desafios encontrados na simulação do escoamento hipersónico. . . . .	27
2.15	Aplicações MHD: (a) Fusão termonuclear controlada em tokamak; (b) Propulsor a plasma; (c) Princípio de funcionamento de um gerador de energia MHD. . . . .	30
2.16	Representação esquemática de tubeiras MPD: (a) tubeira MPD de campo induzido; (b) tubeira MPD de campo imposto. . . . .	31

3.1	Representação do processo de transformação do problema físico contínuo no problema discreto correspondente. . . . .	51
3.2	Representação de volumes de controlo usados na discretização em volumes finitos. . . . .	52
3.3	Representação do diagrama de Sweby. A área sombreada corresponde à região TVD de segunda ordem delimitada pelos limitadores Minmod e Superbee. . . . .	61
3.4	Representação tridimensional do cilindro completo com destaque para a fatia (wedge), utilizada para simulações axisimétricas no OpenFOAM. A condição wedge aplica-se nas faces inclinadas com normais $\mathbf{n}_1$ e $\mathbf{n}_2$ . . . . .	67
3.5	Fluxograma do algoritmo de resolução do sistema de equações de Navier-Stokes-Fourier em não equilíbrio termoquímico com interferências MAD. . . . .	70
4.1	Modelo de duplo cone: (a) Parâmetros geométricos (dimensões em cm); (b) Domínio de solução e condições de fronteira, considerando uma fatia da geometria 3D (wedge), tirando assim partido da axisimetria do problema. . . . .	75
4.2	Análise de convergência para o caso do duplo cone. (a) Tamanho da zona de separação ; e (b) posição do fluxo de calor máximo. . . . .	76
4.3	Validação do código: (a) Fluxo de calor com um máximo no ponto de estagnação, correspondendo ao vértice do cone, e uma redução ao longo do primeiro cone, apresentando posteriormente outro máximo na zona de interação entre as ondas de choque e a camada limite; (b) Pressão ao longo da superfície do duplo cone, com um aumento visível no início da zona de separação e um máximo no segundo cone, correspondente ao ponto de impacto da onda de choque transmitida na superfície. . . . .	77
4.4	Características do escoamento hipersónico em torno do duplo cone: Contornos de pressão (a) e do número de Mach (b). É possível observar a onda de choque oblíqua que se forma a partir do primeiro cone, a onda de choque destacada que se forma a partir do segundo, bem como a interação entre elas e a sua transmissão para a superfície, alimentando a zona de separação do escoamento. . . . .	78
4.5	Caso de teste de validação da capacidade do presente código numérico para simular fenómenos de aquecimento aerodinâmico em escoamentos hipersónicos de elevada entalpia em não-equilíbrio químico: (a) cilindro transversal montado no túnel de choque HEG; (b) malha computacional de 115840 células e condições de fronteira. . . . .	80
4.6	Resultados da validação numérica: (a) Contorno do número de Mach e (b) distribuição do fluxo de calor em função do ângulo $\phi$ , que a superfície do corpo cilíndrico transversal forma com o eixo $x$ . . . . .	81
4.7	(a) Área normalizada da tubeira EAST; e (b) representação da malha computacional de 682 células. . . . .	83
4.8	(a) Distribuição da área normalizada da tubeira GERL junto à garganta; e (b) contorno da malha computacional de 5720 células. . . . .	84

4.9	Temperatura normalizada ao longo do eixo central da tubeira. Comparação entre os dados experimentais e os resultados numéricos. (a) $T_0 = 2800$ K; (b) $T_0 = 5600$ K. . . . .	85
4.10	Temperatura normalizada ao longo do eixo central da tubeira. Efeitos das reacções químicas e da excitação vibracional. (a) $T_0 = 2800$ K ; (b) $T_0 = 5600$ K. . . . .	87
4.11	Pressão normalizada em função da razão de áreas. Comparação com resultados experimentais. . . . .	89
4.12	Distribuição da temperatura ao longo do eixo central da tubeira para diferentes condições de estagnação. . . . .	90
4.13	As quatro tubeiras do túnel de vento de plasma SCIROCCO. . . . .	92
4.14	PWT SCIROCCO: tubeira e câmara de teste com o corpo cilíndrico. Representação bidimensional do domínio computacional. . . . .	93
4.15	GCI e soluções exatas extrapoladas das propriedades do escoamento à saída da tubeira. . . . .	94
4.16	Distribuição da densidade numérica dos eletrões ao longo da tubeira do PWT Scirocco nos testes N-1 (a) e N-2 (b). Comparação entre os dados experimentais medidos à saída da tubeira e os resultados numéricos obtidos com diferentes modelos químicos. . . . .	96
4.17	Distribuição da densidade numérica dos eletrões ao longo da tubeira do PWT Scirocco para o teste N-1 (a) e o teste N-2 (b). Comparação entre os resultados obtidos com o modelo químico desenvolvido nesta tese (Our New Model), os dados experimentais, e os modelos Kang–Dunn e CAST New Model. . . . .	97
4.18	Distribuição da temperatura trans-rotacional ao longo da tubeira do PWT Scirocco para os testes N-1 (a) e N-2 (b). Comparação entre os dados experimentais e os resultados numéricos atuais obtidos com diferentes modelos químicos. . . . .	98
4.19	Distribuição da temperatura trans-rotacional ao longo da tubeira do PWT Scirocco para os testes N-1 (a) e N-2 (b). Comparação entre o modelo desenvolvido nesta tese (Our New Model), os dados experimentais e os modelos CAST New Model e Kang–Dunn. . . . .	100
4.20	Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico. Comparação entre os dados experimentais, os modelos CAST e EMC3NS, e o modelo desenvolvido nesta tese (Our Model), para os testes N-1 (a) e N-2 (b), com $B = 0$ . . . . .	102
4.21	Distribuição do campo magnético para o teste N-1, com $B_{\max} = 0,8$ T, com destaque para a região do corpo cilíndrico (na parte inferior). . . . .	103
4.22	Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico com campo magnético aplicado (B ON). Comparação entre os dados experimentais, os modelos CAST e EMC3NS e o modelo desenvolvido nesta tese (Our Model), para o teste N-1, com $B_{\max} = 0,8$ T. . . . .	104

4.23	Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico para o teste N-1, com o campo magnético aplicado (B ON) e sem campo magnético (B OFF). (a) Comparação entre o modelo desenvolvido (Our Model), os dados experimentais e o modelo CAST. (b) Comparação entre o modelo desenvolvido (Our Model), os dados experimentais e o modelo EMC3NS. . . . .	105
4.24	Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico com campo magnético aplicado (B ON). Comparação entre os dados experimentais, os modelos CAST e o modelo desenvolvido nesta tese (Our Model), para o teste N-2, com $B_{\max} = 0,6T$ . . . . .	106
4.25	Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico para o teste N-2, com (B ON) e sem (B OFF) aplicação de campo magnético. (a) comparação entre o modelo desenvolvido nesta tese e os dados experimentais. (b) comparação entre o modelo CAST e os dados experimentais. . . . .	107
5.1	Geometria e condições à entrada das tubeiras. . . . .	110
5.2	Análise de independência da malha: pressão estática e temperatura trans-rotacional à saída do nozzle em função do espaçamento da malha, $h$ . . .	112
5.3	Distribuição de temperatura, pressão e número de Mach ao longo do eixo central das tubeiras. Razão entre equilíbrio (Eq) e não-equilíbrio (non-Eq). . . . .	114
5.4	Nozzle 2: Distribuição de temperatura ao longo do eixo central e contorno do número de Mach, considerando condições de equilíbrio e de não-equilíbrio. . . . .	115
5.5	Nozzle 2: razão de temperatura (a), pressão (b) e número de Mach (c) entre as condições de equilíbrio (Eq) e de não-equilíbrio (NEq), para diferentes entalpias específicas de estagnação. Distribuição ao longo do eixo central. . . . .	117
5.6	Distribuição do fluxo de calor na parede. Comparação entre parede não-catalítica (NC) e parede totalmente catalítica (FC). As linhas tracejadas correspondem à saída das configurações C, D, E e F do Nozzle 3. . . . .	119
5.7	Número de Mach (a), temperatura trans-rotacional (b), temperatura vibro-eletrónica (c) e distribuição da pressão estática (d) à saída da tubeira E. Comparação entre a parede não-catalítica (NC) e a totalmente catalítica (FC). . . . .	120
5.8	Comparação entre o número de Mach (a), temperatura trans-rotacional (b), temperatura vibro-eletrónica (c) e pressão estática (d) à saída do Nozzle 3 (configurações C, D, E e F). Razão entre os resultados para condições não-catalíticas e totalmente catalíticas (FC/NC). . . . .	121
5.9	Contorno do número de Mach no Nozzle 3 para condição de parede não-catalítica (em cima) e totalmente catalítica (em baixo). . . . .	122
5.10	Distribuição de temperatura no eixo central do Nozzle 3 para condições de parede não-catalítica (NC) e totalmente catalítica (FC). . . . .	123
6.1	(a) Aproximação parabólica do método das características utilizado para gerar as tubeiras contornadas; (b) contornos das tubeiras projetadas. . . . .	128

6.2	(a) Perfis de velocidade axial à saída e (b) número de Mach ao longo dos eixos dos Nozzles. . . . .	130
6.3	Distribuição de pressão (a) ao longo das paredes dos Nozzles e (b) ao longo dos eixos dos Nozzles. . . . .	131
6.4	Pressão na região da garganta: (a) o Nozzle cônico D; (b) Nozzle contornado 11-9; e (c) o Nozzle contornado 20-7. . . . .	132
6.5	Perfil de angularidade do escoamento à saída de cada Nozzle. . . . .	133
6.6	(a) Entalpia específica e (b) geração de entropia específica ao longo dos eixos das tubeiras. . . . .	134
6.7	Distribuição da temperatura ao longo do eixo de cada tubeira. . . . .	135
6.8	Contornos de temperatura vibro-eletrónica ( $T_{ve}$ ) e trans-rotacional ( $T_{tr}$ ) para o Nozzle 20-7. . . . .	136
6.9	(a) Distribuição da entalpia química específica e (b) frações mássicas as espécies de $N_2$ e $N$ ao longo do eixo de cada tubeira. . . . .	137
6.10	Distribuição da fração mássica das espécies iónicas ao longo dos eixos dos Nozzles. . . . .	138
6.11	Parâmetro de interação magnética em torno do corpo cilíndrico para $B_{max} = 0.8$ T. . . . .	140
6.12	Parâmetro de interação magnética em torno do corpo cilíndrico para $B_{max} = 1.5$ T. . . . .	141
6.13	Condutividade elétrica em torno do corpo cilíndrico para $B_{max} = 0.8$ T. . . . .	142
6.14	Densidade numérica dos eletrões junto ao corpo cilíndrico para $B_{max} = 0.8$ T. . . . .	143
6.15	Massa volúmica na proximidade do corpo cilíndrico para $B_{max} = 0.8$ T. . . . .	144
6.16	Velocidade na proximidade do corpo cilíndrico para $B_{max} = 0.8$ T. . . . .	145
6.17	(a) Contorno da temperatura trans-rotacional e (b) distribuição do fluxo térmico ao longo do corpo cilíndrico para $B_{max} = 0.8$ T. . . . .	146
6.18	Geometria da cápsula de reentrada e contornos da intensidade do campo magnético com linhas de indução. . . . .	147
6.19	Perfil tridimensional da parte frontal da cápsula MSL e o domínio de solução com as condições de fronteira. . . . .	149
6.20	Configurações das malhas usadas na análise de independência. Número de células nas direções $x \times y \times z$ : (a) $80 \times 120 \times 1$ , (b) $130 \times 210 \times 1$ e (c) $220 \times 350 \times 1$ . . . . .	150
6.21	Distribuição da pressão e do fluxo de calor na superfície para diferentes malhas. . . . .	151
6.22	Critérios de convergência: resíduos e fluxo de calor integrado na parede ao longo do tempo. . . . .	152
6.23	Número de Mach e pressão estática junto à parede frontal com condições de fronteira com e sem deslizamento. . . . .	153
6.24	Contornos de pressão no escoamento. (a) Caso A e (b) Case B. . . . .	154
6.25	Contornos de temperatura trans-rotacional no escoamento: (a) Caso A, e (b) Caso B. . . . .	155

6.26	Contornos da densidade numérica de elétrons: (a) Caso A, e (b) Caso B. . .	156
6.27	Distribuição da densidade numérica de elétrons ao longo da linha de estagnação: (a) Caso A, e (b) Caso B. . . . .	157
6.28	Distribuição da densidade numérica de elétrons ao longo de diferentes secções no escoamento para o Caso A. . . . .	158
6.29	Distribuição da densidade numérica de elétrons em diferentes secções do escoamento para o Caso B. . . . .	160
6.30	Propriedades magnetoaerodinâmicas no escoamento para superfícies não-catalíticas e totalmente catalíticas – Caso A. . . . .	161
6.31	Propriedades magnetoaerodinâmicas no escoamento para superfícies não-catalíticas e totalmente catalíticas – Caso B. . . . .	162
6.32	Parâmetro de interação magnética em diferentes secções do campo de escoamento para o Caso A. . . . .	163
6.33	Parâmetro de interação magnética em diferentes secções do campo de escoamento para o Caso B. . . . .	164
6.34	Distribuição do fluxo de calor ao longo da superfície da cápsula de reentrada para os Casos A e B. . . . .	165
6.35	Distribuição das propriedades do escoamento na linha de estagnação para o Caso A. . . . .	167
6.36	Comparação entre as propriedades do escoamento MAD para os Casos A e B	169

# Lista de Tabelas

2.1	Comparação das vantagens dos TPS convencionais e dos sistemas baseados em MAD para aplicações em veículos hipersônicos. . . . .	32
3.1	Novo Modelo Químico: coeficientes das constantes cinéticas. . . . .	44
4.1	Condições do escoamento livre em torno do duplo cone. . . . .	74
4.2	Duplo cone: dimensões das malhas utilizadas no estudo de independência da malha. . . . .	74
4.3	Validação do modelo numérico: condições do escoamento livre. . . . .	79
4.4	Validação do modelo numérico: fração mássica das espécies no escoamento livre. . . . .	79
4.5	Cilindro transversal: análise de convergência da malha. . . . .	79
4.6	Condições de estagnação no reservatório: casos de teste de tubeiras . . . .	82
4.7	Dimensões geométricas das quatro configurações de tubeiras do SCIROCCO. . . .	92
4.8	Condições dos testes de validação para o escoamento de plasma MAD: fração mássica das espécies à entrada da tubeira. . . . .	93
4.9	PWT SCIROCCO: dimensões das malhas utilizadas no estudo de independência. . . . .	95
4.10	Não-equilíbrio químico: densidade numérica dos elétrons ( $n_{e^-}$ ) e temperatura trans-rotacional ( $T_{tr}$ ) à saída da tubeira. Resultados experimentais e numéricos para os testes de validação N-1 e N-2. . . . .	99
4.11	Validação do modelo MAD: diferença de pressão superficial entre os dados experimentais e os resultados de vários modelos numéricos. . . . .	104
5.1	Condições de estagnação à entrada de cada tubeira. . . . .	109
5.2	Fração mássica à entrada do Nozzle 3. . . . .	111
5.3	Número de células das malhas utilizadas na análise de independência. . . .	111
5.4	Estimativa da incerteza de discretização para as malhas finas . . . . .	111
5.5	Razão de expansão e diferenças de temperatura, pressão e número de Mach entre as condições de equilíbrio e não-equilíbrio. . . . .	113
5.6	Condições de estagnação à entrada do Nozzle 2. . . . .	115
5.7	Temperatura, pressão e número de Mach à saída do Nozzle 2: efeitos da entalpia específica no não-equilíbrio. . . . .	118
5.8	Diferença (%) entre os parâmetros do escoamento para condições de parede não-catalítica e totalmente catalítica. Influência da razão de expansão (ER). . . . .	122
6.1	Propriedades geométricas das tubeiras contornadas comparadas com a tubeira cônica de referência. . . . .	127
6.2	Condições de estagnação à entrada das tubeiras . . . . .	128

6.3	Espessura da camada limite, diâmetro efetivo e razão de expansão efetiva à saída das tubeiras. . . . .	129
6.4	Angularidade do escoamento (em graus) à saída de cada tubeira: valores no eixo central e valores médios no núcleo do escoamento. . . . .	130
6.5	Entalpia específica e geração de entropia específica ao longo dos eixos das tubeiras. . . . .	133
6.6	Parâmetros de não-equilíbrio vibracional determinados para cada tubeira.	135
6.7	Condições do escoamento livre. . . . .	148
6.8	Reações químicas. . . . .	148
6.9	Análise de independência da malha . . . . .	150
6.10	Síntese dos efeitos do controlo MAD em diferentes condições de número de Mach para superfícies não-catalítica e totalmente catalítica. . . . .	168
6.11	Efeitos do controlo MAD no fluxo de calor médio e na taxa total de transferência de calor sob diferentes condições de número de Mach, para superfícies não-catalítica e totalmente catalítica. . . . .	168
B.1	Entalpia específica de formação e temperatura vibracional característica das espécies. . . . .	203
B.2	Coefficientes da equação de Blottner para a viscosidade. . . . .	203
B.3	Constantes do coeficiente de difusão das espécies. . . . .	204
C.1	Dados eletrónicos das espécies. . . . .	207

# Lista de Acrónimos

AEDC	Arnold Engineering Development Center
ARD	Atmospheric Reentry Demonstrator
AUSM	Advection Upstream Splitting Method
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CFD	Computational Fluid Dynamics
CIRA	Centro Italiano Ricerche Aerospaziali
DBD	Dielectric Barrier Discharge
DLR	Deutsches Zentrum für Luft-und Raumfahrt
DSMC	Direct Simulation Monte Carlo
EAST	Electric Arc-driven Shock Tube
ESA	European Space Agency
EUA	Estados Unidos da América
GCI	Grid Convergence Index
GERL	General Electric Research Laboratory
HAWC	Hypersonic Air-breathing Weapon Concept
HEAT	High-Enthalpy Aerothermal Test
HEG	High Enthalpy Gas
HLLC	Harten-Lax-van Leer-Contact
IPG	Inductively Plasma Generators
ICPG	Inductively Coupled Plasma Generators
ISAS	Institute of Space and Astronautical Sciences
KNP	Kurganov, Noelle and Petrova
LES	Large Eddy Simulation
MAD	Magnetoaerodinâmica
MHD	Magnetohidrodinâmica
MOC	Método das Características
MPG	Magnetoplasdynamic Generators
MSL	Mars Science Laboratory
MVF	Método dos Volumes Finitos
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NATO	North Atlantic Treaty Organization
OpenFOAM	Open Field Operation And Manipulation
PIV	Particle Image Velocimetry
PWT	Plasma Wind Tunnel
QUICK	Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes
RTO	Research and Technology Organization
TAG	Thermal Arcjet Generator
TPS	Thermal Protection Systems
TVD	Total Variation Diminishing
UBI	Universidade da Beira Interior



# Nomenclatura

## Símbolos romanos

$A$	Fator pré-exponencial na lei de Arrhenius, $\text{m}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$
$B$	Vetor do campo magnético, T
$C_p$	Calor específico a pressão constante, $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$C_v$	Calor específico a volume constante, $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$D_e$	Diâmetro à saída da tubeira, m
$E$	Vetor do campo elétrico, $\text{V}/\text{m}$
$e$	Carga do eletrão, C
$E_e$	Energia do eletrão, J
$E_{el}$	Energia eletrónica, J
$E_{rt}$	Energia rotacional, J
$E_t$	Energia total do fluido, J
$E_{tl}$	Energia translacional, J
$E_{tr}$	Energia trans-rotacional, J
$E_{vb}$	Energia vibracional, J
$E_{ve}$	Energia vibro-eletrónica, J
$ER$	Razão de expansão da tubeira
$F_{\text{inv}}$	Vetor dos fluxos invíscidos
$F_{\text{vis}}$	Vetor dos fluxos viscosos
$h$	Entalpia específica, $\text{J}/\text{kg}$
$g_i$	Grau de degenerescência do estado eletrónico $i$
$\mathcal{J}$	Vetor de difusão das espécies, $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
$k$	Condutividade térmica, $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
$k_b$	Constante cinética da reação direta, $\text{m}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$
$k_f$	Constante cinética da reação inversa, $\text{m}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$
$K_{eq}$	Constante de equilíbrio
$m_e$	Massa do eletrão, kg
$\mathcal{M}_s$	Massa molar da espécie $s$ , $\text{kg}/\text{mol}$
$n_{e^-}$	Densidade numérica de eletrões, $1/\text{m}^3$
$Pr$	Número de Prandtl
$p$	Pressão do fluido, Pa
$q$	Vetor do fluxo de transferência de calor por condução, $\text{W}/\text{m}^2$
$Q_{m,C-V}$	Trocas de energia entre os modos químico e vibracional, $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^3)$
$Q_{m,V-T}$	Trocas de energia entre os modos vibro-eletrónico e trans-rotacional, $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^3)$
$Q_{m,V-V}$	Trocas de energia entre diferentes modos vibro-eletrónicos das moléculas, $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^3)$
$Q_{\text{MAD}}$	Parâmetro de interação magnética

$R$	Constante específica do gás, $\text{m}^2/(\text{K} \cdot \text{s}^2)$
$Re_{mag}$	Número de Reynolds magnético
$R_t$	Raio da garganta da tubeira, m
$s$	Entropia específica, $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$T_a$	Temperatura de ativação, K
$T_c$	Temperatura de controlo, K
$T_P$	Temperatura de Park para as reações de dissociação, K
$T_{tr}$	Temperatura trans-rotacional, K
$T_{ve}$	Temperatura vibro-eletrónica, K
$\mathbf{u}$	Vetor de velocidade, m/s
$\mathbf{U}$	Vetor das varáveis conservadas
$\dot{\omega}$	Taxa de produção das espécies, $\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$
$\dot{\omega}_v$	Termo fonte vibracional, $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^3)$
$x, y, z$	Coordenadas cartesianas, m

## Símbolos gregos

$\alpha_T$	Coefficiente de acomodação térmica
$\alpha_u$	Coefficiente de acomodação do momento linear tangencial
$\beta$	Coefficiente de temperatura na lei de Arrhenius
$\gamma$	Razão entre calores específicos
$\delta$	Delta de Kronecker
$\delta_{BL}$	Espessura da camada limite, m
$\varepsilon_0$	Permissividade elétrica do espaço livre, F/m
$\theta_e$	Ângulo de saída da tubeira, °
$\theta_{el,i}$	Temperatura eletrónica característica do nível eletrónico excitado $i$ , K
$\theta_n$	Ângulo de inflexão da tubeira, °
$\theta_{vb}$	Temperatura vibracional característica, K
$\lambda$	Segundo coeficiente de viscosidade, $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$
$\mu$	Viscosidade dinâmica, $\text{Pa} \cdot \text{s}$ ,
$\mu_0$	Permeabilidade magnética do espaço livre, H/m
$\nu'_{s,r}$	Coefficiente estequiométrico da espécie $s$ no sentido direto da reação $r$
$\nu''_{s,r}$	Coefficiente estequiométrico da espécie $s$ no sentido inverso da reação $r$
$\rho$	Massa volúmica do fluido, $\text{kg}/\text{m}^3$
$\rho_c$	Densidade da carga livre, $\text{C}/\text{m}^3$
$\rho_s$	Massa volúmica da espécie $s$ , $\text{kg}/\text{m}^3$
$\sigma$	Condutividade elétrica, S/m
$\tau$	Tensor de tensão viscosa, Pa

# Capítulo 1

## Introdução

Este capítulo apresenta uma breve contextualização do tema em estudo, destacando a sua relevância no atual enquadramento social, económico e tecnológico, e evidenciando os desafios científicos que justificam a presente investigação. São igualmente expostas as motivações que conduziram ao desenvolvimento deste trabalho, fundamentadas na necessidade de avançar o conhecimento no domínio do escoamento hipersónico e das suas aplicações. Seguidamente, definem-se os objetivos centrais da investigação, sublinhando a particularidade da abordagem desenvolvida. Por fim apresentam-se os principais contributos do trabalho e a estrutura da tese.

### 1.1 Contextualização do tema

Vivemos numa era onde o conceito de missões espaciais tem vindo a ser reinventado e muitas tarefas anteriormente executadas apenas por grandes veículos espaciais podem ser agora realizadas por pequenos satélites a custos consideravelmente inferiores [1]. A Figura 1.1 oferece uma visão dos tipos de satélites que existem em termos de tamanho, desde os grandes satélites convencionais que pesam na ordem das toneladas aos mais pequenos femtossatélites que chegam a pesar cerca de 1 grama.

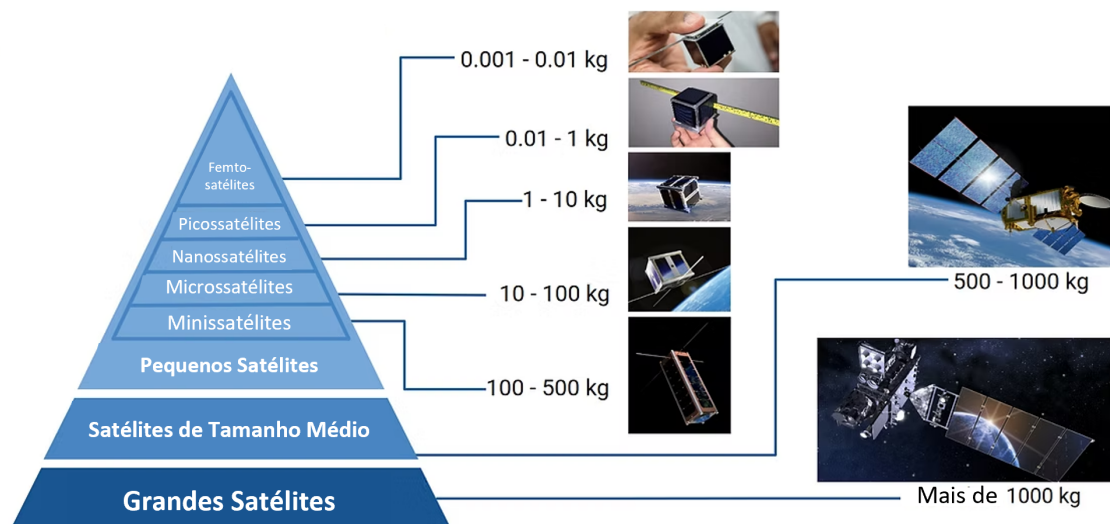


Figura 1.1: Classificação dos satélites de acordo com a sua massa. Imagem adaptada de [2].

O conceito de sustentabilidade tem ganhado cada vez mais relevância no domínio da exploração aeroespacial, não apenas a nível económico e ambiental, mas também social, no que diz respeito à garantia da saúde e do bem-estar das gerações futuras. Descobertas de um grupo de investigadores dos Estados Unidos da América (EUA) revelaram que

aproximadamente 10% das partículas de metal encontradas em aerossóis de ácido sulfúrico na estratosfera são provavelmente originados de veículos espaciais que queimaram durante a reentrada na atmosfera [3]. À medida que o número de foguetes lançados aumenta e o número de satélites colocados em órbita cresce, como se prevê nas próximas décadas, essa proporção de partículas metálicas derivada de veículos espaciais em aerossóis de ácido sulfúrico poderá atingir os 50%. Outro grupo de investigadores constatou que os aerossóis gerados durante a reentrada de satélites podem causar destruição significativa da camada de ozono. Durante a reentrada de um satélite de 250 kg podem ser geradas nanopartículas de cerca de 30 kg de óxido de alumínio, que podem permanecer por décadas na atmosfera. São estimadas cerca de 17 toneladas métricas de compostos de óxido de alumínio gerados pela população de satélites que reentraram na atmosfera em 2022 e prevê-se que a reentrada de mega-constelações de satélites darão origem a mais de 360 toneladas métricas de compostos de óxido de alumínio por ano. Ora, os compostos de óxido de alumínio são conhecidos como catalisadores para a ativação do cloro que reduz o ozono na atmosfera [4]. Essa redução do ozono atmosférico traz consigo várias consequências, que vão desde as mudanças climáticas até aos riscos para a saúde humana, incluindo alterações no sistema imunitário, levando a um aumento da incidência de doenças cancerígenas [5, 6].

Recentemente, investigadores da Universidade de Quioto desenvolveram um pequeno satélite feito de painéis de madeira, ver Figura 1.2. Como é sabido, no início do século XX, os primeiros aviões criados pelos irmãos Wright foram construídos principalmente em madeira, um material caracterizado por ser leve e resistente. O objetivo dos investigadores foi de testar a adequação da madeira como uma alternativa sustentável para aplicações espaciais. O satélite foi lançado pela SpaceX a 5 de Novembro de 2024 com duração de missão prevista para 6 meses. A vantagem é que, após a missão, as partes em madeira irão arder completamente durante a reentrada na atmosfera resultando em dióxido de carbono e água, causando menos poluição do que os satélites feitos de metal [7, 8].

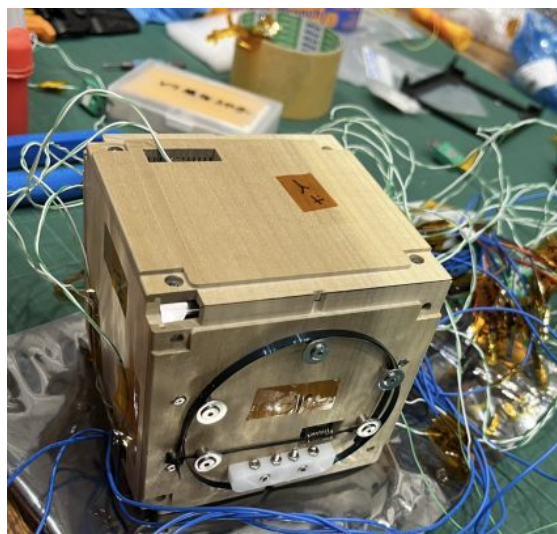


Figura 1.2: LignoSat: o primeiro satélite construído com madeira no mundo. Imagem retirada de [9].

Como veremos com mais detalhes mais adiante, a reentrada na atmosfera é uma das fases críticas durante o final de uma missão e que acarreta diversos desafios. Para dar resposta à problemática da sustentabilidade, é necessário assegurar que o veículo seja capaz de suportar as condições extremas enfrentadas durante a reentrada, de maneira a garantir a sua integridade e reutilização. Por outro lado, o desafio é ainda maior quando implica missões tripuladas. Dependendo da altitude, o escoamento em torno dos veículos hipersônicos apresenta diferentes características. Entre outros fenómenos, a formação de ondas de choque devido à compressão abrupta do gás a montante dos veículos constituem um desafio significativo para o design e controle aerodinâmico e térmico dos mesmos [10]. A desaceleração causada pelo atrito atmosférico durante o voo de reentrada gera uma enorme quantidade de calor, o que provoca o aumento da temperatura e pressões extremas na superfície dos veículos, podendo por sua vez causar danos irreversíveis na sua estrutura [11]. O acidente mais devastador ocorreu em 2003 com o vaivém Columbia, cujos danos estruturais sofridos durante o lançamento se agravaram durante a reentrada na atmosfera, levando à desintegração do veículo e à morte dos sete astronautas que se encontravam a bordo [12].

Desde então, muitas soluções têm sido estudadas com a finalidade de mitigar esses efeitos e melhorar o desempenho dos veículos hipersônicos, incluindo estratégias para reduzir a resistência aerodinâmica e proteger os veículos do calor extremo [13, 14]. A Figura 1.3 mostra o veículo Demonstrador de Reentrada Atmosférica (ARD, do inglês Atmospheric Reentry Demonstrator) da Agência Espacial Europeia (ESA, do inglês European Space Agency), onde é possível observar o fluxo de calor que é gerado em torno de um veículo aquando da entrada na atmosfera. Outro efeito amplamente conhecido é a interrupção da comunicação por ondas de rádio, o chamado *radio communication blackout*. Este fenómeno ocorre devido à ionização do ar resultante do intenso aquecimento aerodinâmico, o qual provoca a formação de um plasma na camada de choque, impedindo a transmissão dos sinais de rádio e a comunicação entre o veículo e as estações terrestres [15, 16].

Vários progressos têm sido feitos a nível do desenvolvimento de materiais e estruturas, incluindo o conceito de dissipadores de calor, que capacitam a superfície do veículo para absorver e irradiar energia, e no desenvolvimento de ligas de alta temperatura capazes de suportar fluxos de calor intensos [18, 19]. Atualmente estão a ser investigados novos Sistemas de Proteção Térmica (TPS, do inglês Thermal Protection Systems), com o objetivo de aumentar a resistência dos veículos hipersônicos contra o aquecimento aerodinâmico. Dependendo do mecanismo de dissipação de calor, dos requisitos da missão e das características de projeto do veículo, os TPS podem variar entre os TPS passivos simples, os TPS semi-passivos, que são mais adaptáveis e oferecem melhor desempenho do que os passivos, mas apresentam maior peso e complexidade, e os TPS ativos, que fornecem proteção superior contra condições térmicas extremas, embora a custo de uma maior complexidade e dependência de fontes externas de energia [20, 21, 22, 23].

Avanços recentes em ímanes supercondutores capazes de funcionar a temperaturas significativamente mais elevadas do que as dos supercondutores convencionais levaram a que a

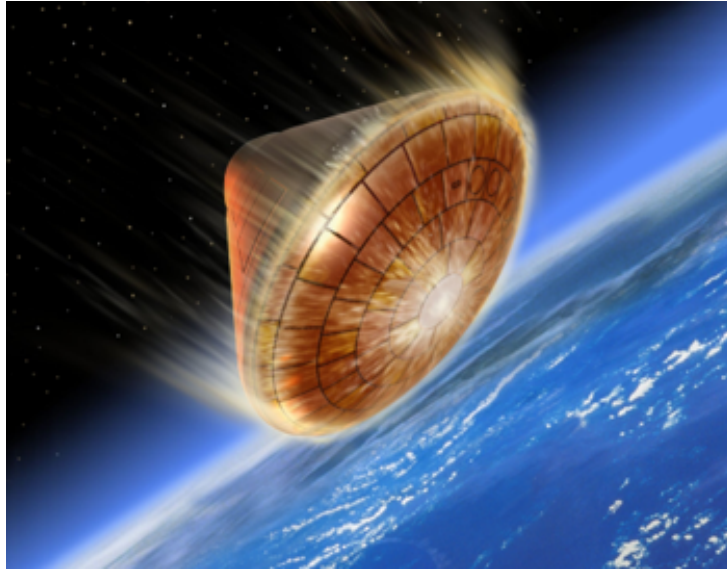


Figura 1.3: Veículo demonstrador de reentrada na atmosfera. Imagem retirada de [17].

investigação na área da magnetoaerodinâmica (MAD) para aplicações de controlo do escoamento e nos TPS recebesse mais atenção nos últimos anos [24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]. O processo consiste fundamentalmente em aproveitar a formação do plasma resultante da ionização do gás para alterar a posição da onda de choque gerada em frente ao veículo. A Figura 1.4 ilustra o modo de funcionamento do conceito de controlo do escoamento por MAD, que é processado pela aplicação de campos magnéticos a partir do interior do veículo espacial. A interação do campo magnético ( $\mathbf{B}$ ) com a velocidade do escoamento ( $\mathbf{V}$ ) gera a corrente elétrica ( $\mathbf{J}$ ), que interage com o campo magnético, criando uma força eletromagnética, a força de Lorentz ( $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ), que empurra a onda de choque original na direção oposta ao movimento do fluido. Isto causará um aumento da camada de choque e consequentemente uma diminuição dos gradientes de temperatura na mesma, o que poderá resultar numa redução do fluxo de calor na superfície do veículo, funcionando assim como um Sistema de Proteção Térmica.

Apesar dos desenvolvimentos que têm sido feitos até então, as tecnologias para melhoria do desempenho dos veículos hipersónicos estão longe de atingir a maturidade tecnológica. No caso particular da aplicação da MAD como TPS, a sua capacidade é limitada em grande medida pela intensidade do campo magnético aplicado, o que implica o incremento de peso em dispositivos magnéticos (ímãs e eletroímãs). Outras aplicações em regime hipersónico envolvem sistemas propulsivos de alta velocidade, o *scramjet* (do inglês *supersonic combustion ramjet*). O *scramjet* pode ser uma alternativa para aos convencionais foguetes para o lançamento de satélites, uma vez que usam o oxigénio da atmosfera, o que os torna mais leves e mais eficientes em termos de consumo de combustível do que os convencionais foguetes e podem ser reutilizados inúmeras vezes. No entanto, o estudo do *scramjet* ainda não tem um resultado satisfatório, uma vez que estes motores precisam ainda de um foguete para acelerar o veículo para que atinjam as condições de funcionamento. Portanto, há ainda muito trabalho a desenvolver de maneira a que o estudo do escoamento hipersónico e as suas aplicações atinjam a maturidade tecnológica desejada.

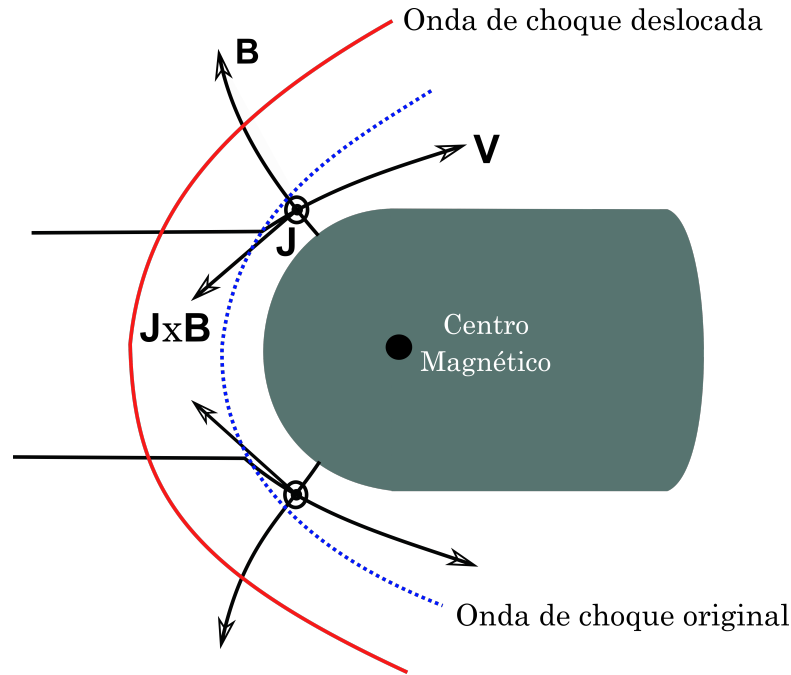


Figura 1.4: Esquema do mecanismo de controlo do escoamento por MAD num veículo durante a reentrada.

O presente trabalho enquadra-se no desenvolvimento de metodologias, através da análise computacional, no sentido de ampliar o compreensão dos fenómenos associados ao escoamento hipersónico e elevar o grau de maturidade e aplicabilidade das tecnologias associadas ao mesmo. Tendo em conta a crescente importância das tecnologias do voo hipersónico para a sociedade moderna e a panóplia de aplicações e melhorias que ainda precisam de ser desenvolvidas, a presente tese foca-se sobretudo na utilização de métodos numéricos para análise deste tipo de escoamento, explorando as potencialidades da magnetoaerodinâmica, através do estudo das interações entre campos eletromagnéticos e o plasma formado em torno do veículo, para a melhoria do desempenho dos TPS MAD, com vista a contribuir para a reutilização dos mesmos e consequentemente para a sustentabilidade das tecnologias associadas ao escoamento hipersónico.

## 1.2 Motivação

A compreensão dos fenómenos relacionados com o escoamento hipersónico tem-se tornado cada vez mais importante para a aceleração dos avanços da exploração aeroespacial. A velocidade extremamente elevada proporciona não apenas um alcance rápido mas também temperaturas suficientemente altas para excitar a energia vibracional interna das moléculas e induzir uma série de reações químicas no gás [10]. As reações de dissociação e ionização, a difusão mássica na camada de choque e as recombinações atómicas à superfície do veículo hipersónico têm representado inúmeros desafios para a comunidade científica. Estes fenómenos físico-químicos fazem com que as características do gás em torno dos veículos hipersónicos contrariem o modelo do gás caloricamente perfeito, em que os calores específicos são considerados independentes da temperatura [32]. As leis da

termodinâmica deixam de poder ser aplicadas com a mesma simplicidade em que eram aplicadas no escoamento supersônico, onde as descontinuidades e os efeitos das ondas de choque não são tão acentuadas e as interações moleculares são desprezáveis. Torna-se necessário ter em conta os efeitos de não-equilíbrio termoquímico e proceder à adaptação sistemática da teoria dos gases perfeitos para ter em conta os efeitos do gás real. Compreender essas diferenças é crucial para a modelação e o design precisos dos veículos hipersônicos, onde os efeitos do gás real impactam significativamente os fenómenos aerodinâmicos [33].

Uma das ferramentas chave para o estudo deste tipo de escoamento têm sido os túneis de vento hipersônicos, em particular os Túneis de Vento de Plasma (PWT, do inglês Plasma Wind Tunnels), devido à sua capacidade de produzir escoamentos a velocidades elevadas, incluindo velocidades orbitais [34, 35]. No entanto, este tipo de instalações acarreta um conjunto de inconvenientes, desde os elevados custos de operação e manutenção até aos riscos associados à segurança. Alguns desafios e limitações dos métodos experimentais relacionam-se com o compromisso entre a precisão das medições e a capacidade dos dispositivos de resistirem ao escoamento hipersônico de alta entalpia gerado nos túneis. Além disso, a duração dos testes contribui para a diminuição da vida útil e da precisão dos dados, uma vez que acarreta elevadas cargas térmicas, com consequente erosão superficial e oxidação dos sensores térmicos [36].

Nenhuma instalação no solo tem a capacidade de reproduzir todos os aspetos do voo hipersônico (Jewell 2022)<sup>1</sup>. Além de ser verdadeira nos dias atuais, esta afirmação abre portas às infinitas possibilidades permitidas pela modelação computacional, o que contribuiu grandemente para a motivação do presente trabalho. As temperaturas extremamente elevadas fazem da modelação computacional a principal ferramenta de análise do escoamento hipersônico de maneira consistente. Os métodos numéricos são assim essenciais para calcular e compreender os diversos parâmetros do escoamento e as suas implicações na fase de projeto dos veículos, parâmetros esses que seriam difíceis ou mesmo impossíveis de investigar exclusivamente por métodos experimentais em túneis de vento. Para tal, têm sido amplamente utilizados softwares de Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD, do inglês Computational Fluid Dynamics) para condições em que a hipótese de meio contínuo é válida, e o método de Simulação Direta de Monte Carlo (DSMC, do inglês Direct Simulation Monte Carlo) para situações de gás rarefeito [38]. O presente estudo é também motivado pelo recente ressurgimento do interesse na utilização de tecnologias de controlo de escoamento baseadas na aplicação de campos eletromagnéticos para a melhoria ou substituição dos sistemas já existentes em veículos hipersônicos, nomeadamente nos TPS por MAD.

O software de desenvolvimento de modelos numéricos OpenFOAM [39] foi a ferramenta adotada neste estudo. Sendo um código aberto, adota-se assim uma opção de ciência aberta, permitindo a implementação de modelos termoquímicos que descrevem os fenómenos intrínsecos ao tipo de escoamento estudado a partir de modelos já existentes. Outro ponto favorável é que o OpenFOAM é gratuito, ao contrário de outras ferramentas

---

<sup>1</sup>Tradução literal da frase proferida pelo professor de aeronáutica e astronáutica, Joseph Jewell [37]

comerciais de simulação, como o ANSYS Fluent e o STAR-CCM+, que implicam custos de licenciamento.

### 1.3 Objetivos da investigação

Tendo em conta os avanços ao nível da modelação computacional, em particular no uso da Computação de Alto Desempenho (HPC, do inglês High Performance Computing), este trabalho tem como principal objetivo analisar e propor, através de métodos numéricos, soluções inovadoras para a melhoria do desempenho das tecnologias utilizadas em veículos hipersónicos, em particular mediante a aplicação de campos eletromagnéticos. Em termos práticos, o presente estudo visa aprofundar a compreensão dos fenómenos associados ao escoamento hipersónico, através do aumento da precisão das previsões do escoamento em estruturas modelo em terra, como é o caso particular dos PWT, e da melhoria do desempenho dos TPS. A concretização deste objetivo principal depende da execução das seguintes etapas:

- Revisão bibliográfica dos fenómenos associados ao escoamento hipersónico;
- Estudo aprofundado da implementação dos sistemas de equações que descrevem este tipo de escoamento, das condições de fronteira, dos modelos termodinâmicos e das reações químicas;
- Estudo de modelos numéricos do OpenFOAM que servirão de base para o novo modelo numérico a ser implementado;
- Desenvolvimento de um novo modelo computacional em OpenFOAM capaz de simular o escoamento hipersónico com interações eletromagnéticas do escoamento de plasma;
- Validação do novo modelo através de casos de estudo já investigados experimentalmente. Esta tarefa compreende a validação em duas etapas, cada uma com diferentes focos fundamentais:
  - a) Dinâmica de gases em escoamentos hipersónicos complexos (fluido multi-espécie, não-equilíbrio termoquímico, interações entre a camada limite e ondas de choque) e em escoamentos em tubeiras hipersónicas;
  - b) Dinâmica do plasma em escoamentos hipersónicos complexos com interações MAD.
- Aplicação do novo modelo. Com esta tarefa pretende-se, através da caracterização do escoamento de reentrada atmosférica e análise dos parâmetros de desempenho dos túneis de vento hipersónicos, apresentar propostas de melhoria para diferentes aplicações. Estas incluem, nomeadamente, o design e a operação de PWT e veículos hipersónicos, assim como a certificação de TPS com interações MAD.

Os objetivos deste trabalho passam também por aumentar o conhecimento e enriquecer a literatura sobre o tema em estudo através da publicação dos novos desenvolvimentos alcançados.

## **1.4 Principais contributos**

A presente tese expande o conhecimento sobre os fenómenos associados ao escoamento hipersónico através do desenvolvimento de um modelo numérico em OpenFOAM, que integra a dinâmica de fluidos e a magnetoaerodinâmica. Esta integração foi realizada considerando as equações de Navier–Stokes–Fourier com interações eletromagnéticas sob condições de não equilíbrio termoquímico.

No âmbito deste trabalho, foi também desenvolvido e validado um novo modelo químico multiespécies capaz de capturar, com elevada precisão, as reações de ionização que induzem as interações MAD. Este contributo representa um avanço significativo face ao estado da arte, proporcionando uma ferramenta robusta para o estudo detalhado de escoamentos hipersónicos com relevância em aplicações aeroespaciais.

Partindo dos avanços recentes e reconhecendo a relevância contínua das instalações experimentais dos PWT para a expansão do conhecimento e aplicação de tecnologias de plasma em voo hipersónico, esta investigação apresenta um estudo numérico cujo objetivo central é avaliar diferentes configurações de tubeiras de PWT em condições hipersónicas de elevada entalpia. Deste modo, pretende-se compreender a relação entre a geometria da tubeira e as várias características do escoamento de plasma, incluindo o não-equilíbrio termoquímico, a uniformidade do escoamento, as perdas de entalpia e as interações MAD. Esta abordagem permite, entre outros aspetos, melhorar a previsão dos fluxos de calor na superfície, um aspeto crucial para a certificação de sistemas de proteção térmica para veículos hipersónicos.

Até à data, não existiam estudos dedicados à avaliação do impacto da catalicidade superficial nos mecanismos de controlo de escoamento por MAD em regime hipersónico. Esta lacuna é abordada nesta tese através da análise direta da influência da atividade catalítica da superfície nas interações MAD e no desempenho de sistemas de proteção térmica baseados em MAD. Trata-se, portanto, de um contributo inédito que amplia o quadro conceptual do controlo de escoamentos hipersónicos e da sua aplicação aos TPS.

Além disso, os resultados desta investigação permitem definir um novo critério para avaliar a relevância dos efeitos catalíticos da parede nos campos de escoamento das tubeiras, questão não abordada em estudos anteriores. Esta contribuição reveste-se de particular importância para uma estimativa mais rigorosa das propriedades do escoamento à saída da tubeira e, por conseguinte, no interior da câmara de ensaio, reforçando a fiabilidade dos testes realizados em instalações de PWT.

Investigações recentes na magnetoaerodinâmica aplicada a regimes hipersónicos têm-se focado predominantemente na influência da disposição de ímanes permanentes no interior de cápsulas de reentrada (a única componente do veículo espacial projetada para sobreviver à reentrada atmosférica), abordando o seu impacto no comportamento aero-

termodinâmico e nas adaptações estruturais necessárias à sua integração. De forma diferenciada, o presente trabalho propõe uma mudança de perspectiva, analisando de que modo a configuração da tubeira de um PWT pode condicionar e até potencializar o desempenho de ensaios MAD em instalações terrestres hipersônicas. Estudos anteriores evidenciaram que o posicionamento e a dimensão dos ímanes modificam significativamente o comportamento das ondas de choque, a espessura da camada de plasma e os fluxos térmicos. De maneira distinta, esta tese apresenta uma avaliação abrangente da adequação de diferentes tipos de tubeiras para a execução de ensaios específicos em infraestruturas de teste hipersônicas, configurando assim um contributo inovador para a área.

## 1.5 Estrutura da tese

A estrutura da tese é composta por sete capítulos. No presente capítulo introdutório, a motivação, os objetivos da investigação e os principais contributos são apresentados após a contextualização do tema e a exposição da sua relevância na atualidade. Os capítulos seguintes estão organizados da seguinte forma:

- Capítulo 2. Neste capítulo realiza-se uma revisão da literatura com o objetivo de compreender a perspectiva histórica e os desenvolvimentos na evolução do conhecimento sobre o escoamento hipersônico. São apresentados os vários tipos de veículos e as ferramentas de análise do escoamento, nomeadamente os métodos numéricos, as contribuições computacionais existentes até à data e os métodos experimentais. A definição e a análise detalhada do conceito de MAD são igualmente abordadas, assim como as suas lacunas e potencialidades no domínio do escoamento hipersônico. Da mesma forma, a modelação computacional em OpenFOAM é descrita, permitindo compreender as vantagens da sua utilização no presente trabalho.
- Capítulo 3. Este capítulo apresenta a formulação das equações fundamentais do escoamento hipersônico, bem como das equações MAD que descrevem o escoamento hipersônico sujeito a interferências eletromagnéticas. São também descritos os modelos numéricos utilizados para a resolução dessas equações, assim como os modelos das propriedades termofísicas, do não-equilíbrio térmico, dos modelos químicos e do cálculo das propriedades eletromagnéticas.
- Capítulo 4. Neste capítulo realiza-se a validação do modelo numérico, abrangendo a dinâmica dos gases e os escoamentos magnetohidrodinâmicos, através da comparação com dados experimentais e resultados de referência.
- Capítulo 5. Neste capítulo apresenta-se uma visão aprofundada da modelação de tubeiras hipersônicas e dos diversos fenómenos que caracterizam este tipo de escoamento. Os objetivos incluem melhorar as previsões das propriedades do escoamento no interior de túneis de vento hipersônicos, estudando o impacto da atividade catalítica da parede no núcleo do escoamento da tubeira, os efeitos de não-equilíbrio termoquímico e de entalpia, assim como as implicações para a caracterização do escoamento na secção de ensaio desses túneis.

- Capítulo 6. Este capítulo aborda as aplicações e propostas de melhoria nas previsões e na caracterização do escoamento em PWT, através do design e análise de novas tubeiras de perfil contornado. Também é apresentada a investigação em sistemas de proteção térmica MAD, visando otimizar o seu desempenho e a sua aplicação em veículos hipersónicos durante a reentrada.
- Capítulo 7. O último capítulo apresenta as conclusões desta tese, destacando os avanços mais relevantes e propondo direções para trabalhos futuros.

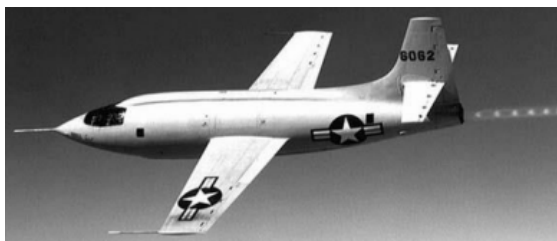
# Capítulo 2

## Revisão da Literatura

### 2.1 Escoamento hipersónico: muito além da fronteira da velocidade do som

Os termos “super” e “hiper” derivam do latim e do grego, respetivamente, e significam “acima de” ou “além de”. Neste sentido, os termos supersónico e hipersónico indicam algo que é superior ou mais do que sónico, ou seja, mais rápido que a velocidade do som. Utilizando o número de Mach, um parâmetro de similaridade definido como a razão entre a velocidade local do escoamento e a velocidade local do som, o voo supersónico caracteriza-se por um número de Mach superior a 1. À medida que a velocidade de voo aumenta e os níveis de energia também aumentam, outros fenómenos tornam-se importantes, como a excitação dos modos de energia de vibração molecular e eletrónica, a dissociação das moléculas e a ionização do gás, com a conseqüente formação do plasma. Assim, o termo hipersónico passou a ser utilizado para descrever essas condições. Hoje, o escoamento hipersónico é tipicamente definido como um voo a números de Mach iguais ou superiores a 5, ou seja, a velocidades cinco ou mais vezes superiores à velocidade do som (i.e.  $\text{Mach} \geq 5$ ).

A barreira do som foi ultrapassada pela primeira vez em 14 de outubro de 1947, quando o piloto Chuck Yeager atingiu cerca de 1070 km/h, um histórico número de Mach de aproximadamente 1,06 no avião experimental Bell X-1 [40], ver Figura 2.1(a). Este feito catalisou avanços significativos na tecnologia aeroespacial, impulsionando o desenvolvimento e a fabricação de veículos aéreos capazes de exceder a velocidade do som, tanto para fins de defesa quanto para o transporte comercial. Destaque particular vai para o Concorde, o primeiro avião comercial supersónico desenvolvido pelas antigas British Aircraft Corporation, do Reino Unido, e a Sud Aviation, da França, com capacidade para atingir velocidade máxima superior a Mach 2, que voou pela primeira vez em 1969, ver Figure 2.1(b).



(a)



(b)

Figura 2.1: Aviões supersónicos: (a) Bell X-1, o primeiro avião a ultrapassar a barreira do som [41]; (b) Concorde, o primeiro avião supersónico comercial [41].

Apesar de permitir viagens intercontinentais em menos de metade do tempo em comparação com os aviões subsônicos convencionais, o último voo do Concorde foi realizado a 24 de novembro de 2003, devido a vários fatores, incluindo o impacto ambiental, nomeadamente no que diz respeito ao consumo de combustíveis e às emissões, à regulamentação sobre o ruído, aos elevados custos operacionais e aos constrangimentos causados por um trágico acidente no ano de 2000 [42]. Não obstante os diversos investimentos governamentais realizados no final dos anos 50, especialmente por parte do Reino Unido, França, Estados Unidos e União Soviética, observou-se uma desaceleração gradual na investigação e no desenvolvimento de aeronaves supersônicas comerciais [42]. Os desafios relacionados com impacto ambiental, em particular na mitigação do boom sónico, e as melhorias na eficiência aerodinâmica estavam ainda sem solução à vista.

Os avanços tecnológicos, em particular a nível da eficiência energética, e as mais recentes exigências do mercado impulsionaram o ressurgimento da investigação e do desenvolvimento dessas aeronaves. São exemplos dessa tendência o XB-1 da Boom Supersonic, que realizou o seu primeiro voo em março de 2024, e os progressos nos testes em solo do X-59 QueSST (Quiet Supersonic Transport), atualmente em desenvolvimento pela NASA (National Aeronautics and Space Administration) em parceria com a Lockheed Martin [43, 44, 45], ver Figura 2.2.



Figura 2.2: Aviões supersônicos em desenvolvimento na atualidade: (a) Protótipo da aeronave XB-1 [43]; (b) Ilustração conceptual do voo da aeronave X-59 QueSST [43].

Relativamente aos veículos hipersônicos, o seu potencial para um tempo de resposta mais curto e um custo reduzido para o acesso ao espaço tem atraído cada vez mais interesse para aplicações militares e civis [46, 47, 48, 49]. O conceito de uma aeronave espacial de entrega de carga em órbita a operar a partir de pistas tem o potencial de reduzir significativamente o custo de transporte de carga para o espaço, aumentando a segurança e a fiabilidade comparativamente aos convencionais foguetes. A nível militar, os veículos hipersônicos têm vantagens significativas de manobrabilidade e a capacidade de penetrar as defesas inimigas, permitindo ataques rápidos e eficazes [46]. A nível civil existe um grande potencial de melhoria da conectividade global, com a possibilidade de viagens intercontinentais rápidas, como entre Nova Iorque e Sidney em menos de três horas [47], entre São Francisco e Tóquio em uma hora e entre a Europa e o Japão em três horas [50]. Apesar destas potenciais aplicações, a eficácia e as vantagens dos projetos de aviões hi-

persónicas ainda estão a ser avaliadas [51, 47]. O desenvolvimento de veículos hipersónicos enfrenta desafios tecnológicos significativos, particularmente nas áreas de materiais estruturais, design, sistemas de proteção térmica e propulsão [52]. Não obstante os desafios, os possíveis benefícios destes veículos fazem do escoamento hipersónico uma área de investigação e desenvolvimento (I&D) contínuos. Estudos de mercado sobre a viabilidade dos aviões comerciais de alta velocidade concluíram que existe uma linha económica abaixo da qual o voo em altas velocidades é financeiramente viável. Essa linha situa-se aproximadamente a Mach 4, ou seja, abaixo de Mach 5, que é o limite a partir do qual se considera voo hipersónico. Acima de Mach 4 os custos de I&D são significativamente mais elevados e com baixo retorno de investimento [53, 54]. Por este motivo e por questões de segurança e fiabilidade, as viagens hipersónicas civis continuam por enquanto nas mentes dos investigadores e no domínio da ficção científica, estando por ora reservadas a fins militares ou de acesso ao espaço. A Figura 2.3 mostra o resumo dos aviões de alta velocidade oficialmente conhecidos que se encontram em desenvolvimento na presente década. Verifica-se que os últimos anos são dominados por veículos de demonstração, enquanto se prevê o desenvolvimento de veículos comerciais mais para o final da década. Existe uma tendência de aumento do número de Mach e uma relativa predominância de veículos de acesso espacial, no entanto o pouco domínio de veículos militares e de acesso ao espaço pode ser devido ao facto de o mercado ainda não estar totalmente desenvolvido, ou por haver novos desenvolvimentos que ainda não foram divulgados [51].

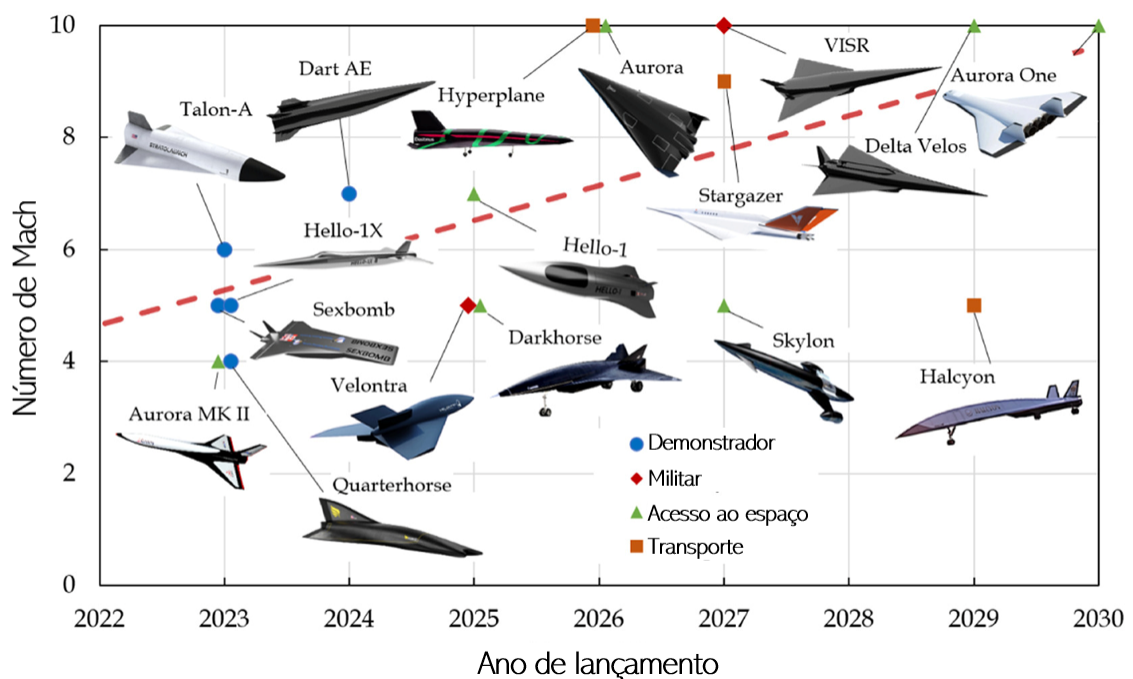


Figura 2.3: Resumo de aeronaves de alta velocidade oficialmente em desenvolvimento. Imagem adaptada de [51].

Num horizonte temporal mais alargado é conhecido que as tecnologias e os sistemas hipersónicos existem há mais de 60 anos. Qualquer míssil balístico com um alcance superior a 400 km atinge velocidades hipersónicas, o que indica que os sistemas hipersónicos têm estado em operação desde a utilização dos foguetes V-2 durante a Segunda Guerra

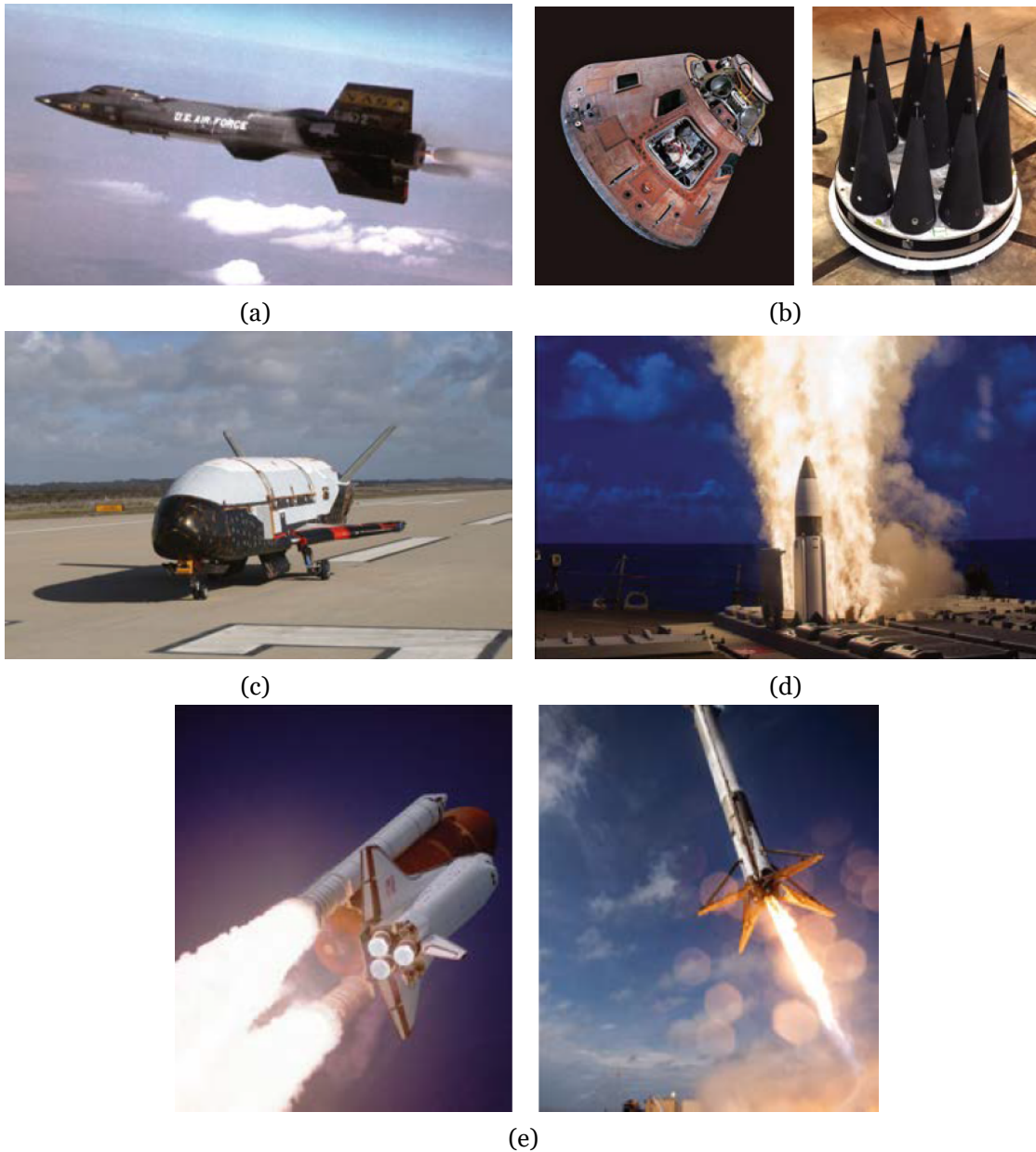


Figura 2.4: Exemplos de capacidades hipersônicas demonstradas pelos EUA: (a) X-15, aeronave de investigação reutilizável; (b) cápsula de reentrada Apollo e veículos balísticos de reentrada; (c) avião espacial reutilizável X-37B; (d) míssil interceptor SM-3; (e) vaivém espacial e o primeiro estágio do Falcon 9. Adaptado de [55].

Mundial [55]. O estado atual do conhecimento sobre o escoamento hipersônico resulta de avanços significativos no âmbito da engenharia, incluindo (ver Figura 2.4):

- Os três veículos de investigação X-15 que realizaram voos entre 1959 e 1968 a velocidades até 2 km/s, proporcionando um grande conhecimento sobre a aerodinâmica do voo hipersônico, proteção térmica e estruturas de veículos reutilizáveis.
- As cápsulas de reentrada Apollo, das quais 19 foram lançadas entre 1966 e 1975, que atingiram velocidades de reentrada de 11 km/s, demonstrando a capacidade de suportar elevadas cargas aerotermodinâmicas.

- O programa do vaivém espacial, que desenvolveu cinco veículos reutilizáveis, efetuou um total de 135 lançamentos e alcançou velocidades de reentrada de 8 km/s, demonstrando avanços na aerodinâmica hipersónica e da proteção térmica reutilizável.
- O sistema de lançamento Falcon 9 que apresenta a separação de estágios a aproximadamente 2 km/s, com a recuperação do primeiro estágio, demonstrando uma rotina de voo hipersónico reutilizável.
- Os mísseis interceptores que operam no domínio hipersónico, com velocidades entre 2 e 5 km/s, demonstrando algoritmos avançados de orientação, navegação e controlo.

A nível europeu, diversos projetos de investigação têm vindo a ser desenvolvidos nos últimos 25 anos no domínio das tecnologias associadas aos veículos hipersónicos, entre os quais se destacam os seguintes projetos:

- STRATOFly (Stratospheric Flying Opportunities for High-Speed Propulsion Concepts) [56, 57, 58].
- HYPMOCES (Hypersonic Morphing for a Cabin escape System) [59, 60].
- TransHyBerIAN (Characterization of Wall Temperature Effect during Transition of Hypersonic flow over a Cone By Experiments And Numerical Simulations) [61, 62].
- HEXAFly (High-Speed Experimental Fly Vehicles) [63].
- CHATT (Cryogenic Hypersonic Advanced Tank Technologies) [64, 65].
- ATLLAS (Aerodynamic and Thermal Load Interactions with Lightweight Advanced Materials for High Speed Flight) [66].
- LAPCAT (Long-Term Advanced Propulsion Concepts and Technologies) [67].

Destaque aqui para as tecnologias demonstradas a nível europeu que vão para o veículo demonstrador de reentrada na atmosfera da ESA, ver Figura 1.3, que em outubro de 1998 realizou com sucesso uma reentrada guiada de volta à Terra [68], e para o Veículo Experimental Intermediário, IXV (Intermediate eXperimental Vehicle), que em 2015 alcançou uma órbita de 25000 km, completou uma descida atmosférica intensa e um mergulho seguro na zona de impacto designada no Oceano Pacífico [69], ver Figura 2.5.

Ainda na Europa, está previsto para 2027 o voo inaugural do Space Rider, o primeiro sistema de transporte espacial reutilizável da Europa, cujo principal objetivo é de prover à Europa um sistema de transporte espacial integrado, reutilizável e independente. O veículo servirá como um laboratório robótico em órbita, possibilitando a investigação científica e demonstrações de tecnologia. Segundo foi anunciado pela ESA e pela Agência Espacial Portuguesa, a aterragem do voo inaugural do Space Rider está prevista acontecer

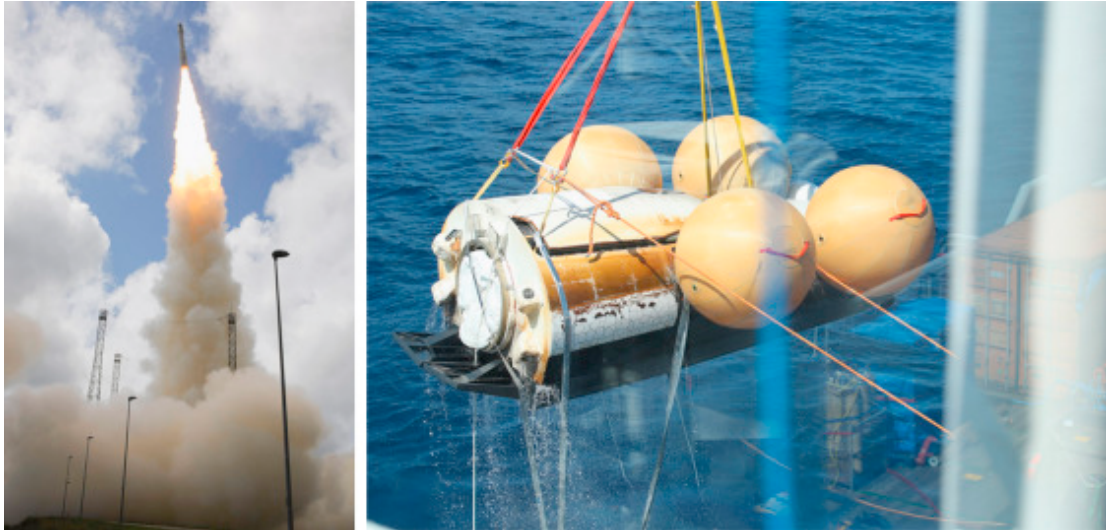


Figura 2.5: Veículo demonstrador de reentrada IXV: lançamento (à esquerda) e recolha (à direita). Imagem adaptada de [69]



Figura 2.6: Ilustração conceptual da aterragem do Space Rider na ilha de Santa Maria nos Açores. Imagem retirada de [70]

na ilha de Santa Maria no arquipélago dos Açores [70], ver Figura 2.6.

Atualmente, estão a ser desenvolvidas e exploradas novas tecnologias associadas a mísseis de cruzeiro hipersónicos, sistemas *boost-glider*, mísseis interceptores, aeronaves reutilizáveis, veículos de lançamento espacial e projéteis lançados por canhões [55]. A Figura 2.7 ilustra exemplos dessas tecnologias emergentes.

Todas as tecnologias já demonstradas e os novos avanços apontam para o estabelecimento de um voo hipersónico sustentado e sustentável. A necessidade de melhoria dos sistemas

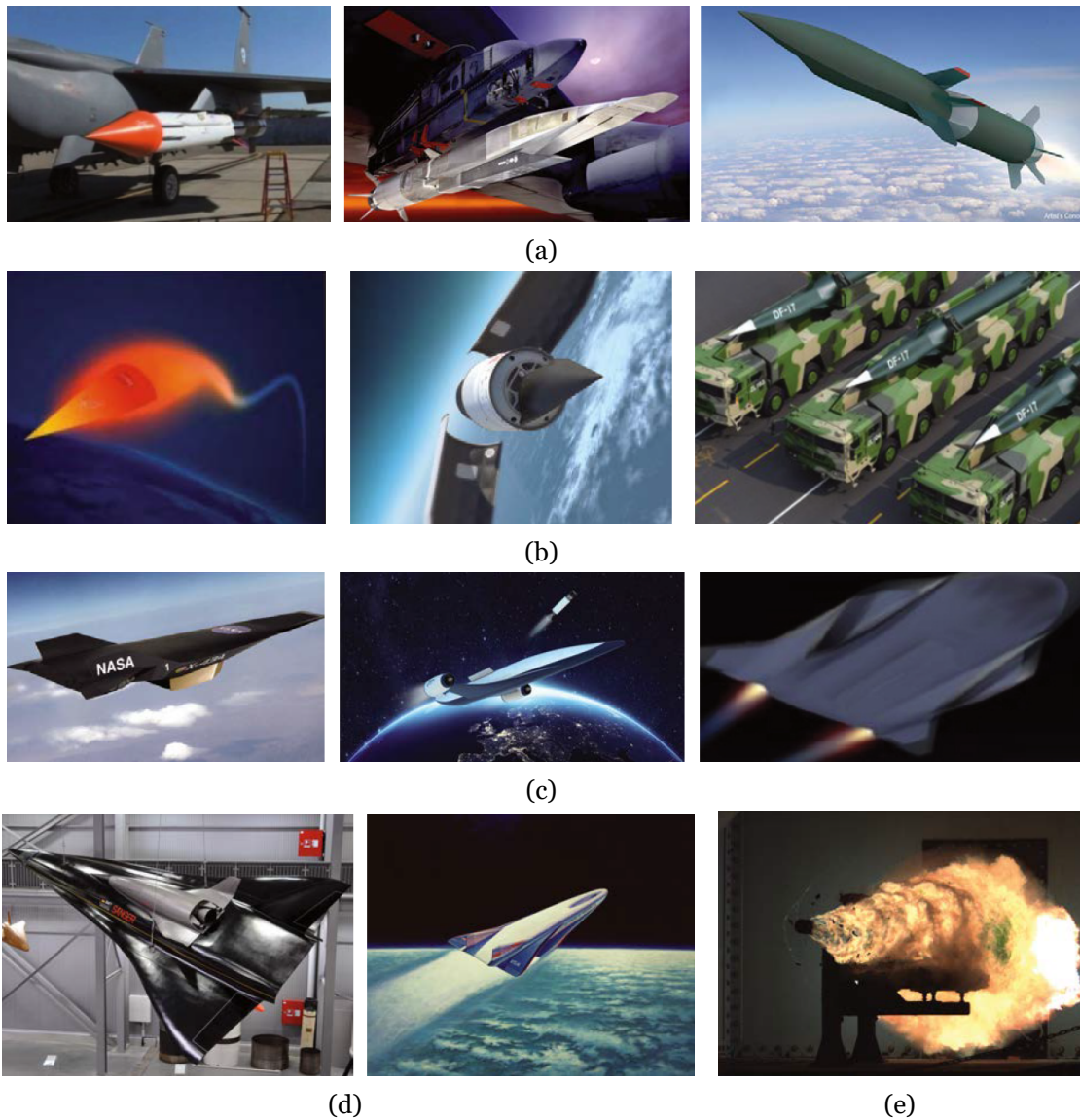


Figura 2.7: Exemplos de tecnologias hipersônicas emergentes: (a) HyFLY, X-51A e o conceito de arma hipersônica de motor à combustão (HAWC); (b) conceito de veículos *tactical boost glide* e mísseis DF-17; (c) aeronaves reutilizáveis X-43A, Skylon e Falcon; (d) novos conceitos de acesso ao espaço, Sänger e Programa Nacional de Aviões Aeroespaciais (NASP); (e) projétil de canhão eletromagnético. Imagens adaptadas de [55].

propulsivos depende do desenvolvimento de materiais e de sistemas de proteção térmica cada vez mais eficientes, para que o veículo possa suportar as condições extremas do escoamento hipersônico, em particular no problema da reentrada, e garantir a sua reutilização num sistema de viagens Terra-espço. Na próxima secção serão apresentados os métodos de análise de escoamento hipersônico, em particular as instalações de teste e os softwares de simulação computacional.

## 2.2 Métodos de análise do escoamento hipersônico

Impulsionada pelos avanços em técnicas experimentais, métodos computacionais e modelos teóricos, a investigação sobre o escoamento hipersônico evoluiu significativamente

ao longo das últimas décadas. Nos primeiros anos, que coincidem com meados do século XX, os testes em túneis de vento constituíam o método principal para estudar os fenômenos hipersônicos. Esses testes forneceram informações cruciais sobre as características peculiares deste tipo de escoamento, como a formação de camadas de choque finas, interações viscosas e os efeitos das altas temperaturas [71, 55, 35].

Com o advento do CFD no final do século XX, as simulações numéricas começaram a complementar os estudos experimentais. Técnicas de simulação direta, DSMC, RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes), e LES (Large Eddy Simulation) permitiram aos investigadores modelar escoamentos hipersônicos complexos com uma precisão crescente. Métodos de alta ordem como os métodos de diferença espectral e os métodos de Galerkin emergiram como ferramentas poderosas para capturar choques intensos e os efeitos do gás real. Essas abordagens computacionais possibilitaram uma análise detalhada de fenômenos como o não-equilíbrio químico e a ionização das espécies, que são críticos em velocidades hipersônicas [72, 73].

Nos últimos anos, os avanços em diagnósticos ópticos e técnicas de medição não intrusivas revolucionaram as investigações experimentais. Métodos como o TSP (Temperature-Sensitive Paint), PIV (Particle Image Velocimetry) e a visualização de escoamento baseada em raios laser proporcionaram dados de alta resolução sobre campos de temperatura, gradientes de densidade e desempenho aerodinâmico [71, 73]. Além disso, os testes de voo tornaram-se cada vez mais importantes para validar modelos em condições reais. Como foi mencionado na seção anterior, programas como os aviões X-15 da NASA e os projetos como o HEXAFLY da ESA demonstraram a viabilidade do voo hipersônico, ao mesmo tempo que forneceram dados experimentais de grande relevância.

Olhando para o futuro, a investigação em escoamento hipersônico deverá concentrar-se na integração de métodos computacionais avançados com os dados experimentais para aperfeiçoar ainda mais os modelos preditivos. Prevê-se ainda que tecnologias emergentes como o *machine learning* e a inteligência artificial venham a desempenhar um papel significativo na otimização de simulações e na análise de fenômenos de escoamento complexos [74, 75]. Além disso, materiais inovadores capazes de suportar condições térmicas e tensões mecânicas extremas serão essenciais para o avanço no desenvolvimento de veículos hipersônicos reutilizáveis. À medida que o interesse global em aplicações hipersônicas cresce, abrangendo os sistemas de defesa, a exploração espacial e o transporte comercial, o desenvolvimento de métodos de investigação economicamente viáveis e ambientalmente sustentáveis continuará a ser uma prioridade [55, 35]. Na próxima seção será apresentada com mais detalhes uma das ferramentas de investigação que tem sido de extrema importância para a compreensão dos fenômenos associados ao escoamento hipersônico, os túneis de vento hipersônicos.

### 2.2.1 Túneis de vento hipersônicos

Os túneis de vento hipersônicos são uma das ferramentas mais importantes na investigação aerotermodinâmica. Os mesmos são capazes de simular as condições experimentadas durante os voos de reentrada onde ocorrem temperaturas extremamente elevadas,

excitação molecular, reações de dissociação e ionização, difusão mássica e recombinações atômicas à superfície do veículo hipersônico. Neste sentido, os túneis de vento de plasma, PWT (Plasma Wind Tunnels), têm sido uma ferramenta chave devido à sua capacidade de gerar condições termoquímicas similares às do voo hipersônico de alta entalpia [34].

Um PWT é uma instalação de testes em solo onde escoamentos a entalpias elevadas podem ser criados através de um gerador de plasma. Existem diferentes tipos de PWT, dependendo do tipo de gerador de plasma usado. Estes podem ser geradores de jato de arco térmico (TAG, do inglês Thermal Arc Generator), geradores magnoplasmadinâmicos (MPG) ou geradores de plasma indutivos (IPG, do inglês Inductively Plasma Generators) [76].

Os PWT têm sido extensamente usados no desenvolvimento e certificação de sistemas de proteção térmica para veículos espaciais (Space Shuttle, Apollo, e outros), especialmente os do tipo TAG. A importância dos PWT com geradores do tipo TAG para a pesquisa do escoamento hipersônico está relacionada com a sua capacidade de realizar testes de alta entalpia de longa duração. Ao contrário dos tubos de choque, que têm um tempo de operação de poucos milissegundos, os PWT com geradores TAG podem funcionar de entre vários minutos à várias horas, permitindo a caracterização e qualificação de TPS para veículos hipersônicos, o desenvolvimento de técnicas de medição e a aquisição de dados de referência para validação de códigos numéricos [77, 78, 79].

Alguns exemplos de PWT com gerador TAG são o HEAT (High-Enthalpy Aerothermal Test) do Arnold Engineering Development Center (AEDC) nos EUA, com capacidade de TAG de até 68 MW [80], O PWT de 1 MW do Institute of Space and Astronautical Science (ISAS) no Japão [81], o PWT Plasmatron de 1 MW do Instituto Von Karman (VKI) [82], o PWT L3K de 6 MW do Centro Aeroespacial Alemão (DLR) [82], e o SCIROCCO PWT de 70 MW do Centro Italiano de Investigação Aeroespacial (CIRA) [83]. A Figura 2.8 mostra alguns exemplos de PWT no mundo.

Como se pode observar, o SCIROCCO é o maior PWT no mundo em termos da potência do gerador de plasma (até 70 MW). Em meados dos anos 80, a ESA sentiu a necessidade de uma instalação apropriada para a realização de testes experimentais em solo. A intenção era de construir um túnel de vento de alta entalpia e de grandes dimensões, de modo a permitir a realização de testes de componentes de naves espaciais em escala real, uma vez que em condições hipersônicas, a distribuição dos fluxos de calor pode ser afetada pelas dimensões do modelo. Uma vez que a Itália estava muito interessada no projeto, o design conceptual, o estudo de viabilidade e as atividades do projeto preliminar foram atribuídos ao CIRA e realizados entre 1988 e 1989. A construção da instalação começou em dezembro de 1994 e os trabalhos foram concluídos em 2001 [85, 83].

Além dos 70 MW de potência, o SCIROCCO pode atingir uma entalpia total no reservatório de 2,5 a 45 MJ/kg, uma pressão total no reservatório de 1 a 17 bar, e um caudal mássico que pode variar entre 0,1 e 3,5 kg/s. O mesmo possui 4 tubeiras cónicas (C, D, E e F) com diâmetros de saída que rondam entre 0,9 a 2 metros aproximadamente. A tubeira F, com 2 metros de diâmetro de saída permite testar modelos em escala real de sistemas de proteção térmica de veículos espaciais por até 30 minutos, período equivalente à duração de

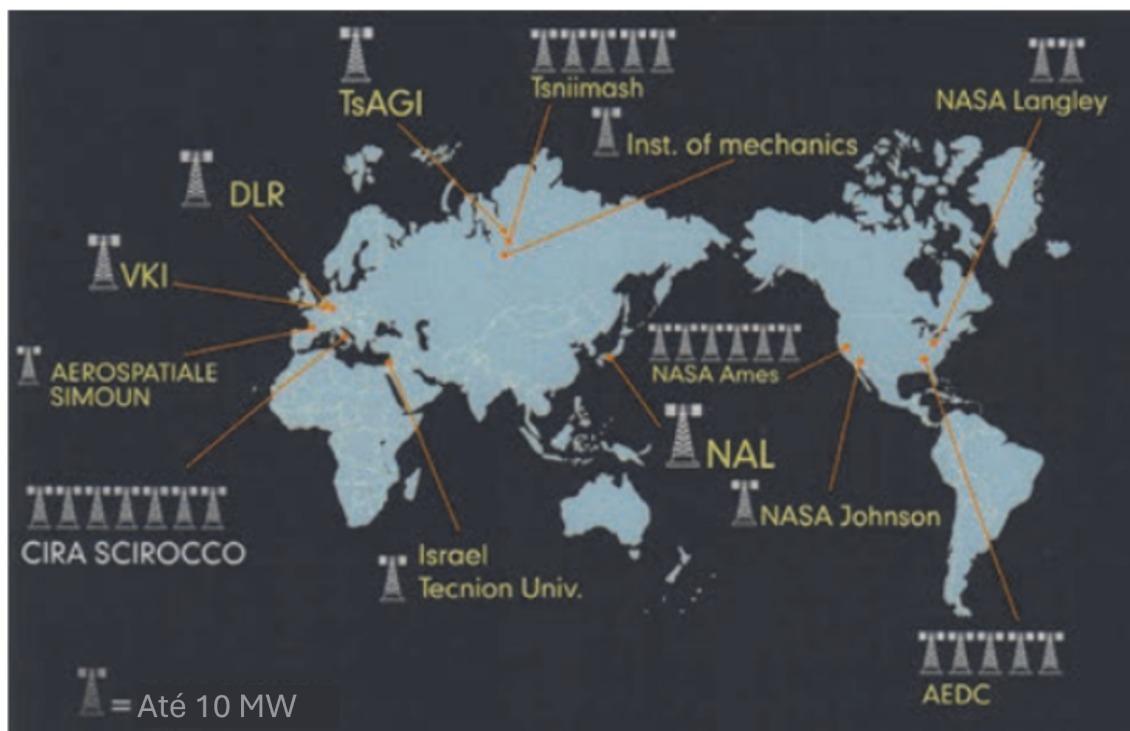


Figura 2.8: Túneis de Vento de Plasma no mundo. Imagem adaptada de [84]

reentrada [84, 85, 86, 87]. A Figura 2.9 ilustra o esquema de montagem de teste no PWT SCIROCCO bem como os seus componentes. Na Figura 2.10 é possível visualizar as imagens fotográficas dos seus principais componentes, nomeadamente o gerador de plasma TAG; a câmara de teste; a tubeira C montada na câmara de teste e o difusor.

Uma das desvantagens deste tipo de instalação está relacionada com o não-equilíbrio termoquímico que advém da rápida expansão do escoamento na tubeira. Este estado pode levar a uma distribuição não-uniforme das propriedades do escoamento na câmara de teste, o que deveria ser o mais próximo possível das condições reais de voo experimentadas pelos veículos durante a reentrada. Em condições reais de voo, o não-equilíbrio térmico é gerado pela excitação vibracional das moléculas ao longo da camada de choque que se forma entre a onda de choque e o veículo espacial. A Figura 2.11 fornece-nos uma representação dos fenómenos que ocorrem aquando da reentrada na atmosfera, onde a geração da onda de choque devido à rápida compressão do ar causa a excitação das moléculas, aumentando a sua energia vibracional com consequente aumento da temperatura. Com o aumento da temperatura na camada de choque, as ligações químicas entre os átomos nas moléculas começam a ficar mais fracas e dá-se a dissociação das mesmas. Se a temperatura continuar a aumentar, começa também a haver excitação eletrónica e reações de ionização, resultando na formação de plasma ao redor do veículo. O escoamento livre a montante, no entanto, permanece em equilíbrio.

Contrariamente ao que acontece no voo real, num PWT o escoamento a montante do veículo de teste está geralmente em não-equilíbrio, com as moléculas previamente excitadas no interior da tubeira e dependendo da temperatura podem até estar parcialmente

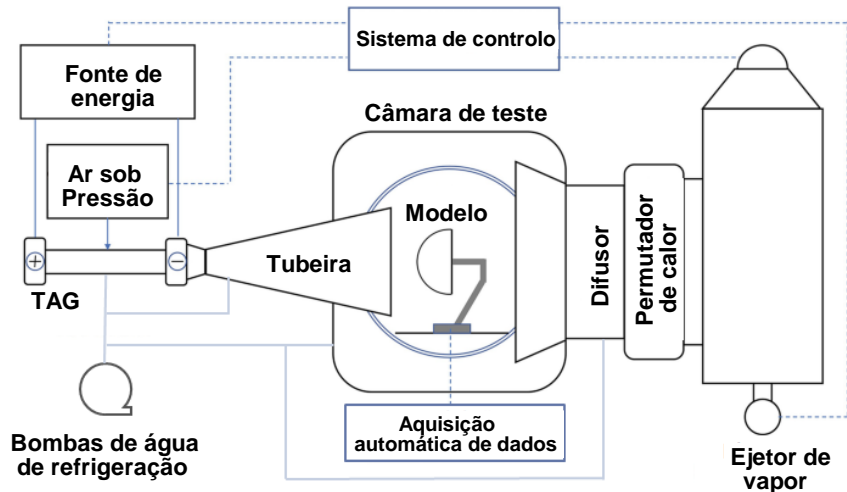
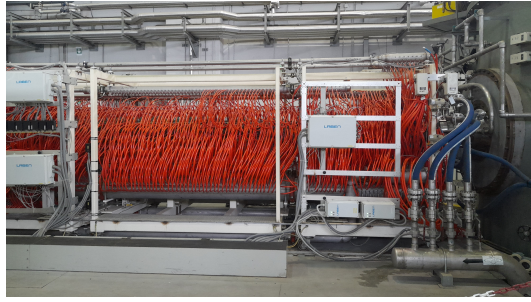


Figura 2.9: Esquema de montagem de teste do PWT SCIROCCO. Imagem adaptada de [84]

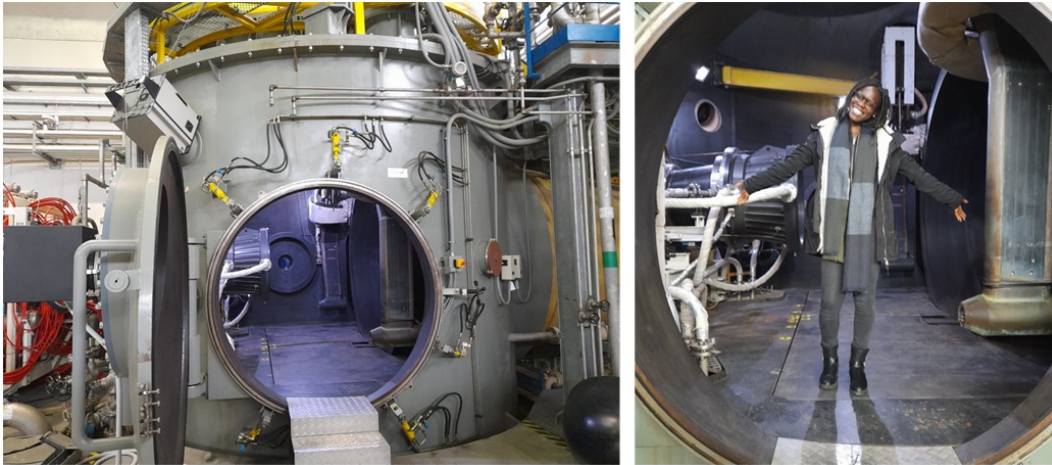
dissociadas e ionizadas [34]. Neste sentido, no âmbito da presente tese serão realizadas simulações numéricas do SCIROCCO PWT, de maneira a compreender de forma aprofundada o grau de não-equilíbrio nos PWT em comparação com o voo real. Além disso, serão analisadas as implicações deste fenómeno nas propriedades do escoamento, de modo a assegurar a fiabilidade das previsões experimentais e a sua representatividade face às condições reais de voo.

Alfyorov e outros [89] investigaram o escoamento em torno de corpos simples como uma semiesfera, uma cunha e um cone utilizando condições de teste semelhantes, em diferentes tipos de túneis de vento hipersónicos, e ressaltou a importância das instalações de teste serem construídas para reproduzir adequadamente os processos físico-químicos inerentes ao escoamento em torno de veículos hipersónicos e de permitirem a investigação de fenómenos de não-equilíbrio. Chan e outros [90] propuseram um método para o design aerodinâmico de tubeiras de perfil contornado com escoamento uniforme à saída para instalações de ensaio em solo supersónicas e hipersónicas. O método foi aplicado no design de tubeiras de Mach 4, 7 e 10 para o túnel de choque T4 (*Free-Piston Driven Shock Tunnel*) da Universidade de Queensland na Austrália e produziu uma melhoria na uniformidade em termos do número de Mach e da angularidade do escoamento, contudo nenhum estudo foi feito em relação ao problema do não-equilíbrio térmico.

Segundo Shen e outros [91], um aumento na extensão da tubeira e na sua razão de expansão pode reduzir o não-equilíbrio térmico, tornando a reprodução das condições de teste mais próxima das condições de voo. Por outro lado, estudos desenvolvidos no AEDC [92] indicam que tubeiras longas e com menos de  $12^\circ$  de ângulo de inflexão também permitem obter um escoamento mais uniforme à saída, contudo, em instalações de alta entalpia, essas tubeiras produzem elevadas perdas de entalpia total, cuja obtenção é frequentemente difícil. Por esta razão, para PWT com geradores TAG, tubeiras curtas são normalmente usadas, com o compromisso da perda de alguma qualidade no escoamento. As tubeiras curtas geralmente têm ângulos de inflexão maiores, o que também agrava problemas de



(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 2.10: Componentes do PWT SCIROCCO: (a) Gerador de plasma TAG; (b) Câmara de teste; (c) Tubeira montada na câmara de teste; (d) Difusor. Imagens de autoria própria.

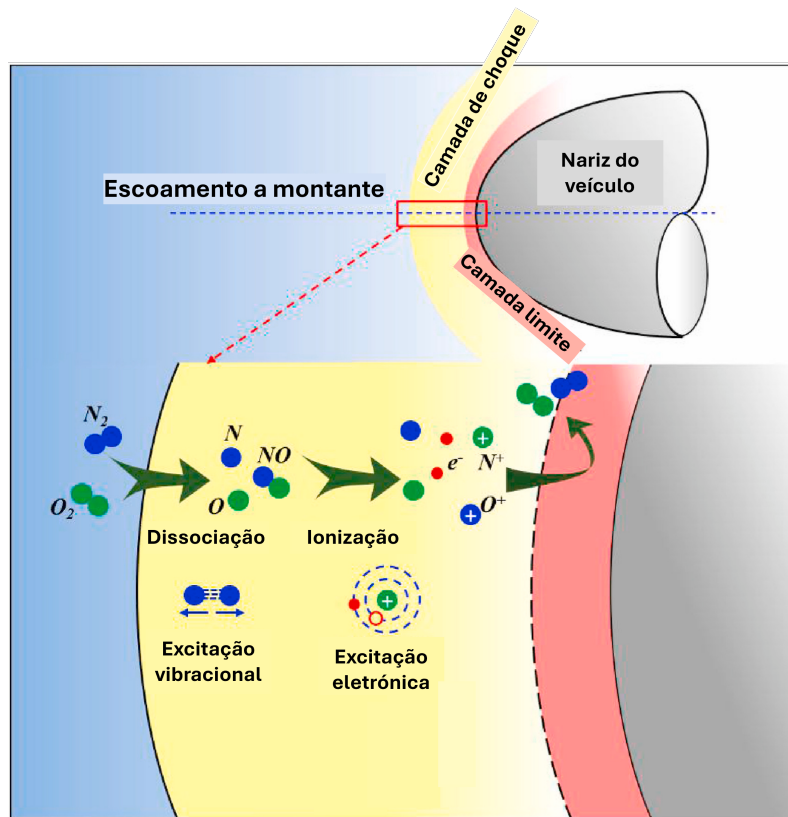


Figura 2.11: Escoamento em torno de um veículo durante a reentrada com detalhes dos fenômenos termoquímicos na camada de choque. Imagem adaptada de [88]

separação do escoamento. Além disso, quando possuem taxas de expansão elevadas tendem a intensificar os efeitos de não-equilíbrio, enquanto as longas dão ao escoamento mais tempo de relaxação em direção ao equilíbrio [92].

Assim, uma solução pouco viável para o problema do não-equilíbrio seria de usar tubeiras extremamente longas de maneira a levar as energias vibracional e eletrônica a relaxarem até atingirem o equilíbrio com as energias translacional e rotacional, mas a custo de tremendas perdas de entalpia. Adicionalmente, Wang e Jiang [93] declararam que tubeiras extra-longas causam o aumento da camada limite em até 50% da área de secção transversal, reduzindo a razão de expansão à saída e conseqüentemente o número de Mach.

Para além destes estudos, inovações recentes em PWT têm-se centrado em diversas áreas com vista a uma melhor compreensão e aplicação das tecnologias associadas à utilização do plasma no escoamento hipersônico. Têm-se registado avanços significativos na geração e no controlo eficiente de fluxos de plasma, os quais têm conduzido a uma melhoria nas taxas de ionização e uma maior estabilidade do plasma. Entre os desenvolvimentos emergentes incluem-se tecnologias como os geradores de plasma por acoplamento indutivo (ICPG) [94, 95, 96], tochas de plasma por arco segmentado [97, 98, 99] e avanços no design de difusores e câmaras de teste [100, 101, 102].

Estudos recentes sobre a proteção térmica e mecanismos de ablação demonstraram que o plasma formado na camada de choque pode ser explorado para melhorar a proteção térmica dos veículos na reentrada [103, 104, 105]. Sistemas de geração de plasma basea-

dos em descarga de barreira dielétrica (DBD) têm sido amplamente estudados como uma forma de controlo ativo do escoamento [106, 107, 108]. Estes sistemas permitem a manipulação em tempo real do comportamento da camada limite [109]. Quando combinados com sistemas MAD podem também contribuir para a mitigação do fluxo de calor e para a redução da atenuação de sinal durante a reentrada na atmosfera [103]. Além disso, os mesmos evidenciam um forte potencial para melhorar o desempenho aerodinâmico global [110].

Análises numéricas recentes revelaram que, ao testar experimentalmente um objeto hipersónico num PWT, onde estão presentes efeitos de não-equilíbrio termoquímico, a estimativa das pressões e dos fluxos de calor pode ser significativamente inferior aos valores reais de voo. No caso crítico de uma superfície totalmente catalítica, o fluxo de calor previsto pode ser até 38% inferior e a pressão até 42% inferior aos valores observados em voo real [11]. Na presente tese pretende-se obter uma compreensão aprofundada de como a geometria das tubeiras hipersónicas dos PWT pode influenciar os efeitos de não-equilíbrio. Procura-se igualmente avaliar de que forma estas influências afetam as previsões do fluxo de calor em ensaios realizados nos túneis, um aspeto crucial para a certificação de sistemas de proteção térmica aplicados a veículos hipersónicos.

Além disso, na realização de experiências de MAD é desafiante obter efeitos eletromagnéticos significativos no escoamento sem recorrer a uma fonte de alimentação relativamente potente para a geração do campo magnético. Para mitigar o consumo energético associado às fontes de plasma em sistemas de MAD com aplicações aeroespaciais, Kim [103] demonstrou que a utilização de um sistema de geração de plasma a baixa temperatura baseado em DBD pode potenciar os efeitos de MAD e reduzir significativamente o peso dos eletroímãs.

Investigações recentes em escoamento hipersónico MAD têm-se centrado na influência do posicionamento de ímanes no interior de cápsulas de reentrada sobre o comportamento aerotermodinâmico destas, bem como nas adaptações de design necessárias para a sua integração [111, 112]. De forma distinta, na presente tese será investigado de que modo a configuração da tubeira pode influenciar o desempenho dos ensaios de MAD nos PWT. Trabalhos anteriores demonstraram que a dimensão e a posição dos ímanes afetam significativamente o comportamento das ondas de choque, a espessura da camada de plasma e o fluxo de calor. Neste trabalho será apresentada uma análise da adequação de diferentes tipos de tubeiras para a realização de ensaios específicos em instalações de teste em solo.

### 2.2.2 Métodos numéricos para a modelação do escoamento

A viabilidade do voo hipersónico depende, em grande medida, da capacidade de compreender e prever os efeitos aerodinâmicos dos gases a altas temperaturas. Como já foi referido nesta tese, as principais características aerodinâmicas dos escoamentos hipersónicos são geralmente distintas das dos escoamentos subsónicos e supersónicos. Apesar dos desenvolvimentos em novos métodos e técnicas experimentais, os escoamentos hipersónicos envolvem uma vasta gama de fenómenos termofísicos complexos e ainda não totalmente compreendidos. As elevadas temperaturas e o aquecimento aerodinâmico resultantes das

fortes ondas de choque implicam que a modelação computacional seja a principal ferramenta de análise consistente deste tipo de escoamento [113]. Por outro lado, a simulação numérica permite complementar o estudo dos efeitos dos parâmetros característicos do escoamento que seriam extremamente difíceis de analisar apenas através de testes experimentais [114], bem como aprofundar a interpretação dos dados experimentais e identificar novos fenómenos termofísicos [115].

Para além dos efeitos térmicos extremos, que provocam a excitação vibracional das moléculas e reações de dissociação e ionização, Figura 2.12, em condições particulares de voo hipersónico, como a reentrada em altas altitudes, a atmosfera encontra-se muito rarefeita e as colisões entre moléculas são escassas, tornando as equações do meio contínuo inválidas. Esta transição é geralmente descrita pelo número de Knudsen ( $K_n = \lambda/L$ ), que é definido como a razão entre o caminho livre médio das partículas do gás ( $\lambda$ ), ou seja, a distância média percorrida entre colisões, e o comprimento característico do problema ( $L$ ), como o diâmetro da cápsula de reentrada, por exemplo.

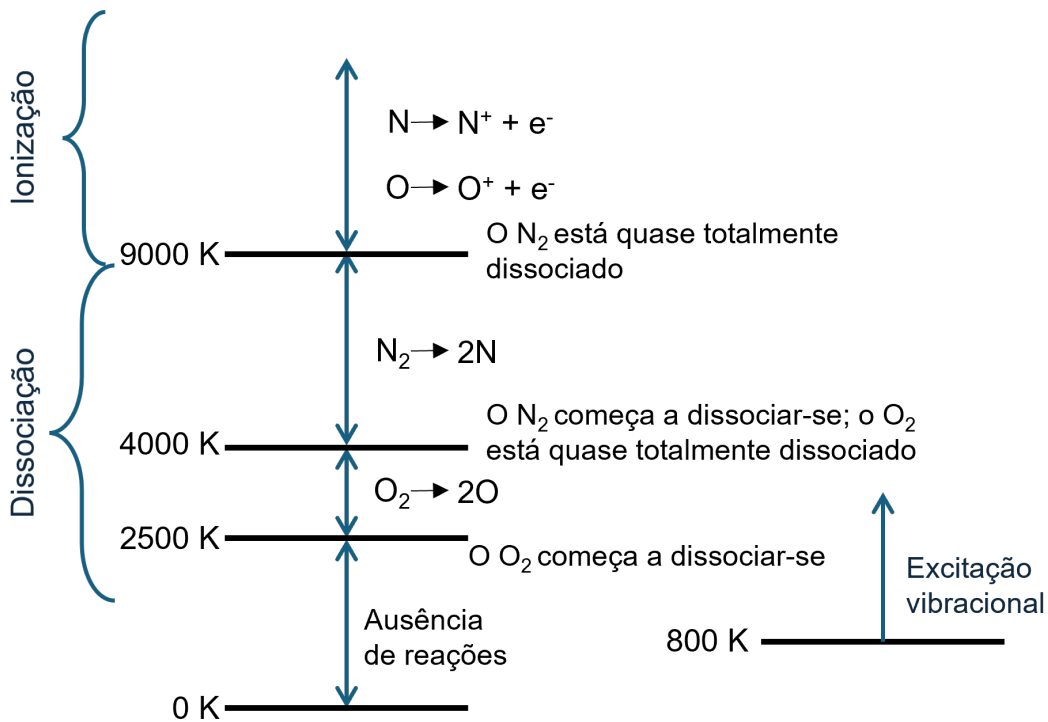


Figura 2.12: Intervalos de não-equilíbrio termoquímico para o ar a pressão de 1 atm, adaptado de [10].

À medida que a altitude diminui, o escoamento entra no regime de transição, caracterizado pelo aumento das colisões entre partículas, o que altera significativamente o campo de escoamento, com ondas de choque intensas, aumento drástico do fluxo de calor na parede e crescimento das forças aerodinâmicas. Com a continuação da descida, a densidade do ar aumenta e o escoamento entra no regime do meio contínuo, onde as equações convencionais da mecânica dos fluidos (como as de Navier–Stokes) podem ser aplicadas [116, 117]. A Figura 2.13 mostra um diagrama dos regimes do escoamento em função do número de Knudsen. Na prática, isto traduz-se na necessidade de usar diferentes técnicas numéricas para resolver o campo de escoamento em torno de veículos hipersónicos.

Para esse fim, a Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) e o Método de Monte Carlo (DSMC) têm sido amplamente utilizados. O primeiro quando a hipótese do meio contínuo é válida e o segundo em situações de gás rarefeito. As duas abordagens apresentam a vantagem de serem técnicas numéricas consolidadas na comunidade hipersônica, sendo ambas utilizadas no contexto acadêmico e nas agências espaciais e o CFD predominantemente usado na indústria.

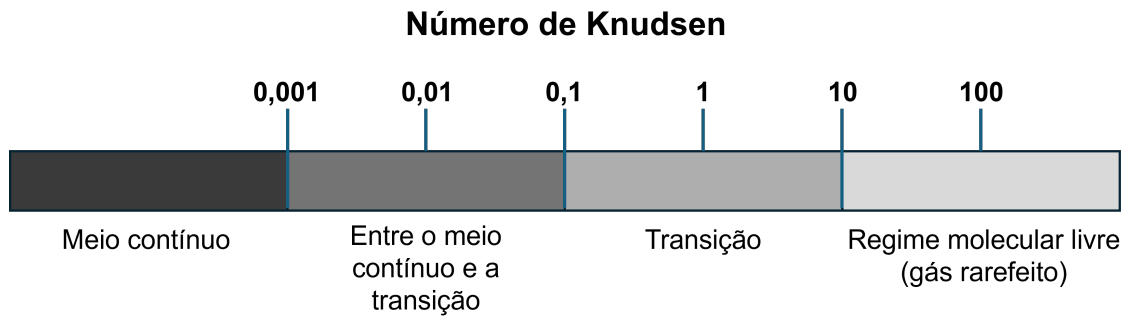


Figura 2.13: Regimes do escoamento hipersônico em função do número de Knudsen, adaptado de [118].

Em situações em que coexistem escoamentos em meio contínuo e gás rarefeito, como ocorre em altitudes entre os 60 e os 80 km durante a reentrada atmosférica, o método DSMC torna-se computacionalmente proibitivo, enquanto o CFD pode falhar devido à presença de regiões de gás rarefeito. Neste contexto, as abordagens híbridas CFD-DSMC surgem naturalmente como uma solução. Contudo, o acoplamento CFD-DSMC apresenta potenciais dificuldades decorrentes das diferenças fundamentais entre as metodologias de resolução do CFD e do DSMC. Burt e Boyd [119] destacaram que a principal limitação do DSMC consiste na sua elevada dispersão estatística, podendo surgir problemas na transferência de dados do domínio DSMC para a fronteira do CFD, a não ser que se recorra a um esforço computacional considerável para atenuar o ruído estatístico. Além disso, é necessário ter especial atenção ao processo de paralelização, de modo a garantir a estabilidade numérica [118, 120].

Ao longo dos anos, diversos investigadores têm sido desafiados a melhorar os seus modelos numéricos, de modo a obter aproximações mais fiáveis aos resultados dos testes experimentais e a aumentar a robustez dos códigos numéricos na previsão de cenários em que os testes experimentais se revelem impraticáveis. Apesar dos contínuos avanços, subsistem vários desafios intrínsecos à simulação do escoamento hipersônico, conforme ilustrado na Figura 2.14.

Um grupo de trabalho para o estudo de tecnologias para veículos hipersônicos designado Organização de Investigação e Tecnologia (RTO) criado em 1998 pela Organização do Tratado do Atlântico Norte (NATO) e liderado pelo professor Doyle Knight da Universidade de Rutgers considerou diferentes casos de teste para validação de códigos CFD para voos hipersônicos [123]. Desta iniciativa resultaram melhorias nos modelos numéricos, de forma a captar com maior exatidão as complexas características presentes no escoamento, particularmente a interação entre ondas de choque e a camada limite.

Candler et al. [124, 125] destacaram a importância de escolher não só o método de fluxo

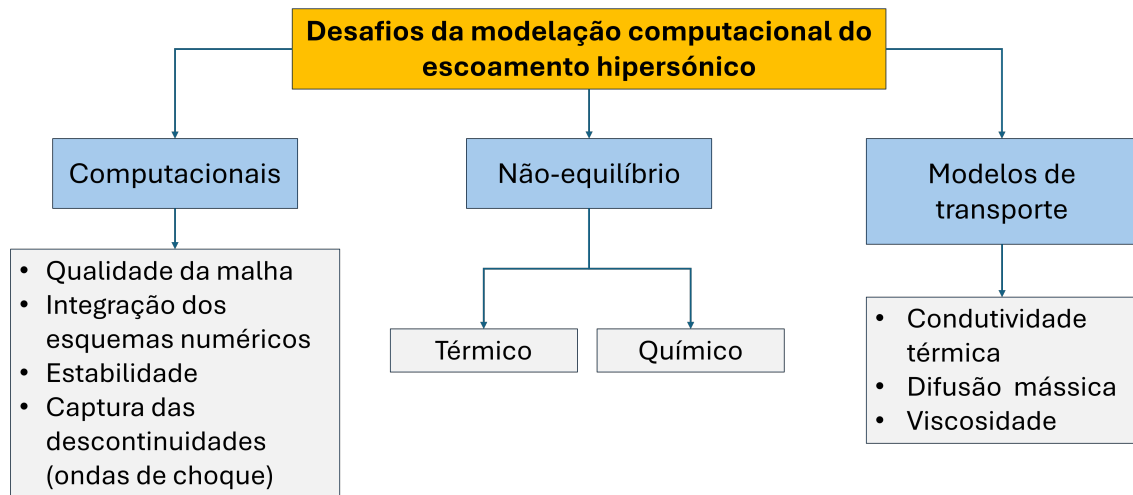


Figura 2.14: Desafios encontrados na simulação do escoamento hipersónico [121, 122].

adequado, como também limitadores de fluxo apropriados, e salientaram igualmente a relevância da inclusão dos efeitos vibracionais, o que permitiu uma melhor aproximação entre os resultados numéricos e os resultados experimentais de então [126, 127, 128, 129, 130, 131]. Seguindo os passos de Candler, outros investigadores chegaram a importantes conclusões sobre as razões que levam às discrepâncias entre os resultados numéricos e experimentais, entre as quais se destacam:

- a precisão dos dados experimentais [132],
- a escolha do modelo químico, principalmente em casos de alta entalpia, em que as reações químicas assumem especial relevância no escoamento [133, 134],
- a dependência do calor específico da temperatura, bem como as propriedades de transporte do escoamento [135],
- e o efeito da catalicidade na parede [136, 34, 121].

Por outro lado, as simulações de escoamentos hipersónicos são altamente sensíveis à qualidade e ao alinhamento da malha, em particular nas proximidades de ondas de choque e da camada limite. Esta sensibilidade tem motivado a investigação contínua no desenvolvimento de métodos numéricos mais robustos e menos dependentes da malha, como as técnicas de malha adaptativa, que refinam localmente a malha em regiões com gradientes elevados. Embora as ferramentas de geração de malhas tenham evoluído significativamente em termos de sofisticação, continuam a exigir um elevado grau de especialização por parte do utilizador, constituindo frequentemente um entrave no processo de simulação. A automatização total permanece um desafio, especialmente em configurações de elevada complexidade. Os avanços computacionais têm permitido a utilização de malhas mais refinadas e de passos temporais menores, conduzindo a simulações mais precisas. No entanto, a necessidade de incorporar fenómenos físicos mais detalhados e geometrias complexas continua a colocar desafios aos métodos atualmente disponíveis [115, 137, 138]. Os solvers utilizados nas simulações computacionais podem ser agrupados em duas categorias principais: solvers de código fechado (proprietários) e solvers de código aberto

(open-source). No caso dos solvers de código fechado, o código-fonte não se encontra disponível ao público e o seu uso está sujeito a restrições de licença ou instituição. Exemplos de códigos CFD fechados dedicados ao regime hipersónico incluem o LAURA [139], o DPLR [140, 141], o TAU [142], o LeMANS [143] e o US3D [144]. Os solvers proprietários abrangem também solvers comerciais, que apesar de não serem tão específicos para problemas hipersónicos, oferecem funcionalidades para uma vasta gama de problemas de escoamento, incluindo aplicações aeroespaciais. Exemplos destes solvers comerciais são o Ansys FLUENT [145], o CFD++ [146] e o STAR-CCM+ [147].

Os solvers de código aberto surgem, por sua vez, da necessidade constante de estabelecer pontes entre a academia e a indústria e do facto de nem todas as universidades poderem suportar os custos de solvers comerciais dispendiosos, sendo ainda menos aquelas que beneficiam do acesso a códigos internos restritos dedicados ao estudo do escoamento hipersónico. Exemplos de solvers de código aberto utilizados para a análise desses escoamentos são o Eilmer[148], desenvolvido na Universidade de Queensland e o COOLFluiD (Computational Object-Oriented Libraries for Fluid Dynamics) [149], desenvolvido no Instituto Von Karman.

Um dos softwares de simulação em engenharia de código aberto de maior destaque e uso nos contextos académico e industrial é o OpenFOAM (Open Field Operation and Manipulation) [39]. O OpenFOAM é uma ferramenta de simulação em CFD escrita em linguagem C++ que oferece uma biblioteca extensa de solvers e utilitários, permitindo a personalização e extensão das suas funcionalidades para diversos tipos de simulações. Utiliza o método dos volumes finitos para discretizar equações diferenciais parciais, possibilitando a resolução numérica de problemas complexos de escoamento de fluidos, transferência de calor, reações químicas, entre outros fenómenos físicos.

No âmbito da presente tese, o foco situa-se no escoamento hipersónico, caracterizado por velocidades elevadas em voos a baixa altitude (tipicamente inferiores a 60 km), onde os efeitos de alta temperatura e de não-equilíbrio termoquímico assumem particular relevância e apresentam diversos desafios em termos das cargas térmicas e do fluxo de calor nas paredes dos veículos. Nestas condições, o número de Knudsen mantém-se suficientemente baixo para que a hipótese do meio contínuo seja válida, enquanto as temperaturas são suficientemente elevadas para desencadear reações de ionização, viabilizando a aplicação de sistemas MAD. Para tal, será desenvolvido um código numérico dedicado ao estudo de escoamentos hipersónicos sob efeitos MAD, o qual será implementado na estrutura do OpenFOAM.

## **2.3 Magnetoaerodinâmica**

A magnetoaerodinâmica (MAD) é o ramo da magnetohidrodinâmica dedicado ao estudo e ao controlo de escoamento de gases ionizados sob a ação de campos eletromagnéticos. A magnetohidrodinâmica (MHD) é o ramo da física que se situa na interseção entre a mecânica dos fluidos e o eletromagnetismo, centrando-se na interação entre um fluido condutor em movimento e um ou mais campos magnéticos [114, 150]. O estudo da MHD

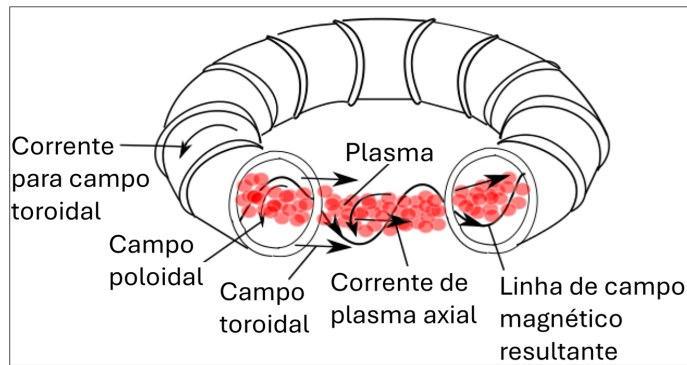
teve início em 1942 com o trabalho do físico sueco Hannes Alfvén, que descobriu a existência do que chamamos hoje de ondas de Alfvén, resultantes da interação entre campos magnéticos e fluidos condutores [151]. Inicialmente, a investigação em MHD centrou-se na explicação de fenómenos astrofísicos e geofísicos, como as manchas solares, a magnetosfera terrestre e os plasmas cósmicos. Esses estudos forneceram contributos essenciais para a compreensão do comportamento dos plasmas solares e estelares, da transferência de energia no espaço e da dinâmica dos campos magnéticos cósmicos [152, 153].

A MHD tem uma vasta gama de aplicações em física de plasmas, sendo utilizada em laboratório para auxiliar na compreensão do funcionamento do plasma, bem como para testar e expandir a teoria do mesmo. O progresso na investigação dos plasmas conduziu a algumas aplicações importantes, tais como a fusão termonuclear controlada, Figura 2.15(a); a propulsão elétrica para naves durante missões interplanetárias, Figura 2.15(b); e os geradores de energia MHD, Figura 2.15(c).

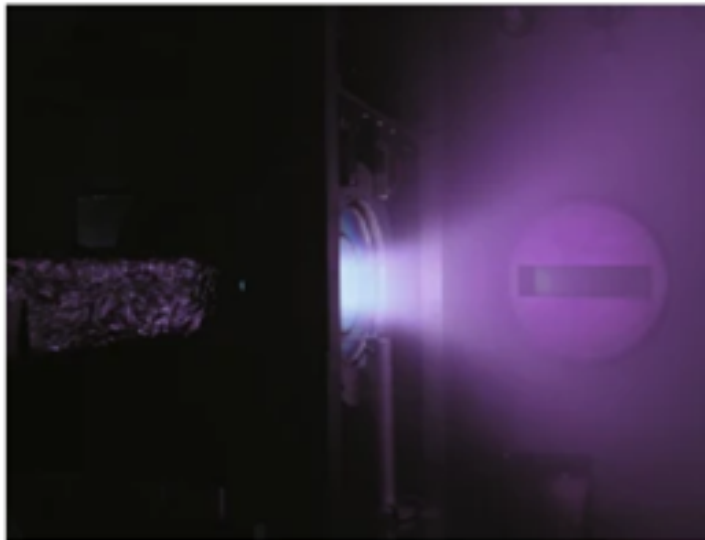
Enquanto a MHD abrange qualquer fluido condutor (líquidos ou gasosos), a MAD concentra-se em escoamentos gasosos em contexto aeroespacial. Na área da propulsão elétrica com recurso a MAD, importa destacar as importantes contribuições resultantes das investigações desenvolvidas na Universidade da Beira Interior (UBI) no âmbito do projeto SpaceProp - MHD Numerical Modeling in nozzles of MPD Thrusters for Space Propulsion [157]. Os sistemas de propulsão elétrica constituem uma aplicação particularmente atrativa da MAD para missões espaciais de longo curso, sobretudo porque a fonte de energia é externa ao fluido de trabalho, o que possibilita uma redução significativa no consumo de propelente, como no caso das tubeiras magnetoplasmadinâmicas (MPD) [158]. Através do desenvolvimento de métodos numéricos para a dinâmica de gases em escoamentos MAD a números de Mach arbitrários, Xisto et al. [114, 159, 160] investigaram os efeitos do gás real em tubeiras MPD [150] e estudaram os efeitos da geometria dos eletrodos sobre o desempenho desses propulsores [161, 162].

A Figura 2.16 apresenta os dois tipos de tubeiras MPD que existem, representadas por um cátodo central circundado por um ânodo concêntrico de geometria cilíndrica, bem como o respetivo modo de funcionamento. O estudo permitiu concluir que a geometria dos eletrodos, especialmente o comprimento do cátodo, exerce influência significativa na força propulsiva das tubeiras MPD, com efeitos eletrotérmicos associados à acumulação das linhas de corrente. Além disso, demonstrou que a discrepância no desempenho entre diferentes geometrias se acentua com o aumento do fluxo mássico, devido à maior absorção de energia eletrotérmica pelo plasma.

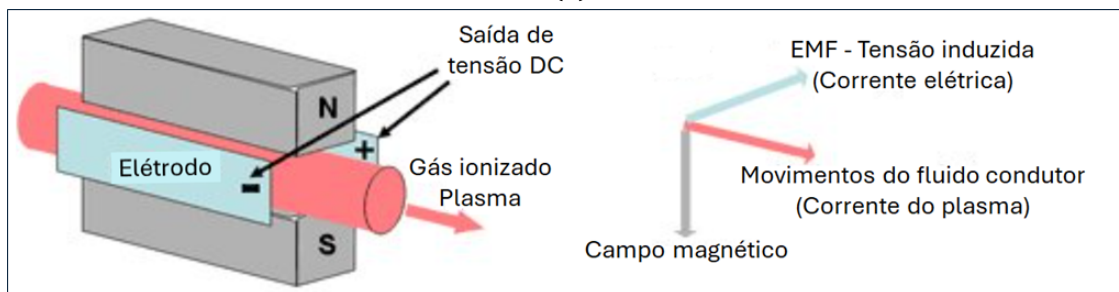
As investigações experimentais e numéricas sobre aplicações MAD para o controlo de escoamentos hipersónicos começaram no final da década de 1950 com Bush [163], tendo recebido uma atenção crescente nos últimos anos devido aos avanços nos ímanes supercondutores e à necessidade crescente de velocidades de reentrada mais elevadas, como as reentradas provenientes de Marte [24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]. No seu trabalho sobre o controlo de escoamento por MAD, Jiang e colaboradores [25] afirmaram que os estudos numéricos sobre o controlo de escoamento por MAD em veículos hipersónicos podem ser



(a)



(b)

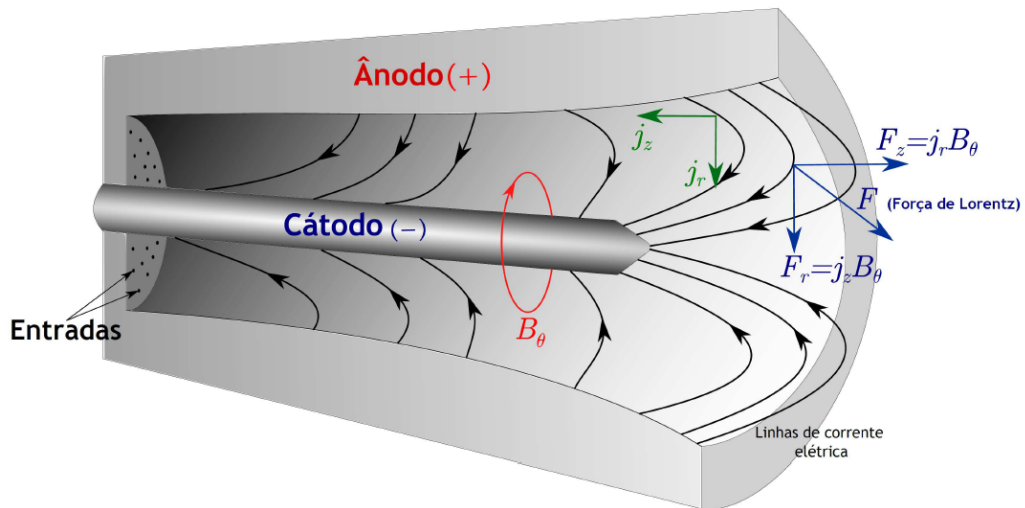


(c)

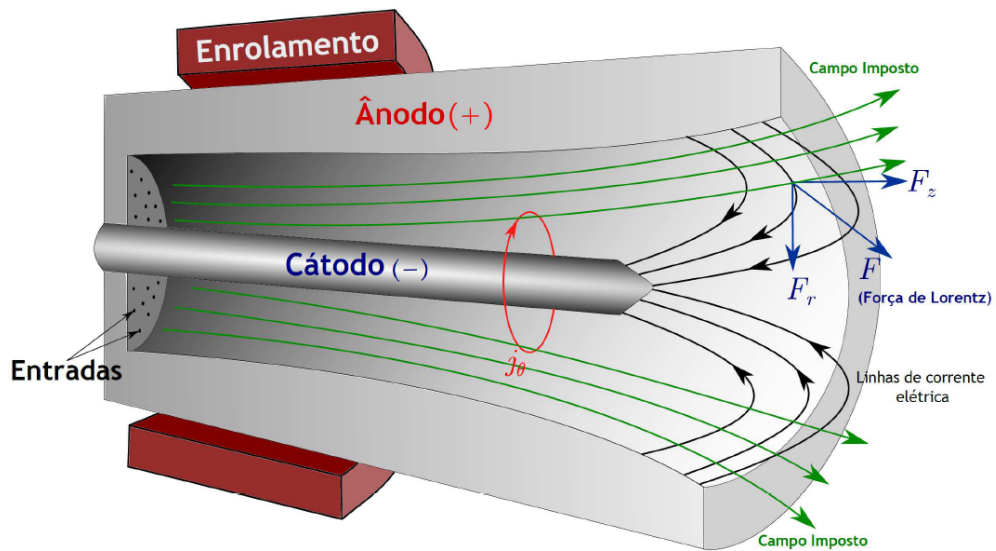
Figura 2.15: Aplicações MHD: (a) Fusão termonuclear controlada em tokamak; (b) Propulsor a plasma; (c) Princípio de funcionamento de um gerador de energia MHD. Imagens adaptadas de [154, 155, 156].

amplamente categorizados em três áreas principais: a validação da redução do fluxo de calor no ponto de estagnação sob diferentes condições de voo; a investigação da influência dos mecanismos do efeito Hall na degradação do controle por MAD durante o voo de reentrada; e a análise dos efeitos do controle por MAD em geometrias e configurações complexas em escoamentos de alta entalpia [164, 30, 27, 165, 166, 167, 168].

Desenvolvimentos recentes destacam o estudo dos parâmetros MAD no controle do escoamento, nomeadamente na mitigação do fluxo de calor e de fenômenos de *blackout*. Em particular, em trabalhos realizados na UBI, Dias et al. investigaram numericamente



(a)



(b)

Figura 2.16: Representação esquemática de tuberias MPD: (a) tubeira MPD de campo induzido; (b) tubeira MPD de campo imposto. Imagens retiradas de [158].

as implicações do uso da MAD na mitigação do radio *blackout*, no qual a frequência da camada de plasma modifica as ondas eletromagnéticas, impossibilitando a comunicação de e para os veículos espaciais [169, 15, 170].

A aplicação da tecnologia MAD como TPS surgiu, por sua vez, como resposta às limitações dos TPS convencionais. Estes sistemas convencionais não são totalmente reutilizáveis e necessitam de ser adaptados a cada missão, o que implica encargos significativos de concepção, ensaio e fabrico, tanto em termos de tempo como de recursos. Além disso, a tecnologia atual dos TPS não resolve o problema da atenuação dos sinais de rádio durante a reentrada atmosférica. A tecnologia de proteção térmica baseada em MAD atua ao deslocar a camada de choque onde o gás se encontra ionizado para montante da superfície do veículo, reduzindo assim as cargas térmicas (ver Figura 1.4), ao mesmo tempo que cria uma “janela magnética” que permite a transmissão de comunicações rádio, mitigando o fenómeno de

Tabela 2.1: Comparação das vantagens dos TPS convencionais e dos sistemas baseados em MAD para aplicações em veículos hipersônicos [173, 172, 174].

<b>Característica</b>	<b>TPS Convencionais</b>	<b>TPS por MAD</b>
<b>Reutilização</b>	Limitada; muitos são descartáveis ou exigem manutenção intensiva após cada missão	Potencialmente elevada; menor desgaste físico devido ao facto de o escudo térmico não ser consumido
<b>Adaptação a diferentes missões</b>	Necessitam de adaptação e projeto específico para cada missão	Mais flexíveis, com possibilidade de ajuste dinâmico dos parâmetros MAD
<b>Complexidade de conceção e fabrico</b>	Elevada, devido à necessidade de materiais avançados e testes extensivos	Complexidade tecnológica elevada (ímanes, fontes de energia, controlo de plasma), mas com potencial para simplificação estrutural
<b>Redução de cargas térmicas</b>	Proteção passiva por ablação, isolamento ou reradiação	Redução ativa das cargas térmicas ao deslocar a camada de choque para montante
<b>Mitigação do <i>blackout</i> de comunicações</b>	Não resolve o problema da atenuação dos sinais de rádio durante a reentrada	Pode criar uma “janela magnética” que permite a transmissão de comunicações por ondas de rádio durante a reentrada
<b>Peso do sistema</b>	Pode ser significativo, dependendo do material e da missão	Potencial para redução de peso devido à não utilização de materiais ablativos volumosos
<b>Custo de operação/manutenção</b>	Elevado, devido à substituição ou restauração frequente	Potencial para redução de custos operacionais a longo prazo
<b>Maturidade tecnológica</b>	Altamente comprovado e utilizado em missões espaciais	Em fase de investigação e desenvolvimento; ainda não operacional em larga escala

*blackout* [171, 172, 96]. Na Tabela 2.1, é apresentada uma síntese comparativa das vantagens dos sistemas de proteção térmica convencionais (TPS convencionais) em relação aos sistemas de proteção térmica baseados em MAD (TPS por MAD) [173, 172, 174].

Diversos estudos têm sido realizados de forma a melhorar o desempenho dos TPS por MAD [175, 176, 177, 178, 179]. Bityurin e Bocharov [180] efetuaram simulações bidimensionais da reentrada de um corpo esferocónico, tendo em conta a transferência de calor e de massa devido à ablação do carbono da superfície do corpo, bem como os efeitos da radiação na redução do fluxo de calor induzida pela interação MAD. Verificaram que estes processos não alteraram o comportamento do fluxo associado à aplicação de um campo magnético e que a redução das cargas térmicas devidas ao campo magnético permaneceu alcançável.

K. Li e colaboradores [181] realizaram simulações numéricas de não-equilíbrio termoquímico para avaliar o desempenho de um sistema de escudo térmico MAD na cápsula OREX durante o voo de reentrada, excluindo a influência dos efeitos catalíticos na parede. Os autores avaliaram a condição da superfície catalítica da cápsula sem a aplicação de um campo magnético e concluíram que, para a cápsula OREX, a mitigação do fluxo de calor por MAD torna-se cada vez mais significativa com a altitude, devido ao aumento correspondente do parâmetro de interação magnética.

Os avanços na investigação em MAD têm-se centrado cada vez mais na avaliação de estratégias de travagem aerodinâmica e na mitigação do fluxo de calor induzido por ondas de

choque, bem como na atenuação dos fenómenos de blackout das comunicações de rádio durante a reentrada atmosférica [182, 172]. Em particular, diversos estudos têm analisado a influência da colocação de ímanes no interior das cápsulas de reentrada sobre o comportamento aerodinâmico, bem como as modificações de design necessárias para a integração de ímanes permanentes [112, 111].

Além disso, os progressos na modelação computacional melhoraram significativamente a fidelidade das simulações do escoamento hipersónico, permitindo representações mais precisas de fenómenos complexos, tais como interações de ondas de choque, acoplamento plasma-material, efeitos de rarefação e não-equilíbrio termoquímico [183, 168, 88, 11].

Na presente tese será investigada a influência da catalicidade superficial nas interações MAD e o seu consequente efeito no sistema de proteção térmica baseado em MAD.



# Capítulo 3

## Modelo Numérico: equações fundamentais e métodos de resolução

As principais características de um escoamento hipersônico de elevada entalpia são a elevada energia cinética e a elevada temperatura de estagnação. Os fenômenos aerodinâmicos fundamentais e os seus efeitos no desempenho das aeronaves foram descobertos inicialmente durante a reentrada atmosférica de veículos espaciais, como cápsulas ou veículos espaciais. Tais veículos encontram ondas de choque extremamente intensas à frente do nariz e fricção viscosa ao longo das superfícies, o que pode aquecer o ar envolvente a temperaturas de milhares ou mesmo dezenas de milhares de graus. À medida que a temperatura do gás aumenta, podem ocorrer sucessivamente a excitação vibracional das moléculas, a dissociação do gás e a ionização dos átomos. Nesta situação, o ar deixa de ser uma mistura gasosa ideal, passando a ser um meio quimicamente reativo, cujas propriedades variam com a temperatura do escoamento. A alteração substancial das propriedades do meio resulta em mudanças na relação constitutiva de escoamentos de elevada entalpia, nos quais a transição de energia ocorre no interior de gases quimicamente reativos e em movimento. Esta é a questão fundamental dos escoamentos hipersônicos e de elevada entalpia e que impulsiona o estudo dos processos físico-químicos da dinâmica dos gases [10, 36].

Os processos físico-químicos acima referidos podem ter efeitos significativos no desempenho aerodinâmico dos veículos hipersônicos. Diferentemente dos escoamentos subsônicos e supersônicos, os escoamentos de gases quimicamente reativos apresentam características de não linearidade, não equilíbrio, multiescala e multifísica, o que impõe uma grande lacuna entre a análise teórica e os escoamentos de elevada entalpia. No que diz respeito às simulações numéricas, a dificuldade em interpretar corretamente os processos de reação química persiste, uma vez que os dados de testes de voo demonstraram discrepâncias tanto em relação às simulações numéricas como aos ensaios em túnel de vento. Assim, a modelação dos escoamentos hipersônicos e de elevada entalpia com uma precisão aceitável continua a constituir um problema em aberto [10, 36, 184, 185].

Tendo em consideração a complexidade dos fenômenos descritos, este capítulo apresenta uma descrição detalhada das equações fundamentais do escoamento hipersônico e das equações da magnetoaerodinâmica, bem como das expressões matemáticas utilizadas no cálculo dos parâmetros do escoamento mais relevantes. Após uma explicação dos métodos numéricos adotados, serão analisados os modelos químicos e termofísicos utilizados no estudo do escoamento hipersônico com interferências MAD.

### 3.1 Equações fundamentais do escoamento em regime hipersónico

De maneira a modelar o escoamento hipersónico é necessário ter particular atenção à física dos fenómenos subjacentes. Especialmente quando o não-equilíbrio vibracional e as reações químicas estão presentes, as equações convencionais de Navier-Stokes-Fourier são então substituídas pelas equações de Navier-Stokes-Fourier de não-equilíbrio. Para uma mistura composta por  $N_s$  espécies, incluindo  $N_m$  moléculas, as leis de conservação são traduzidas através das seguintes equações [34]:

#### 1. Conservação da massa

- Equação da massa total
- Equações de transporte e de reação das espécies

#### 2. Conservação do momento linear

- Equações do momento linear

#### 3. Conservação de energia

- Equações de energia vibro-eletrónica
- Equação da energia total

#### 3.1.1 Equação da massa total

A conservação da massa total do fluido é expressa através da equação da continuidade, que para um escoamento compressível e não estacionário, é dada na sua forma diferencial em notação indicial:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.1)$$

onde  $\rho$  é a massa volúmica do fluido e  $u_i$  corresponde a cada componente do vetor velocidade  $(u_x, u_y, u_z)$  no sistema de coordenadas cartesianas  $x_i = (x, y, z)$ .

#### 3.1.2 Equações de transporte e de reação das espécies

Uma equação da continuidade é resolvida para cada uma das espécies químicas, considerando o transporte por difusão mássica e a geração de espécies devido à ocorrência de reações químicas. Estas equações são descritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_s u_i + \mathcal{J}_{s,i})}{\partial x_i} = \dot{w}_s, \quad (3.2)$$

onde  $\rho_s$  corresponde à massa volúmica da espécie  $s$ ,  $\mathcal{J}_{s,i}$  designa as componentes do vetor de difusão e  $\dot{w}_s$  representa a taxa de produção da espécie  $s$  devido às reações químicas.

### 3.1.3 Equações do momento linear

As equações da conservação do momento linear do fluido são essenciais para compreender como as forças afetam o seu movimento. Estas equações são descritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i + \delta_{ij} p - \tau_{ji}) = 0. \quad (3.3)$$

Onde  $\delta$  corresponde ao delta de Kronecker, a pressão  $p$  é obtida a partir da lei de Dalton para as pressões parciais, assumindo o comportamento de gás ideal para cada espécie da mistura, e  $\tau_{ij}$  são as componentes do tensor de tensão viscosa, o qual é expresso da seguinte forma:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + (\lambda + \mu_b) \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (3.4)$$

onde  $\mu$  representa a viscosidade dinâmica associada à resposta do fluido à tensão de cisalhamento,  $\lambda$  corresponde ao segundo coeficiente de viscosidade e  $\mu_b$  designa a viscosidade volumétrica.

### 3.1.4 Equações da energia vibro-eletrónica

Em regimes de escoamento hipersónico, as elevadas temperaturas geradas por choques intensos induzem a excitação vibracional das moléculas presentes no gás. Esta excitação resulta numa situação de não-equilíbrio térmico, em que os modos de energia translacional, rotacional, vibracional e eletrónico não partilham a mesma temperatura. De acordo com o modelo de duas temperaturas de Park [186], a temperatura pode ser decomposta em trans-rotacional ( $T_{tr}$ ) e vibro-eletrónica ( $T_{ve}$ ). Mais concretamente, assume-se que as temperaturas translacional e rotacional estão em equilíbrio, formando a temperatura trans-rotacional. De forma análoga, considera-se que as temperaturas eletrónica e dos eletrões estão em equilíbrio com a temperatura vibracional, originando a temperatura vibro-eletrónica.

Como afirmado por Kim et al. [187], o modelo de duas temperaturas (2-T) é amplamente utilizado em simulações de escoamentos hipersónicos devido à sua simplicidade e custo computacional reduzido, tendo sido confirmado que prevê com precisão a densidade numérica de eletrões em diversos estudos já efetuados.

Os autores verificaram que a densidade numérica máxima dos eletrões apresentou valores semelhantes tanto no modelo 2-T como no modelo 3-T. Além disso, observaram que a diferença de fluxo de calor entre os modelos 2-T e 3-T é desprezável, exceto em condições de elevada ionização. Nas condições consideradas na presente tese, o gás será fracamente ionizado, ou seja, o grau de ionização é relativamente baixo, o que nos confere maior confiança no modelo utilizado.

No modelo de quatro temperaturas (4-T), a alteração mais significativa observada foi um aumento da distância de deslocamento do choque em comparação com os modelos 2-T

e 3-T, enquanto a localização em que o não-equilíbrio termoquímico foi atingido permaneceu semelhante [187]. Assim, considera-se que o modelo 2-T é o mais adequado ao presente trabalho, tendo em conta as vantagens e os resultados mencionados.

A modelação adequada deste fenómeno exige a resolução de uma equação de energia vibro-electrónica, essencial para descrever corretamente a distribuição de energia interna, prever com precisão as taxas de reação química e estimar os fluxos de calor incidentes sobre superfícies de interesse aerodinâmico. Esta equação é apresentada da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(E_{ve,m}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(E_{ve,m}u_i + q_{ve,i,m} + e_{ve,m}\mathcal{J}_{m,i}) = \dot{w}_{v,m}. \quad (3.5)$$

Em que  $E_{ve,m}$  representa a energia vibro-electrónica total da molécula  $m$  e  $q_{ve,i}$  são as componentes do vetor de condução de calor vibro-electrónico;  $e_{ve,m}$  corresponde à energia vibro-electrónica da molécula  $m$  por unidade de massa e  $\dot{w}_{v,m}$  é o termo fonte vibracional.

### 3.1.5 Equação da energia total

A equação da energia total é essencial para descrever de forma rigorosa os processos de conversão de energia. Devido às velocidades extremamente elevadas, uma fração significativa da energia cinética do escoamento é convertida em calor através de choques e compressões, o que eleva drasticamente a temperatura do gás. A equação da energia total permite capturar esses efeitos, incluindo fenómenos de dissipação viscosa, condução térmica e transferência de energia entre os diferentes modos.

Tauber e Sutton fornecem correlações para o aquecimento radiativo no ponto de estagnação do nariz de cápsulas, considerando velocidades de reentrada a partir de 9 km/s na Terra e de 6 km/s em Marte [10, 188]. Trajetórias de reentrada com velocidades superiores a 10 km/s apresentam efeitos radiativos que não podem ser negligenciados na estimativa dos fluxos térmicos na superfície do veículo [189].

Em velocidades orbitais de reentrada de 8 km/s, o grau de ionização é geralmente inferior a 0,1%. Nestes casos, a influência da radiação nas características aerodinâmicas do veículo, incluindo a variável mais sensível, ou seja, o fluxo de calor para a superfície pode normalmente ser negligenciada [190]. Isto porque quando o gás é fracamente ionizado, temperaturas atingidas nas camadas de choque não atingem valores extremamente altos (como os 11 000 K atingidos na camada de choque da cápsula Apollo durante a reentrada a Mach 36) e a camada do plasma não é suficientemente espessa para emitir radiação.

No âmbito desta tese, foram consideradas velocidades de reentrada inferiores a 6 km/s, pelo que se assumiu que o fluxo radiativo é desprezável, constituindo uma boa estimativa de acordo com a literatura. A equação da energia total pode então ser descrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}[(E_t + p)u_i - \tau_{ij}u_j + q_{tr,i} + q_{ve,i} + \sum_{r \neq e} h_r \mathcal{J}_{r,i}] = 0, \quad (3.6)$$

sendo  $E_t$  a energia interna total,  $h_r$  a entalpia específica da espécie  $r$  e  $\mathcal{J}_{r,i}$  as componentes do vetor de difusão da espécie  $r$ . As componentes espaciais do vetor de condução de calor,  $q_{ve,i}$  e  $q_{tr,i}$ , seguem a lei de Fourier.

A energia total ( $E_t$ ) é decomposta em componentes cinética, translacional, rotacional, vibracional, eletrônica, de elétrons e química, seguindo a ordem de aparecimento na Equação (3.7):

$$E_t = \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2 + w^2) + E_{tl} + E_{rt} + E_{vb} + E_{el} + E_e + \sum_{s \neq e} \rho_s h_s^\circ, \quad (3.7)$$

onde  $h_s^\circ$  é a entalpia específica de formação padrão da espécie  $s$ . A decomposição da energia total permite a separação dos diferentes modos de energia, cada um caracterizado por uma temperatura específica e capaz de trocar energia com os restantes modos. Assim, as diferentes energias consideradas na energia total e a sua correlação com a temperatura são detalhadas abaixo para os modos translacional, rotacional, vibracional, eletrônico e dos elétrons, respetivamente [191]:

$$E_{tl} = \sum_{s \neq e} E_{tl,s} = \sum_{s \neq e} \frac{3}{2} \rho_s R_s T_{tr}, \quad (3.8)$$

$$E_{rt} = \sum_{s \neq e} E_{rt,s} = \sum_{s \neq e} \rho_s R_s T_{tr}, \quad (3.9)$$

$$E_{vb} = \sum_{s \neq e} E_{vb,s} = \sum_{s \neq e} \rho_s R_s \frac{\theta_{vb,s}}{\exp(\frac{\theta_{vb,s}}{T_{ve}}) - 1}, \quad (3.10)$$

$$E_{el} = \sum_{s \neq e} E_{el,s} = \sum_{s \neq e} \rho_s R_s \frac{\sum_{i \neq 0} g_{i,s} \theta_{el,i,s} \exp(-\theta_{el,i,s}/T_{ve})}{\sum_{i \neq 0} g_{i,s} \exp(-\theta_{el,i,s}/T_{ve})}, \quad (3.11)$$

$$E_e = \rho_e R_e T_{ve}, \quad (3.12)$$

com exceção dos átomos e iões atômicos, para os quais  $E_{rt,s}$  e  $E_{vb,s}$  são nulos. Aqui,  $R_s$  representa a constante específica dos gases e  $\theta_{vb,s}$  é a temperatura vibracional característica da espécie  $s$ , tendo sido adotado o modelo do oscilador harmónico simples para o modo vibracional. As grandezas  $\theta_{el,i,s}$  e  $g_{i,s}$  representam, respetivamente, a temperatura eletrónica característica e o grau de degenerescência do nível eletrónico  $i$  da espécie  $s$ . Os valores de  $h_s^\circ$  e  $\theta_{vb,s}$  utilizados neste trabalho encontram-se tabelados na Tabela B.1 do Apêndice B. Os valores de  $\theta_{el,i,s}$  e  $g_{i,s}$ , encontram-se apresentados na Tabela C.1 do Apêndice C.

O modelo de duas temperaturas permite que a energia interna total, tal como descrita na Equação (3.7), seja reformulada da seguinte forma:

$$E_t = \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2 + w^2) + E_{tr} + E_{ve} + \sum_{s \neq e} \rho_s h_s^\circ, \quad (3.13)$$

onde a energia trans-rotacional ( $E_{tr}$ ) é definida como:

$$E_{tr} = E_{tl} + E_{rt}, \quad (3.14)$$

e a energia vibro-eletrónica ( $E_{ve}$ ) é descrita da seguinte forma:

$$E_{ve} = E_{vb} + E_{el} + E_e. \quad (3.15)$$

## 3.2 Propriedades de transporte do escoamento

### 3.2.1 Viscosidade e condutividade térmica

A viscosidade ( $\mu_s$ ) e a condutividade térmica ( $k_s$ ) de cada espécie são calculadas utilizando as fórmulas de Blottner e de Eucken [118, 192, 193], respetivamente, enquanto as propriedades da mistura são determinadas através da regra de mistura de Wilke [194], e de Armaly-Sutton [195], esta última mais apropriada quando as temperaturas do gás ultrapassam os 10.000 K [196].

A equação de Blottner para a viscosidade das espécies é dada por:

$$\mu_s = 0,1 \times \exp \left( \ln(T_{tr})(A_{B,s} \ln(T_{tr}) + B_{B,s}) + C_{B,s} \right), \quad \text{para } s \in N_s \quad (3.16)$$

onde coeficientes  $A_{B,s}$ ,  $B_{B,s}$  e  $C_{B,s}$  utilizados nesta tese podem ser encontrados na Tabela B.2 do Apêndice B.

A condutividade térmica das espécies pode ser expressa para o modo trans-rotacional de acordo com a formulação de Eucken:

$$k_{tr,s} = \frac{5}{2}\mu_s C_{v_{tl},s} + \mu_s C_{v_{rt},s}, \quad (3.17)$$

e para o modo vibro-eletrónico:

$$k_{ve,s} = 1,2\mu_s C_{v_{ve},s}, \quad (3.18)$$

onde  $C_v$  é o calor específico a volume constante, definido da seguinte forma para cada modo de energia (com exceção dos átomos e iões atômicos, para os quais  $C_{v_{rt},s}$  e  $C_{v_{vb},s}$

são nulos):

$$Cv_{tl,s} = \frac{3}{2}R_s, \quad (3.19)$$

$$Cv_{rt,s} = R_s, \quad (3.20)$$

$$Cv_{ve,s} = \begin{cases} Cv_{vb,s} + Cv_{el,s} & \text{para } s \neq e \\ Cv_e & \text{para } s = e, \end{cases} \quad (3.21)$$

onde,

$$Cv_{vb,s} = R_s \frac{(\theta_{vb,s}/T_{ve})^2 \exp(\frac{\theta_{vb,s}}{T_{ve}})}{\left(\exp(\frac{\theta_{vb,s}}{T_{ve}}) - 1\right)^2}, \quad (3.22)$$

$$Cv_{el,s} = \frac{\partial e_{el,s}}{\partial T_{ve}}, \quad \text{com } e_{el,s} = E_{el,s}/\rho_s, \quad (3.23)$$

$$Cv_e = R_e. \quad (3.24)$$

### 3.2.2 Difusão mássica

Para garantir a conservação da massa total da mistura, a difusão mássica é governada pela lei de Fick modificada, garantindo que a soma dos fluxos de difusão é zero [197]:

$$\mathcal{J}_{s,i} = \mathcal{I}_{s,i} - Y_s \sum_{r \neq e} \mathcal{I}_{r,i} \quad \text{para } s, r \in N_s \setminus \{e^-\}, \quad (3.25)$$

com o fluxo difusivo para cada espécie  $s$  definido como:

$$\mathcal{I}_{s,i} = -\rho \mathcal{D}_s \frac{\partial Y_s}{\partial x_i}, \quad (3.26)$$

com exceção dos eletrões, cujo fluxo difusivo é definido de modo a preservar a neutralidade de carga do escoamento, compensando assim os fluxos das restantes espécies carregadas eletricamente:

$$\mathcal{J}_{e,i} = \mathcal{M}_e \sum_{r \neq e} \frac{C_r \times \mathcal{J}_{r,i}}{\mathcal{M}_r}, \quad (3.27)$$

onde,  $Y$  corresponde a fração mássica,  $C_r$  representa a carga da espécie  $r$  e  $\mathcal{D}_s$  é o coeficiente de difusão efetivo da espécie  $s$  na mistura. A aproximação adotada para calcular o coeficiente de difusão efetivo consiste em expressá-lo em função dos coeficientes de difusão binários,  $\mathcal{D}_{s,r}$ , conforme apresentado de seguida [197, 118]:

$$\mathcal{D}_s = (1 - X_s) \left( \sum_{r \neq s} \frac{X_r}{\mathcal{D}_{s,r}} \right)^{-1} \quad \text{para } s, r \in N_s \setminus \{e^-\}, \quad (3.28)$$

e empregar a primeira aproximação completa de Chapman-Enskog [198] para os coeficientes de difusão binários através da definição:

$$\mathcal{D}_{s,r} = \frac{\bar{\mathcal{D}}_{s,r}}{p}, \quad (3.29)$$

em que  $p$  corresponde a pressão, expressa em atmosferas (atm) e os coeficientes  $\bar{\mathcal{D}}_{s,r}$  são obtidos utilizando o ajuste da curva de Gupta [118, 199]:

$$\bar{\mathcal{D}}_{s,r} = e^{D_D} T^{[A_D \ln(T)^2 + B_D \ln(T) + C_D]}, \quad (3.30)$$

onde os coeficientes  $A_D$ ,  $B_D$ ,  $C_D$  e  $D_D$  são constantes que diferem para cada par de espécies ( $s$ ,  $r$ ) e podem ser encontradas na Tabela B.3 do Apêndice B.

### 3.3 Modelo químico do escoamento de plasma

O termo fonte ( $\dot{w}_s$ ) entra na equação de transporte e reação das espécies (Equação 3.2) e corresponde à taxa de produção (ou destruição) da espécie  $s$ , considerando a soma das contribuições das reações nas quais essa espécie participa. Assim, para  $N_R$  reações consideradas, o termo  $\dot{w}_s$  pode ser expresso como [200]:

$$\dot{w}_s = \mathcal{M}_s \sum_{r=1}^{N_R} (\nu''_{s,r} - \nu'_{s,r}) \left[ k_{f,r} \prod_{j=1}^{N_r} \left( \frac{\rho_j}{\mathcal{M}_j} \right)^{\nu'_{j,r}} - k_{b,r} \prod_{j=1}^{N_r} \left( \frac{\rho_j}{\mathcal{M}_j} \right)^{\nu''_{j,r}} \right], \quad (3.31)$$

onde  $\mathcal{M}_s$  é a massa molar da espécie  $s$ ,  $\nu'_{s,r}$  e  $\nu''_{s,r}$  são, respetivamente, os coeficientes estequiométricos da espécie  $s$  nos sentidos direto (reagentes) e inverso (produtos) da reação  $r$ ,  $N_r$  é o número total de espécies químicas na reação  $r$ , e  $k_{f,r}$  e  $k_{b,r}$  são as constantes cinéticas da reação direta e inversa, respetivamente.

Nesta tese, o não-equilíbrio químico é modelado considerando o escoamento como uma mistura de 11 espécies:  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $N^+$ ,  $O^+$  e  $e^-$ . Em condições de não-equilíbrio, o campo de escoamento é altamente sensível ao modelo termoquímico utilizado [89]. Assim, para além do modelo de Park'93 [201], foram implementados três modelos distintos para calcular as reações químicas e validar a formulação do não-equilíbrio químico. Dois destes modelos, o Gupta'90 [202] e o Park'85 [203] são amplamente utilizados em simulações de não-equilíbrio termoquímico em escoamentos hipersónicos. Desenvolvemos e implementamos um terceiro modelo químico, designado por Novo Modelo, construído como uma combinação otimizada de mecanismos de reação química e constantes cinéticas já estabelecidas, conforme descrito na Tabela 3.1.

Nos quatro modelos são consideradas reações de dissociação, ionização associativa, dissociação e ionização por impacto de eletrões, reações de permuta e de permuta de carga. As constantes cinéticas diretas são calculadas utilizando a fórmula de Arrhenius modificada [118]:

$$k_f(T_{c,f}) = A_f T_{c,f}^{\beta_f} \exp\left(-\frac{T_{a,f}}{T_{c,f}}\right), \quad (3.32)$$

onde  $A$  é o fator pré-exponencial,  $T_{c,f}$  é a temperatura de controlo da reação direta,  $\beta$  é o expoente de temperatura e  $T_a$  é a temperatura de ativação. No modelo de Gupta'90, as taxas das reações inversas são também calculadas utilizando a lei de Arrhenius, o que é justificado devido ao facto de as velocidades do escoamento livre consideradas no âmbito desta tese serem inferiores a 8 km/s [202].

Para os modelos de Park'85, Park'93 e o Novo Modelo, as taxas das reações inversas  $k_b$  são definidas como:

$$k_b(T_{c,b}) = \frac{k_f(T_{c,b})}{K_{eq}(T_{c,b})}, \quad (3.33)$$

onde  $T_{c,b}$  é a temperatura de controlo da reação inversa e  $K_{eq}$  é a constante de equilíbrio da reação em questão, dada por [118, 205]:

$$K_{eq}(T_{c,b}) = \exp\left(\frac{A_1 T_{c,b}}{10^4} + A_2 + A_3 \ln\left(\frac{10^4}{T_{c,b}}\right) + \frac{A_4 10^4}{T_{c,b}} + A_5 \left(\frac{10^4}{T_{c,b}}\right)^2\right). \quad (3.34)$$

Os coeficientes  $A_1$  a  $A_5$  são fornecidos na Ref. [203] para o modelo de Park'85 e na Ref. [204] para o modelo de Park'93. O Novo Modelo foi construído com base no conjunto de reações de Park'85, com as constantes cinéticas diretas retiradas da Ref. [203]. Os coeficientes da constante de equilíbrio para as taxas das reações inversas ( $A_i$ ) foram obtidos da Ref. [203] para as reações de permuta de carga (reações 12, 15, 16 e 17) e da Ref. [204] para as restantes reações, conforme detalhado na Tabela 3.1. As temperaturas de controlo em cada reação direta e inversa são também apresentadas na Tabela 3.1.  $T_P$  corresponde à temperatura de Park para as reações de dissociação e é definida da seguinte forma:

Tabela 3.1: Novo Modelo Químico: coeficientes das constantes cinéticas.

No.	Reação	M	$A_f$ [ $\text{m}^3/(\text{Kmol}\cdot\text{s})$ ]	$\beta_f$	$T_{a,f}$ (K)	$T_{c,f}$	$T_{c,b}$	$A_i$
Dissociação								
1	$\text{O}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{O} + \text{M}$	$M_1$	$2,75 \times 10^{16}$	-1	59500	$T_P$	$T_{tr}$	Ref. [204]
		$M_2$	$8,25 \times 10^{16}$	-1	59500	$T_P$	$T_{tr}$	Ref. [204]
2	$\text{N}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{N} + \text{M}$	$M_1$	$3,70 \times 10^{18}$	-1,6	113200	$T_P$	$T_{tr}$	Ref. [204]
		$M_2$	$1,11 \times 10^{19}$	-1,6	113200	$T_P$	$T_{tr}$	Ref. [204]
3	$\text{NO} + \text{M} \rightleftharpoons \text{N} + \text{O} + \text{M}$	$M_1$	$2,30 \times 10^{14}$	-0,5	75500	$T_P$	$T_{tr}$	Ref. [204]
		$M_2$	$4,60 \times 10^{14}$	-0,5	75500	$T_P$	$T_{tr}$	Ref. [204]
Permuta								
4	$\text{NO} + \text{O} \rightleftharpoons \text{N} + \text{O}_2$	—	$2,16 \times 10^5$	1,29	19220	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [204]
5	$\text{O} + \text{N}_2 \rightleftharpoons \text{N} + \text{NO}$	—	$3,18 \times 10^{10}$	0,1	37700	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [204]
Ionização por impacto de eletrões								
6	$\text{N} + \text{e}^- \rightleftharpoons \text{N}^+ + \text{e}^- + \text{e}^-$	—	$2,50 \times 10^{31}$	-3,82	168600	$T_{ve}$	$T_{ve}$	Ref. [204]
7	$\text{O} + \text{e}^- \rightleftharpoons \text{O}^+ + \text{e}^- + \text{e}^-$	—	$3,90 \times 10^{30}$	-3,78	158500	$T_{ve}$	$T_{ve}$	Ref. [204]
Ionização associativa								
8	$\text{O} + \text{N} \rightleftharpoons \text{NO}^+ + \text{e}^-$	—	$1,53 \times 10^8$	-0,37	32000	$T_{tr}$	$T_{ve}$	Ref. [204]
9	$\text{N} + \text{N} \rightleftharpoons \text{N}_2^+ + \text{e}^-$	—	$1,79 \times 10^8$	0,77	67500	$T_{tr}$	$T_{ve}$	Ref. [204]
10	$\text{O} + \text{O} \rightleftharpoons \text{O}_2^+ + \text{e}^-$	—	$3,85 \times 10^8$	0,49	80600	$T_{tr}$	$T_{ve}$	Ref. [204]
Permuta de carga								
11	$\text{N}_2 + \text{O}^+ \rightleftharpoons \text{O} + \text{N}_2^+$	—	$6,33 \times 10^{10}$	-0,21	22200	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [204]
12	$\text{O} + \text{O}_2^+ \rightleftharpoons \text{O}_2 + \text{O}^+$	—	$6,85 \times 10^{10}$	-0,52	18600	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [203]
13	$\text{O}_2 + \text{NO}^+ \rightleftharpoons \text{NO} + \text{O}_2^+$	—	$1,03 \times 10^{13}$	-0,17	32400	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [204]
14	$\text{NO}^+ + \text{N} \rightleftharpoons \text{N}_2^+ + \text{O}$	—	$1,70 \times 10^{10}$	0,4	35500	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [204]
15	$\text{N}_2 + \text{N}^+ \rightleftharpoons \text{N} + \text{N}_2^+$	—	$9,85 \times 10^9$	-0,18	12100	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [203]
16	$\text{O} + \text{NO}^+ \rightleftharpoons \text{NO} + \text{O}^+$	—	$2,75 \times 10^{10}$	0,010	51000	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [203]
17	$\text{N} + \text{NO}^+ \rightleftharpoons \text{NO} + \text{N}^+$	—	$2,21 \times 10^{12}$	-0,020	61100	$T_{tr}$	$T_{tr}$	Ref. [203]
Dissociação por impacto de eletrões								
18	$\text{O}_2 + \text{e}^- \rightleftharpoons 2\text{O} + \text{e}^-$	—	$1,32 \times 10^{19}$	-1	59500	$T_{ve}$	$T_{ve}$	Ref. [204]
19	$\text{N}_2 + \text{e}^- \rightleftharpoons 2\text{N} + \text{e}^-$	—	$1,11 \times 10^{21}$	-1,6	113220	$T_{ve}$	$T_{ve}$	Ref. [204]
20	$\text{NO} + \text{e}^- \rightleftharpoons \text{N} + \text{O} + \text{e}^-$	—	$7,36 \times 10^{16}$	-0,5	75500	$T_{ve}$	$T_{ve}$	Ref. [204]

Notas:  $M_1 = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}, \text{N}_2^+, \text{O}_2^+, \text{NO}^+$ ;  $M_2 = \text{N}, \text{O}, \text{N}^+, \text{O}^+$ ;  $A_i = A_1$  a  $A_5$ .

$$T_P = T_{tr}^{\alpha_P} \times T_{ve}^{1-\alpha_P}. \quad (3.35)$$

É utilizado o valor de 0,7 para o expoente  $\alpha_P$ , conforme é habitualmente adotado na modelação de escoamentos hipersónicos [118]. Este valor resulta de um ajuste empírico baseado em estudos e simulações anteriores, que demonstram que a combinação ponderada entre a temperatura trans-rotacional e a temperatura vibro-eletrónica com  $\alpha_P = 0,7$  proporciona uma representação consistente e realista das propriedades físicas em escoamentos hipersónicos [115].

### 3.4 Equações da magnetoaerodinâmica

As equações fundamentais da magnetoaerodinâmica resultam do acoplamento entre as equações de Navier-Stokes, que descrevem o movimento dos fluidos, as equações de Maxwell e a lei de Ohm generalizada, que regem os fenómenos eletromagnéticos. Antes de proceder à dedução das equações da MAD, é necessário discutir brevemente as equações de Maxwell, de modo semelhante ao que foi feito para as equações de Navier–Stokes–Fourier

relativamente ao escoamento hipersónico em não-equilíbrio termoquímico na secção anterior.

As equações de Maxwell desempenham um papel central em MAD, ao descreverem a evolução dos campos elétrico e magnético em fluidos condutores. As mesmas são descritas e compostas por [206, 158, 154]:

- Lei de Gauss para o magnetismo

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.36)$$

- Lei de Faraday

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (3.37)$$

- Lei de Ampère-Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (3.38)$$

- Lei de Gauss para a eletricidade

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_c}{\varepsilon_0}. \quad (3.39)$$

A lei de Gauss para o magnetismo (Equação 3.36) afirma que não existem monopolos magnéticos e que portanto, todas as linhas de campo magnético ( $\mathbf{B}$ ) são fechadas e contínuas, o que garante a sua natureza solenoidal.

A lei da indução de Faraday (Equação 3.37) descreve como um campo magnético variável gera um campo elétrico ( $\mathbf{E}$ ) e é essencial para acompanhar a evolução do campo magnético no tempo devido ao movimento do fluido condutor.

A lei de Ampère com a correção de Maxwell (Equação 3.38) relaciona o campo magnético com a densidade de corrente elétrica ( $\mathbf{J}$ ) presente no fluido e é utilizada para calcular a corrente elétrica a partir do campo magnético. Quando as velocidades são menores do que a velocidade da luz, a corrente de deslocamento ( $\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ ) é usualmente desprezada. A intensidade do campo elétrico é considerada estacionária e a permeabilidade magnética do espaço livre ( $\mu_0$ ) assume o valor de  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m.

Em MAD, a lei de Gauss para a eletricidade (Equação 3.39) costuma ser irrelevante, uma vez que na maioria dos fenómenos macroscópicos o plasma é considerado quase neutro, pelo que a densidade da carga livre ( $\rho_c$ ) é nula.

Assim, as equações de Maxwell usadas em MAD passam a ser representadas na sua forma simplificada:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.40)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.41)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}. \quad (3.42)$$

Em que a lei de Gauss para a eletricidade é omitida devido à hipótese de quase neutralidade do plasma.

A forma completa da lei de Ohm generalizada para fluidos condutores em movimento pode ser descrita como [207, 208]:

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{J}}{\sigma} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{n_e e} - \frac{m_e}{n_e e^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \frac{\nabla p_e}{n_e e}, \quad (3.43)$$

onde,

- $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  reflete o efeito do movimento do fluido condutor através do campo magnético e representa o campo elétrico induzido devido ao movimento do fluido;
- $\frac{\mathbf{J}}{\sigma}$  representa a resistividade óhmica clássica;
- $\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{n_e e}$  representa o efeito de Hall, ou seja, a deflexão dos eletrões sob a ação do campo magnético, em que  $n_e$  é a densidade numérica dos eletrões e  $e$  é a carga do eletrão;
- $\frac{m_e}{n_e e^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}$  representa a inércia dos eletrões, em que  $m_e$  corresponde a massa do eletrão;
- $\frac{\nabla p_e}{n_e e}$  representa o gradiente de pressão dos eletrões.

Na maioria dos problemas como em plasmas densos e simulações macroscópicas desprezam-se os efeitos da inércia dos eletrões e do gradiente de pressão dos eletrões. O efeito de Hall pode ser importante em contextos de plasma rarefeito ou em situações com campos magnéticos fortes, mas frequentemente também é desprezado por simplicidade [209, 164, 210]. De acordo com estudos numéricos anteriores [211, 212], o efeito de Hall não tem um impacto significativo no desempenho do controlo do escoamento hipersónico por MAD se a parede do veículo estiver eletricamente isolada. Assim, no contexto de investigação da presente tese, assume-se que a parede dos objetos de teste está isolada, e as simulações são realizadas desprezando o efeito de Hall. A lei de Ohm toma então a forma clássica:

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (3.44)$$

Em que o vetor densidade de corrente elétrica ( $\mathbf{J}$ ) é expresso através da soma do termo da densidade de corrente gerada pela aplicação de um campo elétrico ( $\sigma \mathbf{E}$ ) e do termo

da densidade de corrente induzida devido ao movimento das cargas no campo magnético [ $\sigma (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ ].

Impulsionada pela força eletromagnética que atua sobre o escoamento, a intensidade da interação MAD depende fortemente do modelo de condutividade elétrica adotado. Nesta tese consideram-se três modelos de condutividade. O primeiro é um modelo de condutividade constante. O segundo é o modelo semi-empírico de Bush, no qual a condutividade elétrica é expressa como uma função de potência da temperatura do escoamento [163]. O terceiro é o modelo semi-analítico de Chapman–Cowling, onde a condutividade é expressa em função da densidade numérica dos elétrons e da temperatura [198].

No modelo de Bush a condutividade elétrica é dada por:

$$\sigma = \sigma_0 \left( \frac{T_{tr}}{T_0} \right)^n, \quad (3.45)$$

em que  $\sigma_0$  e  $T_0$  representam, respetivamente, a condutividade elétrica de referência e a temperatura de referência,  $T_{tr}$  é a temperatura trans-rotacional do escoamento e  $n$  é o expoente da temperatura.

No modelo de Chapman–Cowling a condutividade elétrica é dada por:

$$\sigma = 4,0229704 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{n_{e^-}}{\sqrt{T_{tr}}}, \quad (3.46)$$

onde  $n_{e^-}$  é a densidade numérica dos elétrons resultante da composição química do escoamento.

### 3.5 Forma computacional das equações fundamentais a utilizar na modelação numérica

O acoplamento entre as equações da dinâmica dos fluidos (conservação da massa, momento linear e energia) e as equações de Maxwell resulta em forças eletromagnéticas, como a força de Lorentz, e efeitos dissipativos, como o aquecimento de Joule, que influenciam diretamente o momento linear e a energia do escoamento. A lei de Ohm generalizada desempenha um papel fundamental na descrição do escoamento, ao estabelecer a relação entre o campo elétrico, a densidade de corrente e o movimento do fluido sob a influência do campo magnético [25, 121].

Uma vez que o plasma formado na camada de choque durante a reentrada atmosférica é fracamente ionizado [212] e considerando as limitações das tecnologias magnéticas e de ionização nos sistemas atuais de controlo de escoamentos hipersónicos por MAD, pode assumir-se a hipótese de número de Reynolds magnético pequeno ( $Re_{mag} \ll 1$ ) [213, 214]. O número de Reynolds magnético é um parâmetro adimensional que quantifica a razão entre os efeitos de advecção (ou indução) do campo magnético pelo movimento do fluido condutor e os efeitos de difusão magnética, sendo definido por  $Re_{mag} = \frac{UL}{\eta}$ , onde  $U$  é uma velocidade característica do escoamento,  $L$  é um comprimento característico e  $\eta$  é a

difusividade magnética do meio [215]. Na prática, quando  $Re_{mag} \ll 1$ , o campo magnético induzido é desprezável face ao campo magnético aplicado, tornando desnecessária a equação da indução magnética (Equação 3.41). Esta simplificação é particularmente útil, pois reduz a complexidade do acoplamento entre as equações da dinâmica dos fluidos e as de MAD, evitando assim a necessidade de resolver o sistema completo das equações de Maxwell.

O escoamento pode então ser descrito através das equações de Navier-Stokes-Fourier em não-equilíbrio termoquímico, estendidas para incluir as interações MAD, com os termos MAD adicionados às equações do momento linear e da energia sob a forma de termos fonte ( $\dot{\mathbf{W}}_{MAD}$ , na Equação 3.47). O sistema de equações para uma mistura de  $N_s$  espécies, incluindo  $N_m$  moléculas, pode ser escrito na forma de divergência de fluxos:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F}_{i,inv} - \mathbf{F}_{i,vis})}{\partial x_i} = \dot{\mathbf{W}} + \dot{\mathbf{W}}_{MAD}. \quad (3.47)$$

Em que  $\mathbf{U}$  é o vetor das variáveis conservadas, definido como:

$$\mathbf{U} = \{\rho, \rho_s, \rho u, \rho v, \rho w, E_{ve,m}, E_t\}^T \quad s \in N_s, \quad m \in N_m. \quad (3.48)$$

O vetor  $\mathbf{F}_{i,inv}$  representa o fluxo não viscoso e é definido como:

$$\mathbf{F}_{i,inv} = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \rho_s u_i \\ \rho u_i u + \delta_{i1} p \\ \rho u_i v + \delta_{i2} p \\ \rho u_i w + \delta_{i3} p \\ E_{ve,m} u_i \\ (E_t + p) u_i \end{pmatrix}, \quad (3.49)$$

E o vetor de fluxo viscoso,  $\mathbf{F}_{i,vis}$ , é definido como:

$$\mathbf{F}_{i,vis} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\mathcal{J}_{s,i} \\ \tau_{i1} \\ \tau_{i2} \\ \tau_{i3} \\ -q_{ve,i,m} - e_{ve,m} \mathcal{J}_{m,i} \\ \tau_{ij} u_j - q_{tr,i} - q_{ve,i} - \sum_{r \neq e} h_r \mathcal{J}_{r,i} \end{pmatrix}. \quad (3.50)$$

Os termos fonte subdividem-se em duas componentes, termoquímica e magnetoaerodinâmica. O vetor correspondente aos termos fonte termoquímicos ( $\dot{\mathbf{W}}$ ) é definido pela

seguinte expressão:

$$\dot{\mathbf{W}} = \{0, \dot{w}_s, 0, 0, 0, \dot{w}_{v,m}, 0\}^T. \quad (3.51)$$

O termo fonte vibracional ( $\dot{w}_{v,m}$ ) é definido como:

$$\dot{w}_{v,m} = Q_{m,V-T} + Q_{m,V-V} + Q_{m,C-V}. \quad (3.52)$$

Onde  $Q_{m,V-T}$  representa a transferência de energia entre os modos vibro-eletrónico e trans-rotacional. Este termo é calculado utilizando a equação de Landau–Teller [216], com tempos de relaxação obtidos a partir da fórmula de Millikan–White [217], incorporando a correção de Park [205].  $Q_{m,V-V}$  representa a troca de energia entre diferentes modos vibro-eletrónicos das moléculas. Como se assume não-equilíbrio termoquímico de acordo com o modelo de duas temperaturas de Park, a excitação vibracional é descrita por um único modo vibro-eletrónico, caracterizado por uma temperatura vibro-eletrónica média da mistura. Como consequência, o termo  $Q_{m,V-V}$  torna-se desprezável. Por fim, o termo  $Q_{m,C-V}$  corresponde à energia vibracional adicionada ou removida da espécie  $m$  por reações químicas. Este termo é calculado utilizando o modelo preferencial de Marrone [218], que postula que as moléculas nos estados de energia vibracional mais elevados têm maior probabilidade de sofrer dissociação. Este modelo descreve de forma eficaz a transferência seletiva de energia vibracional durante as reações químicas, diferentemente do modelo não preferencial, no qual se considera que a criação e destruição molecular ocorrem na energia vibracional média. Na Secção 3.3, o cálculo do termo resultante das reações ( $\dot{w}_s$ ) foi abordado aquando da descrição dos modelos químicos implementados. Finalmente, o vetor de termos fonte MAD é dado por:

$$\dot{\mathbf{W}}_{\text{MAD}} = \{0, 0, (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_1, (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_2, (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_3, \mathbf{J} \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{u} \cdot (\mathbf{J} \times \mathbf{B})\}^T. \quad (3.53)$$

Em que  $(\mathbf{J} \times \mathbf{B})_1$ ,  $(\mathbf{J} \times \mathbf{B})_2$  e  $(\mathbf{J} \times \mathbf{B})_3$  são as três componentes do vetor força de Lorentz. Os termos  $\mathbf{J} \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$  e  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$  representam o aquecimento de Joule gerado pela densidade de corrente elétrica induzida e gerado pelo campo elétrico, respetivamente, conforme descrito em [210, 164] e o termo  $\mathbf{u} \cdot (\mathbf{J} \times \mathbf{B})$  corresponde ao trabalho realizado pela força de Lorentz sobre o escoamento. Tendo em conta as hipóteses assumidas, nomeadamente no que diz respeito ao efeito Hall, e uma vez que não será considerado nenhum campo elétrico  $\mathbf{E}$  aplicado (mas sim campos magnéticos), a única contribuição para o aquecimento de Joule é o termo  $\mathbf{J} \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ .

### 3.6 Métodos numéricos para a resolução das equações

A equação de conservação para uma variável escalar genérica  $\phi$  pode ser expressa como:

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}}_{\text{Termo transiente}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\phi)}_{\text{Termo convectivo}} = \underbrace{\nabla \cdot (\Gamma^\phi \nabla \phi)}_{\text{Termo difusivo}} + \underbrace{W^\phi}_{\text{Termo fonte}}. \quad (3.54)$$

A solução numérica desta equação diferencial parcial consiste em determinar os valores da variável dependente ( $\phi$ ) em pontos específicos do domínio, a partir dos quais se pode reconstruir a sua distribuição. Estes pontos são designados por elementos ou nós da malha e resultam da discretização da geometria original num conjunto de elementos discretos não sobrepostos, processo conhecido como geração de malha. Os nós ou variáveis resultantes são geralmente posicionados nos centróides das células ou nos vértices, dependendo do procedimento de discretização adotado.

Em todos os métodos, o objetivo é substituir a solução exata e contínua da equação diferencial parcial por valores discretos. Assim, a distribuição de  $\phi$  é discretizada, sendo apropriado referir-se a este processo de conversão das equações diferenciais num sistema de equações algébricas para os valores discretos de  $\phi$  como processo de discretização e aos métodos específicos utilizados para essa conversão como métodos de discretização. Os valores discretos de  $\phi$  são tipicamente obtidos resolvendo o sistema de equações algébricas que relaciona os valores nos elementos vizinhos da malha. Estas equações algébricas resultam da discretização da equação de conservação que rege  $\phi$ . Uma vez determinados os valores de  $\phi$ , os dados podem ser processados para extrair a informação pretendida [219]. A Figure 3.1 ilustra como os métodos numéricos transformam o problema do meio contínuo em elementos discretos. O tempo é dividido em intervalos; o espaço é repartido em células de uma malha que passa a constituir o domínio da solução; e as equações diferenciais parciais tornam-se num conjunto de equações algébricas, como no exemplo ilustrado para a equação do momento linear para um escoamento incompressível.

No âmbito desta tese, as equações fundamentais são resolvidas recorrendo ao Método dos Volumes Finitos (MVF) no contexto do OpenFOAM. O MVF é uma técnica numérica que transforma as equações diferenciais parciais, que representam as leis de conservação sobre volumes diferenciais, em equações algébricas discretas sobre volumes finitos (ou células). No MVF, usando o teorema da divergência, alguns dos termos da equação de conservação são convertidos em fluxos de face e avaliados nas faces dos volumes finitos. Como o fluxo que entra num determinado volume é idêntico ao que sai do volume adjacente, o MVF é estritamente conservativo, garantindo a conservação local das propriedades físicas. Outra característica importante do MVF é a possibilidade de ser formulado no espaço físico, mesmo em malhas poligonais não estruturadas. Além disso, no MVF é relativamente simples implementar uma variedade de condições de fronteira de forma não invasiva, uma vez que as variáveis dependentes são avaliadas nos centróides dos volumes de controlo e não nas suas faces de fronteira [219, 221].

A Figura 3.2 representa dois volumes de controlo utilizados no MVF. O vetor  $\mathbf{d}$  indica a posição relativa entre os centróides vizinhos P e N. O vetor  $\mathbf{S}_f$  corresponde, por sua vez, ao vetor normal à face  $f$ , cujo módulo é igual à área dessa face e cuja orientação é dirigida para o exterior do volume de controlo associado ao centróide P.

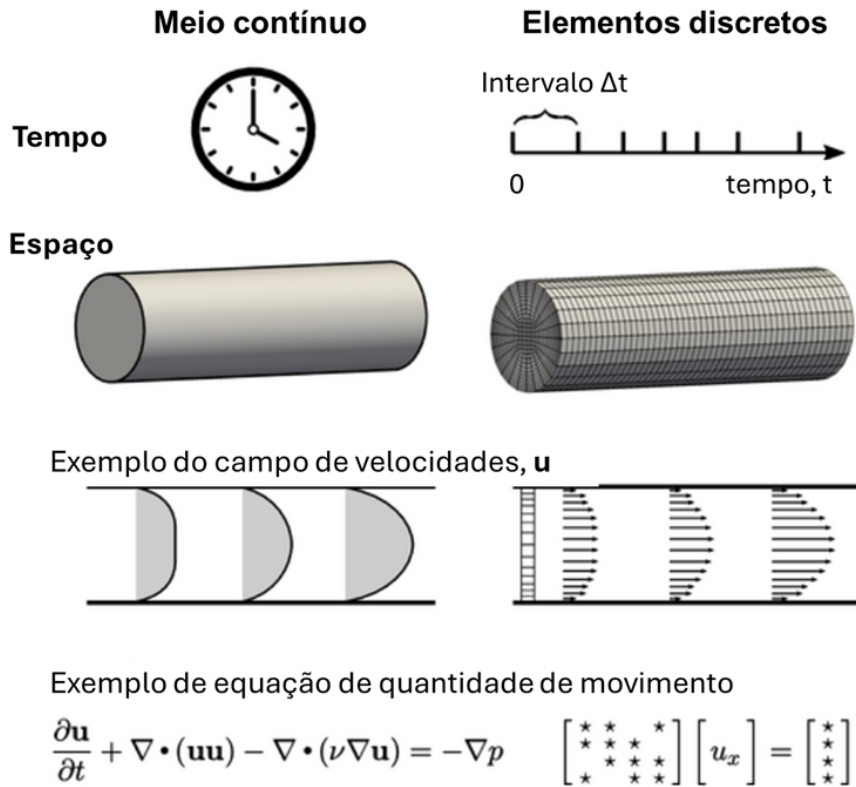


Figura 3.1: Representação do processo de transformação do problema físico contínuo no problema discreto correspondente. Imagem adaptada de [220]

### 3.6.1 Integração da equação de transporte

No MVF, o primeiro passo após a subdivisão do domínio em volumes de controle é integrar as equações de conservação sobre cada volume de controle (VC) em que o domínio foi subdividido. Assim, integrando sobre o VC, a Equação 3.54 é convertida em:

$$\int_{VC} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_{VC} \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\phi) dV = \int_{VC} \nabla \cdot (\Gamma\phi\nabla\phi) dV + \int_{VC} W\phi dV. \quad (3.55)$$

De acordo com o Teorema da divergência:

$$\int_{VC} \nabla \cdot \phi dV = \int_S \phi d\mathbf{S}, \quad (3.56)$$

onde  $d\mathbf{S} = \mathbf{n} dS$  representa o elemento vetorial de área da superfície  $S$ . Substituindo os integrais de volume dos termos de convecção e difusão por integrais de superfície através da aplicação do Teorema da divergência, a equação 3.55 toma a forma:

$$\int_{VC} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_S (\rho\phi\mathbf{u}) \cdot d\mathbf{S} = \int_S (\Gamma\phi\nabla\phi) \cdot d\mathbf{S} + \int_{VC} W\phi dV. \quad (3.57)$$

Considerando o VC com centróide em P, ver Figura 3.2, a discretização de cada um dos

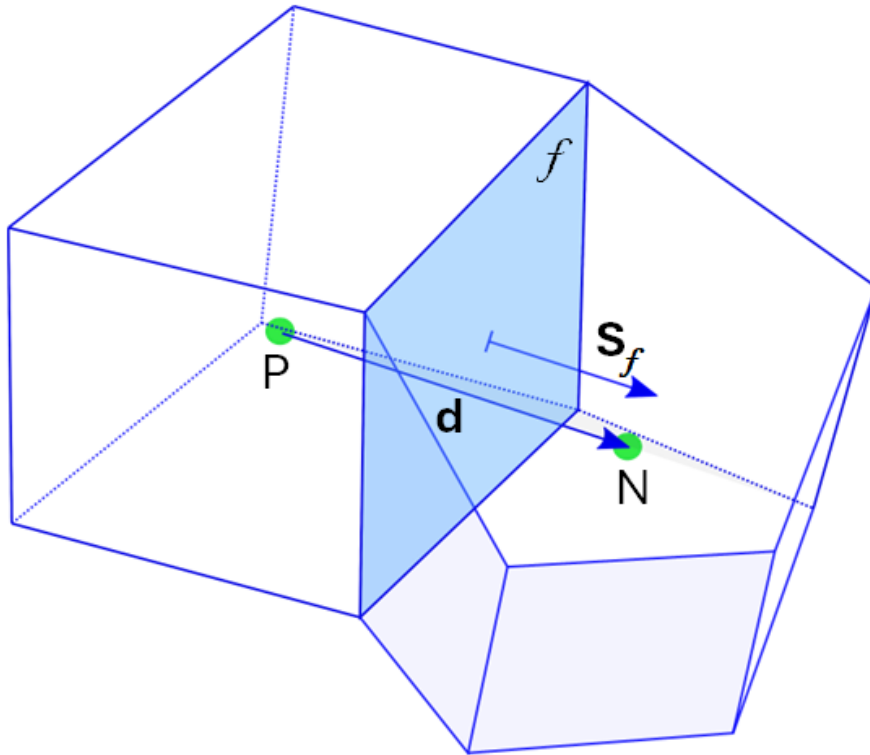


Figura 3.2: Representação de volumes de controle usados na discretização em volumes finitos.

termos da equação de conservação é feita de maneira específica.

### 3.6.2 Integração do fluxo nas faces do volume de controle

O termo convectivo corresponde à variação da propriedade  $\phi$  devido ao transporte por fluxos convectivos e o termo difusivo corresponde ao fluxo difusivo total a entrar no VC através da sua fronteira. Ambos os fluxos podem ser representados por  $\mathbf{J}^{\phi,C}$  e  $\mathbf{J}^{\phi,D}$ , respectivamente, em que:

$$\mathbf{J}^{\phi,C} = \rho \mathbf{u} \phi, \quad (3.58)$$

$$\mathbf{J}^{\phi,D} = -\Gamma \nabla \phi. \quad (3.59)$$

O fluxo total resultante da soma dos fluxos de convecção e difusão pode ser escrito como:

$$\mathbf{J}^{\phi} = \mathbf{J}^{\phi,C} + \mathbf{J}^{\phi,D}. \quad (3.60)$$

Substituindo o integral de superfície sobre o VC da equação 3.57 por um somatório dos termos de fluxo sobre as faces que o delimitam, os integrais de superfície dos fluxos de convecção, difusão e total tornam-se em:

$$\int_S \mathbf{J}^{\phi,C} \cdot d\mathbf{S} = \sum_f \left( \int_f (\rho\phi \mathbf{u}) \cdot d\mathbf{S} \right), \quad (3.61)$$

$$\int_S \mathbf{J}^{\phi,D} \cdot d\mathbf{S} = \sum_f \left( \int_f \Gamma^\phi \nabla\phi \cdot d\mathbf{S} \right), \quad (3.62)$$

$$\int_S \mathbf{J}^\phi \cdot d\mathbf{S} = \sum_f \left( \int_f \mathbf{J}_f^\phi \cdot d\mathbf{S} \right). \quad (3.63)$$

A regra de quadratura Gaussiana é uma aproximação do integral de uma função, geralmente estabelecida como um somatório com pesos dos valores assumidos pela função em pontos específicos dentro do domínio de integração. Seguindo esta regra, o integral de superfície em cada face  $f$  do VC pode ser expresso por:

$$\int_f \mathbf{J}^\phi \cdot d\mathbf{S} = \int_f (\mathbf{J}^\phi \cdot \mathbf{n}) dS = \sum_{ip} (\mathbf{J}^\phi \cdot \mathbf{n})_{ip} \omega_{ip} S_f. \quad (3.64)$$

Onde  $ip$  é o número dos pontos de integração ao longo da face e  $\omega_{ip}$  é uma função de peso. Para a integração do valor médio simples utiliza-se apenas um ponto de integração, localizado no centróide da face, com uma função de peso de valor igual a 1, ou seja,  $ip = \omega_{ip} = 1$ . Este tipo de aproximação apresenta uma precisão de segunda ordem e é geralmente aplicável em duas e três dimensões, uma vez que o custo computacional cresce à medida que se aumenta o número dos pontos de integração utilizados na aproximação. Sendo  $ip$  o número dos pontos de integração ao longo da face  $f$ , a discretização geral para os termos de convecção e difusão passam a ter a forma:

$$\int_S (\rho\phi \mathbf{u}) \cdot d\mathbf{S} = \sum_f \sum_{ip} (\omega_{ip} (\rho\phi \mathbf{u})_{ip} \cdot \mathbf{S}_f), \quad (3.65)$$

$$\int_S (-\Gamma^\phi \nabla\phi) \cdot d\mathbf{S} = \sum_f \sum_{ip} (\omega_{ip} (-\Gamma^\phi \nabla\phi)_{ip} \cdot \mathbf{S}_f). \quad (3.66)$$

### 3.6.3 Integração volumétrica do termo fonte

O termo fonte é tratado através da integração volumétrica. Utilizando a quadratura Gaussiana, o integral volumétrico do termo fonte é avaliado da seguinte forma:

$$\int_{VC} W^\phi dV = \sum_{ip} (W_{ip}^\phi \omega_{ip} V_P), \quad (3.67)$$

onde  $ip$  corresponde ao número dos pontos de integração dentro do VC e  $\omega_{ip}$  é a função de peso. À semelhança da integração dos fluxos convectivo e difusivo, a precisão da aproximação depende dos  $ip$  e  $\omega_{ip}$  usados, sendo que na regra do ponto médio,  $ip = \omega_{ip} = 1$  e o ponto de integração localiza-se no centróide do VC.

### 3.6.4 Equação de conservação estacionária semi-discretizada

A forma estacionária da equação 3.57 é obtida eliminando-se o termo transiente. No MVF é habitual a utilização da regra do ponto médio, ou seja, de um único ponto de integração, resultando numa precisão de segunda ordem. Estudos anteriores verificaram que esta abordagem constitui um bom compromisso entre a precisão e a flexibilidade, mantendo simultaneamente o método simples e com um custo computacional relativamente baixo [219]. Seguindo a aproximação por integração no ponto médio, a equação de transporte em regime estacionário semi-discretizada para o VC P (ver a Figura 3.2) pode ser simplificada para:

$$\sum_f \left( \rho \mathbf{u} \phi - \Gamma \nabla \phi \right)_f \mathbf{S}_f = W_P^\phi V_P. \quad (3.68)$$

A transformação da equação 3.68 numa equação algébrica passa pela linearização dos fluxos de face e do termo fonte em função dos valores da variável nos centróides das células vizinhas.

#### 3.6.4.1 Linearização dos fluxos

O fluxo na face  $f$  pode ser decomposto numa parte linear, função dos valores de  $\phi$  nos nós adjacentes à face (ou seja,  $\phi_P$  e  $\phi_N$ , ver Figura 3.2) e numa parte não linear, que inclui a parcela remanescente que não pode ser expressa em termos de  $\phi_P$  e  $\phi_N$ :

$$\mathbf{J}_f^\phi \cdot \mathbf{S}_f = \underbrace{FluxoT_f}_{\text{Fluxo total para a face } f} = \underbrace{FluxoP_f}_{\text{Coeficiente de linearização do fluxo para P}} \phi_P + \underbrace{FluxoN_f}_{\text{Coeficiente de linearização do fluxo para N}} \phi_N + \underbrace{FluxoV_f}_{\text{Parte não linearizada}} \quad (3.69)$$

onde  $FluxoT_f$  representa o fluxo total através da face  $f$ , sendo decomposto em três termos. Os dois primeiros termos correspondem às contribuições dos dois volumes de controlo que partilham a face e são expressos através dos coeficientes de linearização  $FluxoP_f$  e  $FluxoN_f$ . O último termo descreve a contribuição não linear, que não pode ser expressa em função de  $\phi_P$  e  $\phi_N$ , sendo dada pelo termo não linear  $FluxoV_f$ . Os valores de  $FluxoP_f$ ,  $FluxoN_f$  e  $FluxoV_f$  dependem do termo discretizado e do esquema adotado para a discretização. A linearização do fluxo é então obtida substituindo a Equação 3.69 no lado esquerdo da Equação 3.68. Repetindo o processo para todas as faces do VC, obtém-se:

$$\sum_f \left( \mathbf{J}_f^\phi \cdot \mathbf{S}_f \right) = \sum_f (FluxoT_f) = \sum_f (FluxoP_f \phi_P + FluxoN_f \phi_N + FluxoV_f). \quad (3.70)$$

### 3.6.4.2 Linearização do termo fonte

O termo fonte da Equação 3.68 funciona como um fluxo volumétrico e a sua linearização é realizada ao expressá-lo como uma função linear do valor nodal do VC,  $\phi_P$ , sendo dada por:

$$W_P^\phi V_P = FluxoT = FluxoP \phi_P + FluxoV. \quad (3.71)$$

No caso de um termo fonte constante,  $FluxoP = 0$  e o fluxo volumétrico, que representa o membro direito da Equação 3.68 reduz-se a:

$$W_P^\phi V_P = FluxoV. \quad (3.72)$$

### 3.6.4.3 Equação algébrica resultante da linearização

Substituindo a Equações 3.70 e 3.71 na Equação 3.68, chegamos à equação algébrica para cada ponto P:

$$a_P \phi_P + \sum_N (a_N \phi_N) = b_P, \quad (3.73)$$

onde N são os VC vizinhos de P e as relações entre os coeficientes da equação e os coeficientes de linearização do fluxo são expressas por:

$$\begin{cases} a_P = \sum_f FluxoP_f - FluxoP, \\ a_N = FluxoN_f, \\ b_C = -\sum_f FluxoV_f + FluxoV. \end{cases} \quad (3.74)$$

O sistema de equações composto por uma equação de transporte (Equação 3.73) associada a cada nó da malha de volumes finitos pode ser representado sob a forma matricial da seguinte forma:

$$[A] \cdot [\phi] = [b] \quad (3.75)$$

onde  $[A]$  é a matriz de coeficientes (resultado da discretização dos termos de transporte),  $[\phi]$  é o vetor das variáveis dependentes (valores da variável transportada nos volumes de controlo) e  $[b]$  é o vetor dos termos-fonte e contribuições não linearizadas.

### 3.6.5 Equação semi-discretizada transiente

Para o regime não estacionário (ou transiente), o termo temporal na Equação 3.54 é mantido e além da integração sobre o volume de controlo é também necessária a integração

no tempo. Neste caso a equação integrada passa a ser:

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \int_{VC} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[ \sum_f \left( \int_f (\rho\mathbf{u}\phi)_f \cdot d\mathbf{S} \right) \right] dt \\ - \int_t^{t+\Delta t} \left[ \sum_f \left( \int_f (\Gamma\nabla\phi)_f \cdot d\mathbf{S} \right) \right] dt \quad (3.76) \\ = \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_{VC} W^\phi dV \right] dt. \end{aligned}$$

Para malhas fixas, em que o volume e a superfície de cada elemento da malha de volumes finitos permanecem constantes no tempo, o primeiro termo pode ser integrado como:

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_{VC} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV dt = \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} \left( \int_{VC} \rho\phi dV \right) dt = \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\overline{\rho\phi})}{\partial t} V_P dt, \quad (3.77)$$

onde de acordo com a aproximação do valor médio,

$$\overline{\rho\phi} = \frac{1}{V_P} \int_{VC} \rho\phi dV = (\rho\phi)_P + O(\Delta^2), \quad (3.78)$$

e  $O(\Delta^2)$  indica uma aproximação com precisão de segunda ordem.

Substituindo na Equação 3.76 obtemos:

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} V_P dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[ \sum_f \left( \int_f (\rho\mathbf{u}\phi)_f \cdot d\mathbf{S} \right) \right] dt \\ - \int_t^{t+\Delta t} \left[ \sum_f \left( \int_f (\Gamma\nabla\phi)_f \cdot d\mathbf{S} \right) \right] dt \quad (3.79) \\ = \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_{VC} W^\phi dV \right] dt. \end{aligned}$$

O que usando a regra do ponto médio torna-se em:

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} V_P dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[ \sum_f (\rho\mathbf{u}\phi)_f \cdot \mathbf{S}_f \right] dt \\ - \int_t^{t+\Delta t} \left[ \sum_f (\Gamma\nabla\phi)_f \cdot \mathbf{S}_f \right] dt \quad (3.80) \\ = \int_t^{t+\Delta t} W_P^\phi V_P dt. \end{aligned}$$

### 3.6.6 Discretização temporal

A discretização temporal no MVF consiste em transformar as equações diferenciais integrais, obtidas após a integração no espaço e no tempo sobre cada volume de controle, num sistema de equações algébricas que pode ser resolvido iterativamente. Considerando a equação integral geral para um volume de controle  $V_P$ , Equação 3.80, o primeiro termo (termo cumulativo) é responsável pela discretização temporal. Os métodos mais comuns utilizados para a discretização temporal no MVF são:

- Esquema de Euler explícito (primeira ordem)

Neste esquema, a derivada temporal é aproximada utilizando valores conhecidos no instante de tempo atual:

$$\frac{(\rho\phi)_P^{n+1} - (\rho\phi)_P^n}{\Delta t}, \quad (3.81)$$

onde  $n$  representa o instante de tempo atual e  $n+1$  o próximo instante. Este esquema é simples, mas condicionalmente estável, sendo o passo de tempo limitado pelo critério de estabilidade de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) ou pela difusão, quando aplicável. O passo de tempo deve ser o menor que satisfaz simultaneamente as duas restrições.

- Esquema de Euler implícito (primeira ordem)

No esquema de Euler implícito, a derivada temporal é aproximada por:

$$\frac{(\rho\phi)_P^{n+1} - (\rho\phi)_P^n}{\Delta t}, \quad (3.82)$$

mas todos os outros termos da Equação 3.80 são avaliados no tempo  $n + 1$ . Este método é incondicionalmente estável, permitindo passos de tempo maiores, sendo por isso frequentemente utilizado em simulações transientes.

- Esquema de diferenças finitas centrais (segunda ordem)

Para melhorar a precisão temporal em relação aos esquemas de primeira ordem, pode-se utilizar um esquema de segunda ordem baseado em diferenças finitas centrais no tempo. No contexto do MVF, onde a variável transportada é o produto  $\rho\phi$ , a discretização temporal do termo cumulativo é dada por:

$$\frac{3(\rho\phi)_P^{n+1} - 4(\rho\phi)_P^n + (\rho\phi)_P^{n-1}}{2\Delta t} = F_P^{n+1}, \quad (3.83)$$

onde  $F_P^{n+1}$  representa a soma dos termos convectivos, difusivos e de fonte, todos avaliados no instante futuro  $n + 1$ . Este esquema utiliza três níveis temporais: o

instante futuro  $n + 1$ , o instante atual  $n$  e o instante passado  $n - 1$ , proporcionando uma aproximação temporal de segunda ordem. Este método é mais preciso do que os esquemas de primeira ordem, mas pode exigir condições iniciais mais elaboradas e maior cuidado na implementação para garantir estabilidade e evitar oscilações numéricas.

- Método de Crank–Nicolson

O método de Crank–Nicolson é um método semi-implícito e de segunda ordem no tempo, que consiste numa média entre os esquemas de Euler explícito e Euler implícito. Matematicamente, para uma equação genérica da forma

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi, t), \quad (3.84)$$

a discretização temporal pelo método de Crank–Nicolson pode ser expressa como

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} [F(\phi^n, t^n) + F(\phi^{n+1}, t^{n+1})], \quad (3.85)$$

onde  $\phi^n$  e  $\phi^{n+1}$  são os valores da variável escalar nos instantes de tempo  $t^n$  e  $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ , respetivamente.

Aplicando este conceito ao método dos volumes finitos, a Equação 3.80 é discretizada no tempo como:

$$\begin{aligned} \rho V_P \frac{\phi_P^{n+1} - \phi_P^n}{\Delta t} + \frac{1}{2} \sum_f [(\rho \mathbf{u} \phi)_f^n + (\rho \mathbf{u} \phi)_f^{n+1}] \cdot \mathbf{S}_f \\ - \frac{1}{2} \sum_f [(\Gamma \nabla \phi)_f^n + (\Gamma \nabla \phi)_f^{n+1}] \cdot \mathbf{S}_f = \frac{1}{2} V_P (W_P^{\phi, n} + W_P^{\phi, n+1}). \end{aligned} \quad (3.86)$$

Este esquema implica que os termos convectivos, difusivos e de fonte são avaliados como a média entre os valores no instante atual  $n$  e no instante seguinte  $n + 1$ , conferindo maior precisão temporal.

A escolha do esquema de discretização temporal depende do compromisso entre a estabilidade, a precisão e o custo computacional. Em geral, o esquema implícito de primeira ordem é preferido pela sua robustez, enquanto o método de Crank–Nicolson é utilizado quando se pretende maior precisão temporal. Embora seja incondicionalmente estável, o método de Crank–Nicolson pode apresentar oscilações para passos de tempo grandes por ser menos dissipativo do que o esquema implícito de primeira ordem.

A discretização espacial dos termos convectivo, difusivo e de fonte, de que iremos falar nas próximas secções, é fundamental para garantir a precisão e estabilidade numérica da solução.

### 3.6.7 Discretização do termo convectivo e esquemas TVD

O termo convectivo,

$$\sum_f (\rho \mathbf{u} \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f, \quad (3.87)$$

é discretizado interpolando o valor de  $\phi$  nas faces do volume de controlo a partir dos valores nos centróides dos volumes adjacentes. De seguida serão descritos os principais esquemas de interpolação utilizados no MVF.

- Upwind (diferenças a montante):

$$\phi_f = \begin{cases} \phi_P, & \text{se } (\mathbf{u}_f \cdot \mathbf{S}_f) > 0, \\ \phi_N, & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (3.88)$$

Este método utiliza o valor do volume de controlo a montante do escoamento, sendo robusto e estável, embora introduza difusão numérica.

- Diferenças centrais (central differences):

$$\phi_f = \frac{\phi_P + \phi_N}{2}, \quad (3.89)$$

onde  $P$  e  $N$  são os volumes adjacentes à face  $f$ , ver Figura 3.2. Este método é preciso para problemas dominados pela difusão, mas pode ser instável em regimes fortemente convectivos.

- QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics):

$$\phi_f = \begin{cases} \frac{3}{8}\phi_{PP} + \frac{6}{8}\phi_P - \frac{1}{8}\phi_N, & \text{se } (\mathbf{u}_f \cdot \mathbf{S}_f) > 0, \\ \frac{3}{8}\phi_{NN} + \frac{6}{8}\phi_N - \frac{1}{8}\phi_P, & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (3.90)$$

Onde  $\phi_{PP}$  é o valor no VC duas posições a montante da face  $f$ ,  $\phi_P$  é o valor a montante e  $\phi_N$  o valor a jusante relativamente à direção do escoamento. O QUICK é um esquema de terceira ordem em malhas estruturadas e em geral apresenta uma precisão superior ao método de diferenças centrais, mas pode gerar oscilações em regiões com gradientes acentuados, como perto de descontinuidades.

#### 3.6.7.1 Esquemas com limitadores de fluxo TVD

Para evitar oscilações não físicas e garantir uma alta resolução em regiões com gradientes acentuados ou descontinuidades, são utilizados esquemas limitadores de fluxo TVD (Total Variation Diminishing). O conceito de TVD [222] assegura que a variação total da solução numérica não aumenta com o tempo, prevenindo oscilações indesejadas.

A forma geral de um esquema TVD para o termo convectivo é:

$$\phi_f = \phi_{\text{upwind}} + \psi(r) (\phi_{\text{downwind}} - \phi_{\text{upwind}}), \quad (3.91)$$

onde:

- $\phi_f$  é o valor interpolado na face,
- $\phi_{\text{upwind}}$  e  $\phi_{\text{downwind}}$  são os valores a montante e a jusante,
- $r = \frac{\phi_P - \phi_{PP}}{\phi_N - \phi_P}$  é a razão entre gradientes sucessivos,
- $\psi(r)$  é o limitador de fluxo.

De acordo com Sweby [223], os limitadores de fluxo frequentemente aplicados incluem:

- **Minmod:**  $\psi(r) = \max[0, \min(1, r)]$   
Limitador muito estável, mas pode ser excessivamente conservador, resultando numa resolução mais baixa em áreas onde ocorrem transições rápidas. Isto pode levar à difusão numérica das características da solução, mas é uma escolha sólida para muitos problemas em dinâmica de fluidos.
- **Superbee:**  $\psi(r) = \max[0, \min(2r, 1), \min(r, 2)]$   
Limitador menos difusivo, permitindo uma maior variação nos gradientes, o que resulta numa melhor captura de ondas de choque e outras discontinuidades. Possui uma boa resolução, embora possa introduzir algumas oscilações em regiões onde a solução é suave.
- **Van Leer:**  $\psi(r) = \frac{r+|r|}{1+|r|}$   
O Van Leer é particularmente eficaz em situações onde é necessário capturar transições rápidas sem introduzir oscilações não físicas. Apresenta um bom compromisso entre a difusão e a resolução, o que o torna uma escolha popular nas simulações numéricas.
- **Van Albada:**  $\psi(r) = \frac{r^2+r}{r^2+1}$   
O limitador de Van Albada ajuda a reduzir as oscilações e o *clipping* em ondas de choque, ao suavizar as transições abruptas entre regiões com diferentes valores, permitindo uma representação mais precisa das ondas de choque.
- **MUSCL (Monotonic Upstream-centered Schemes for Conservation Laws):**

$$\psi(r) = \max \left[ 0, \min \left( 2r, \frac{1+r}{2}, 2 \right) \right]. \quad (3.92)$$

Limitador suave, muito usado em CFD para evitar oscilações e preservar a monotonicidade. Oferece um bom equilíbrio entre a resolução e a estabilidade.

De acordo com Hirsch [224], os esquemas TVD são de primeira ordem de precisão em regiões com gradientes acentuados ou discontinuidades (onde o limitador reduz o esquema ao upwind) e de segunda ordem de precisão em regiões suaves da solução (onde o limitador permite a interpolação de maior ordem). O diagrama de Sweby [223, 224] representado na Figura 3.3 ilustra graficamente as regiões do plano  $(r, \psi(r))$  onde cada

limitador garante TVD e a respetiva ordem de precisão, sendo a zona de segunda ordem limitada inferiormente pelo Minmod e superiormente pelo Superbee. Os limitadores mais comuns estão destacados na legenda.

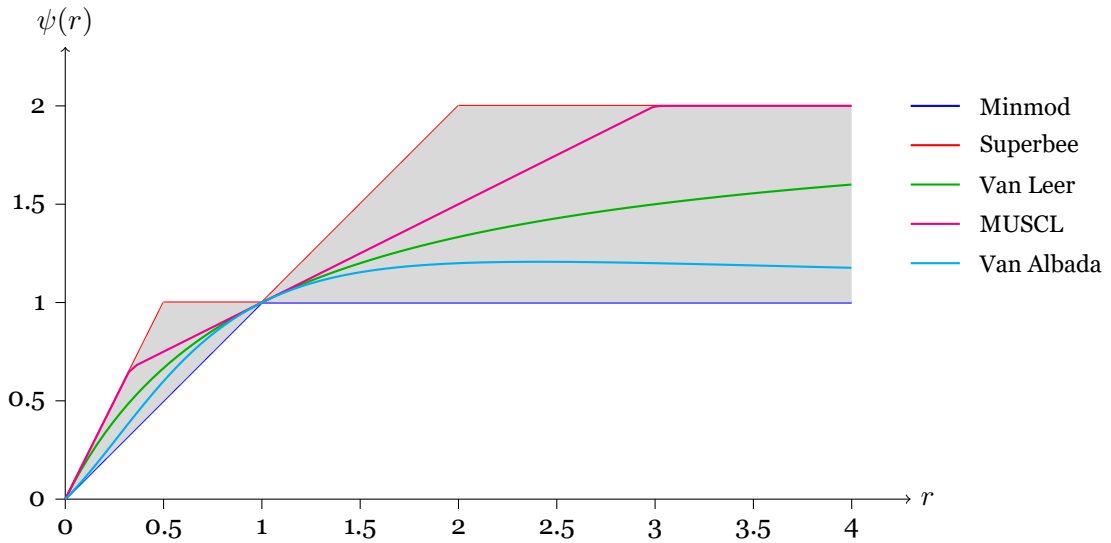


Figura 3.3: Representação do diagrama de Sweby. A área sombreada corresponde à região TVD de segunda ordem delimitada pelos limitadores Minmod e Superbee.

### 3.6.8 O esquema central-upwind de Kurganov, Noelle e Petrova

Em sistemas de leis de conservação hiperbólicas, como o sistema de Navier-Stokes-Fourier-MAD em não-equilíbrio, Equação 3.47,

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F}_{i,inv} - \mathbf{F}_{i,vis})}{\partial x_i} = \dot{\mathbf{W}} + \dot{\mathbf{W}}_{MAD}, \quad (3.93)$$

a discretização dos termos convectivos pode ser realizada de forma robusta e eficiente com o esquema central-upwind de Kurganov, Noelle e Petrova (KNP) [225, 226, 227]. Neste método, à semelhança dos que foram apresentados anteriormente, o domínio é discretizado em volumes de controlo e o termo convectivo (fluxo invíscido) é aproximado para cada célula  $P$  por uma soma dos fluxos nas faces:

$$\int_S \mathbf{F}_{i,inv} \cdot \mathbf{n}_i dS \approx \sum_f \mathbf{F}_{i,inv,f} \cdot \mathbf{S}_f, \quad (3.94)$$

onde  $\mathbf{F}_{i,inv,f}$  é o fluxo invíscido calculado na face  $f$ .

O esquema KNP distingue-se por utilizar velocidades locais de propagação para construir o fluxo numérico, evitando a necessidade de resolver o problema de Riemann completo de acordo com o seguinte procedimento:

1. Reconstrução dos estados nas faces, ou seja, para cada face  $f$  entre as células  $P$  e  $N$ , reconstrói-se o valor das variáveis conservadas à esquerda ( $\mathbf{U}_f^L$ ) e à direita ( $\mathbf{U}_f^R$ ) da

interface, usando uma interpolação limitada como por exemplo o MUSCL ou o Van Leer.

2. Cálculo das velocidades locais de propagação através da determinação das maiores e menores velocidades características (valores próprios do jacobiano do fluxo invíscido nos estados reconstruídos):

$$a_f^+ = \max(0, \lambda_{\max}(\mathbf{U}_f^L), \lambda_{\max}(\mathbf{U}_f^R)), \quad (3.95)$$

$$a_f^- = \min(0, \lambda_{\min}(\mathbf{U}_f^L), \lambda_{\min}(\mathbf{U}_f^R)), \quad (3.96)$$

onde  $\lambda_{\max}$  e  $\lambda_{\min}$  são os maiores e menores valores próprios do jacobiano  $\partial \mathbf{F}_{i,inv} / \partial \mathbf{U}$ , respetivamente.

3. Cálculo do fluxo invíscido que é então dado por:

$$\mathbf{F}_{i,inv,f}^{\text{KNP}} = \frac{a_f^+ \mathbf{F}_{i,inv}(\mathbf{U}_f^L) - a_f^- \mathbf{F}_{i,inv}(\mathbf{U}_f^R)}{a_f^+ - a_f^-} + \frac{a_f^+ a_f^-}{a_f^+ - a_f^-} (\mathbf{U}_f^R - \mathbf{U}_f^L). \quad (3.97)$$

O primeiro termo do lado direito representa uma média ponderada dos fluxos de cada lado da interface, enquanto o segundo termo fornece uma difusão numérica adaptativa, proporcional ao salto nas variáveis conservadas.

O esquema central-upwind de Kurganov-Noelle-Petrova é reconhecido pela sua robustez, simplicidade e elevada resolução, sendo particularmente adequado para problemas com geometrias complexas e fluxos com descontinuidades [226, 225]. O método é de segunda ordem se a reconstrução espacial for de segunda ordem e não requer a resolução explícita do problema de Riemann, utilizando apenas os valores próprios locais. Esta possibilidade de as velocidades locais poderem ser calculadas diretamente a partir das variáveis locais das células adjacentes sem necessidade de construir ou diagonalizar o jacobiano do fluxo invíscido é frequentemente designada por Jacobian-free, sendo destacada por Casseau [118] e Greenshields et al. [225] como uma das principais vantagens do esquema central-upwind para aplicações de engenharia.

Apesar das vantagens do esquema central-upwind de KNP em termos de robustez, simplicidade e ausência de oscilações artificiais (não físicas), este método apresenta também algumas limitações. Em particular, destaca-se o seu carácter dissipativo, o que pode conduzir a uma previsão menos precisa dos fenómenos próximos da parede (*near-wall effects*), quando comparado com esquemas mais sofisticados da família AUSM (Advection Upstream Splitting Method), como o AUSM<sup>+</sup>-up [228] e o AUSMDV [229], ou ainda com o solver de Riemann HLLC (Harten-Lax-van Leer-Contact) [230]. Isto requer uma malha de volumes finitos de qualidade superior. Em particular, para cenários típicos de reentrada hipersónica traduz-se na necessidade de utilizar uma malha que esteja sempre que possível alinhada com a onda de choque frontal (bow shock), de modo a garantir uma resolução adequada das estruturas de choque e a minimizar os efeitos da dissipação numérica.

### 3.6.9 Discretização do termo difusivo

Para uma variável escalar genérica  $\phi$ , o termo difusivo pode ser escrito na formulação de volumes finitos:

$$\sum_f (\Gamma \nabla \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f, \quad (3.98)$$

onde  $\Gamma$  é o coeficiente difusivo (como a viscosidade ou a difusividade térmica) e a soma é feita sobre todas as faces  $f$  do volume de controlo.

Devido à natureza elíptica e simétrica do operador difusivo, a discretização espacial é geralmente realizada utilizando o esquema de diferenças centrais, que garante consistência, precisão e estabilidade numérica. Assim, o gradiente na face  $f$  é aproximado por:

$$(\nabla \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f \approx \frac{\phi_N - \phi_P}{d} S_f, \quad (3.99)$$

onde  $\phi_P$  e  $\phi_N$  são os valores de  $\phi$  nos centróides dos volumes de controlo  $P$  e  $N$ ,  $d = |\mathbf{d}|$  é a distância entre os dois centróides, tal como representado da Figura 3.2 e  $S_f = |\mathbf{S}_f|$  é a área da face  $f$ .

Em malhas não ortogonais, isto é, quando o vetor  $\mathbf{S}_f$  não está alinhado com a linha que une os centróides  $P$  e  $N$ , esta aproximação pode introduzir erros significativos, especialmente em regiões com elevada distorção da malha [231, 221]. Para corrigir este efeito, é comum decompor o gradiente na face em duas componentes: uma ao longo da direção de  $\mathbf{d}$  (componente ortogonal) e outra perpendicular a essa direção (componente não ortogonal):

$$(\nabla \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f \approx \underbrace{\frac{\phi_N - \phi_P}{d} S_{f,\perp}}_{\text{Componente ortogonal}} + \underbrace{\left[ (\nabla \phi)_f \cdot \left( \mathbf{S}_f - \mathbf{d} \frac{S_{f,\perp}}{d} \right) \right]}_{\text{Correção não ortogonal}}, \quad (3.100)$$

onde  $S_{f,\perp}$  é a projeção de  $\mathbf{S}_f$  na direção de  $\mathbf{d}$ . A primeira parcela corresponde à aproximação ortogonal clássica, enquanto a segunda parcela representa a correção não ortogonal.

Na prática, o termo de correção não ortogonal pode ser avaliado por diferentes métodos, sendo comum a utilização do gradiente interpolado nas faces (por exemplo, através do método de Green-Gauss ou Least Squares). A magnitude desta correção depende do grau de não ortogonalidade da malha: quanto maior a não ortogonalidade, maior a importância da correção para garantir a precisão e evitar erros de difusão artificial [231, 221]. O uso destas correções é fundamental em CFD para assegurar a precisão e estabilidade das soluções, sobretudo em malhas complexas e não estruturadas, sendo uma prática implementada em códigos comerciais e open-source como o OpenFOAM.

### 3.6.10 Discretização do termo fonte

O termo fonte volumétrico associado a uma variável genérica  $\phi$  é integrado no contexto dos volumes finitos através da avaliação do seu valor no centro do volume de controlo  $P$ ,

$$\int_t^{t+\Delta t} W_P^\phi V_P dt \approx W_P^\phi V_P \Delta t. \quad (3.101)$$

Esta abordagem assume que o termo fonte mantém-se aproximadamente constante ao longo do passo de tempo  $\Delta t$ , o que é geralmente válido para passos de tempo pequenos.

A determinação do termo fonte no centro do volume de controlo é uma prática comum em CFD e que permite uma integração direta e eficiente no sistema algébrico resultante. Para termos fonte dependentes de  $\phi$ , a sua contribuição pode ser posteriormente linearizada, conforme descrito na secção 3.6.4.2, de modo a facilitar a resolução do sistema de equações.

Em casos em que o termo fonte é puramente constante, a sua discretização reduz-se à multiplicação do valor da fonte pelo volume de controlo e pelo passo temporal. Para fontes dependentes de  $\phi$ , a sua estrutura pode ser adaptada para garantir a estabilidade e a convergência do método numérico, sendo a linearização uma técnica fundamental nesse contexto.

### 3.6.11 Condições de fronteira

Na Figura 3.2 vimos a representação de um volume de controlo  $P$  que partilha a face  $f$  com o vizinho  $N$ . Nos limites do domínio computacional, em que não há VC vizinhos a  $P$ , a face pertence exclusivamente a  $P$  e é necessário especificar condições de fronteira que reflitam a realidade física do problema a ser simulado. Existem diversos tipos de condições de fronteira. No entanto, duas das mais utilizadas são as condições de fronteira de Dirichlet e de Neumann. Em termos matemáticos, estas correspondem, respetivamente, a uma condição em que é especificado um valor e a uma condição em que é especificado um fluxo.

Considerando o caso da variável  $\phi$  sendo convectada através de uma entrada e assumindo que a difusão de  $\phi$  é desprezável, a condição de fronteira de Dirichlet pode ser expressa como:

$$\phi_b = \phi_{b,imposto}. \quad (3.102)$$

O fluxo na fronteira pode ser calculado diretamente a partir do valor de  $\phi$ , especificado na Equação 3.102 da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}_b^\phi \cdot \mathbf{S}_b &= \mathbf{J}_b^{\phi,C} \cdot \mathbf{S}_b \\
&= (\rho \mathbf{u} \phi) \cdot \mathbf{S}_b \\
&= FluxoP_b \phi_P + FluxoV_b \\
&= (\rho \mathbf{u}_b \cdot \mathbf{S}_b) \phi_b = \dot{m}_f \phi_{b,imposto} .
\end{aligned} \tag{3.103}$$

Onde o coeficiente  $FluxoP_b = 0$  e o termo  $FluxoV_b = \dot{m}_f \phi_{b,imposto}$ , com  $\dot{m}_f$  correspondendo ao caudal mássico do fluido que atravessa a face  $f$ .

A condição de fronteira de Neumann pode ser escrita matematicamente na forma:

$$\mathbf{J}_b^\phi \cdot \mathbf{S}_b = \underbrace{\mathbf{J}_b^\phi \cdot \mathbf{n}_b}_{\text{Fluxo imposto}} S_b = q_{b,imposto} S_b, \tag{3.104}$$

onde o valor de  $q_{b,imposto}$  representa o fluxo imposto e é definido a partir dos dados do problema em estudo. Neste caso, o coeficiente  $FluxoP_b = 0$  e o termo  $FluxoV_b = q_{b,imposto} S_b$ . No regime de meio contínuo, como é o caso em estudo, a velocidade e a temperatura do gás na vizinhança de uma parede encontram-se em equilíbrio com a superfície, sendo aplicadas condições de fronteira de não deslizamento. Assim, para uma parede estacionária, tem-se:

$$u_s = 0 \quad \text{e} \quad T = T_{\text{parede}}, \tag{3.105}$$

onde  $u_s$  representa a velocidade de deslizamento tangencial na parede e  $T_{\text{parede}}$  corresponde à temperatura imposta na superfície.

### 3.6.11.1 Condições de deslizamento

No limite do regime de meio contínuo, à medida que o número de Knudsen local aumenta, a frequência das colisões entre as partículas junto à parede torna-se insuficiente, passando a ser adotadas condições de fronteira de deslizamento. Para uma parede estacionária, considerando um sistema de coordenadas em que  $x$  corresponde à direção tangencial à parede e  $n$  à direção normal à parede orientada para o interior do fluido, recorre-se habitualmente à condição de deslizamento de Maxwell para a velocidade [232], que pode ser expressa como:

$$u_s = A \frac{2 - \alpha_u}{\alpha_u} \lambda \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{\text{parede}} + \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho T_{tr}} \left. \frac{\partial T_{tr}}{\partial n} \right|_{\text{parede}}, \tag{3.106}$$

onde o primeiro termo representa o deslizamento devido ao gradiente de velocidade e o segundo termo o deslizamento induzido por gradientes de temperatura. A constante  $A$  é normalmente definida como  $A = \sqrt{\frac{2}{\pi}}$  e  $\alpha_u$  representa o coeficiente de acomodação do momento linear tangencial [233], que do ponto de vista físico quantifica a fração do

momento linear tangencial das moléculas do gás transferida para a superfície durante as colisões.

Por outro lado, os efeitos do aumento do número de Knudsen traduzem-se numa temperatura do gás junto à parede diferente do valor imposto na superfície, sendo esta discrepância geralmente tratada através da condição de salto de temperatura de Smoluchowski [234], que é dada por:

$$T = T_{\text{parede}} + \frac{2 - \alpha_T}{\alpha_T} \frac{2\gamma}{Pr(\gamma + 1)} \lambda \left. \frac{\partial T_{tr}}{\partial n} \right|_{\text{parede}}, \quad (3.107)$$

onde  $\alpha_T$  é o coeficiente de acomodação térmica, que representa a fração de energia trocada entre as moléculas do gás e a superfície durante as colisões,  $Pr$  corresponde ao número de Prandtl definido como  $Pr = \frac{\mu C_{P_{tr}}}{k_{tr|ve}}$  e  $\gamma$  é a razão entre calores específicos. Nesta tese, assume-se que os coeficientes  $\alpha_u$  e  $\alpha_T$  são iguais a 1, o que elimina a necessidade de conhecer ou estimar valores intermédios que dependem de propriedades microscópicas da superfície e do gás, considerando assim a parede como totalmente difusiva, isto é, com a máxima troca de energia e momento linear entre o gás e a superfície [118]

### 3.6.11.2 Condição de wedge (axisimétrica)

Em problemas de escoamento com geometria axisimétrica assume-se que a solução também o é, ou seja, que as propriedades do fluido não variam na direção circunferencial. Nesses casos, o domínio computacional pode ser reduzido a um segmento em forma de *wedge* (fatia) da geometria completa. A malha computacional passa a conter apenas uma célula na direção circunferencial, reduzindo o problema tridimensional para uma simulação eficiente nas direções axial e radial.

A Figura 3.4 representa uma geometria axisimétrica e o domínio computacional representado por uma fatia do mesmo, utilizando a condição de fronteira de wedge. A condição de wedge é aplicada nas duas faces inclinadas que delimitam a fatia (as superfícies laterais do wedge). Nestas faces, os valores das variáveis  $\Phi_f$  são obtidos a partir do valor no centróide da célula  $\Phi_P$  pela aplicação de um tensor de rotação  $\mathbf{R}$ , que relaciona os campos entre as direções de referência:

$$\Phi_f = \mathbf{R} \Phi_P, \quad (3.108)$$

onde  $\mathbf{R}$  representa a rotação entre o vetor unitário na direção circunferencial da célula e o vetor normal à face do wedge.

Para rodar um vetor unitário  $\mathbf{n}_1$  até  $\mathbf{n}_2$ , o tensor de rotação  $\mathbf{R}$  pode ser definido pela fórmula de Euler–Rodrigues [220, 235]:

$$\mathbf{R} = c\mathbf{I} + (1 - c)\mathbf{k}\mathbf{k}^T + \sin \theta[\mathbf{k}]_{\times}, \quad (3.109)$$

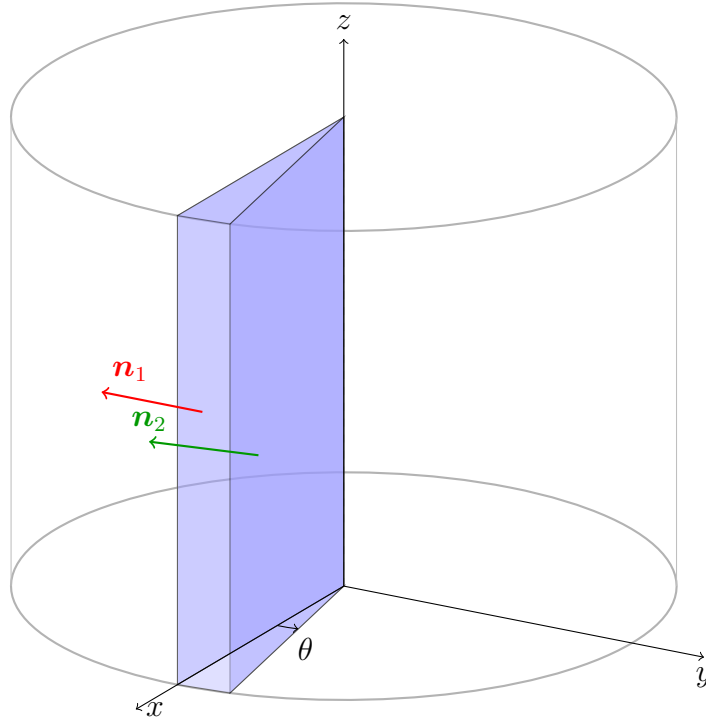


Figura 3.4: Representação tridimensional do cilindro completo com destaque para a fatia (wedge), utilizada para simulações axisimétricas no OpenFOAM. A condição wedge aplica-se nas faces inclinadas com normais  $\mathbf{n}_1$  e  $\mathbf{n}_2$ .

onde

- $c = \cos \theta$ ,
- $\theta$  é o ângulo entre  $\mathbf{n}_1$  e  $\mathbf{n}_2$ ,
- $\mathbf{k} = \frac{\mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2}{\|\mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2\|}$  é o eixo de rotação,
- $[\mathbf{k}]_{\times}$  é a matriz do produto vetorial de  $\mathbf{k}$ .

### 3.6.11.3 Condições de catalicidade na parede

De modo a investigar numericamente os efeitos da atividade catalítica na parede nas propriedades do escoamento e no controlo de escoamentos por MAD, são considerados dois tipos de parede: a parede não catalítica e a parede totalmente catalítica.

Uma parede não catalítica não promove a ocorrência de reações, o que implica que a composição do gás à superfície corresponde à da célula adjacente à parede. A condição de fronteira para a fração mássica de cada espécie  $s$  junto à parede é:

$$\left. \frac{\partial Y_s}{\partial n} \right|_{\text{parede}} = 0, \quad (3.110)$$

ou, de forma equivalente, o fluxo difusivo normal de cada espécie  $s$  é nulo:

$$\mathcal{J}_{s,n}|_{\text{parede}} = 0. \quad (3.111)$$

Por outro lado, numa parede totalmente catalítica, todas os átomos e iões que atingem a parede são recombinados de maneira a formar a espécie mais estável. Essas recombinações são geralmente acompanhadas de libertação de energia, o que pode provocar o aumento da temperatura nas proximidades da parede, e conseqüentemente o aumento do fluxo de calor para a mesma [34]. A condição de fronteira é:

$$Y_s|_{\text{parede}} = Y_s^{\text{equilíbrio}}, \quad (3.112)$$

onde  $Y_s^{\text{equilíbrio}}$  é a fração mássica de equilíbrio da espécie  $s$  à temperatura da parede. No caso de um escoamento de reentrada atmosférica, para o oxigénio atómico (O) numa parede totalmente catalítica,

$$Y_O|_{\text{parede}} = 0,$$

e para o oxigénio molecular ( $O_2$ ),

$$Y_{O_2}|_{\text{parede}} = Y_{O_2}^{\text{equilíbrio}} = Y_{O_2}^{\text{fluxo livre}}.$$

Existe ainda uma condição intermédia, designada de parede parcialmente catalítica, que exige a definição de um coeficiente de eficiência catalítica, que depende de múltiplos fatores físico-químicos e de dados experimentais detalhados para cada material. O fluxo de recombinação de uma espécie  $s$  na parede é dado por:

$$\mathcal{J}_{s,n}|_{\text{parede}} = -\gamma_s \mathcal{J}_{s,n}^{\text{máx}}, \quad (3.113)$$

onde  $0 < \gamma_s < 1$  é o coeficiente de eficiência catalítica para a espécie  $s$  e  $\mathcal{J}_{s,n}^{\text{máx}}$  é o fluxo máximo possível de recombinação.

Alternativamente,

$$Y_s|_{\text{parede}} = (1 - \gamma_s) Y_s^{\text{gás}} + \gamma_s Y_s^{\text{equilíbrio}}, \quad (3.114)$$

onde  $Y_s^{\text{gás}}$  é a fração mássica da espécie  $s$  no gás junto à parede.

No âmbito da presente tese, de maneira a simplificar a modelação numérica e evitar incertezas associadas a parâmetros desconhecidos, serão considerados os dois extremos (parede não catalítica e parede totalmente catalítica) que permitirão analisar o impacto máximo e mínimo do efeito catalítico e fornecer referências de comparação e limites de variação do desempenho das características e dos parâmetros do escoamento.

### 3.6.12 Resumo do algoritmo de resolução iterativa do sistema de equações Navier-Stokes-Fourier-MAD em não-equilíbrio termoquímico

A Figura 3.5 ilustra o fluxograma do procedimento geral de resolução. As equações fundamentais do escoamento hipersónico com interferências eletromagnéticas são resolvidas utilizando uma malha estruturada num sistema de coordenadas cartesianas no domínio

computacional. O algoritmo é baseado na variação da massa volúmica e recorre ao Método dos Volumes Finitos, sendo implementado no contexto do OpenFOAM. São empregues os módulos de MAD disponíveis no solver open-source hyStrath [236, 191], nomeadamente o modelo de baixo número de Reynolds magnético. Este solver tem por base o reconhecido *rhoCentralFoam* de Greenshields et al. [225], que inclui os esquemas central-upwind de KNP, bem como o *reactingFoam* [237], normalmente utilizado para simulações de combustão subsónica.

No nosso modelo foram ainda implementados os modelos químicos de Gupta'90 [202] e Park'85 [203] para o cálculo das reações em condições hipersónicas e foi construído um novo modelo químico resultante da combinação otimizada de constantes de taxa de reação, tal como apresentado na secção 3.3.

Na literatura, é prática comum os autores selecionarem um modelo específico consoante o regime de escoamento em análise, utilizando por exemplo o modelo de Park'85 para a expansão em tubeiras e o de Dunn e Kang [238] para escoamentos de choque/compressão. Esta especialização implica frequentemente a necessidade de alternar entre modelos, de modo a garantir a validação e a consistência entre diferentes condições de escoamento. Tal como realizado por Cristofolini et al. [239], é habitual em simulações em PWT simular o escoamento de expansão no interior da tubeira recorrendo a um determinado modelo químico, utilizando posteriormente as propriedades do escoamento estimadas à saída da tubeira como condições de entrada para uma nova simulação do escoamento compressível na câmara de teste recorrendo a outro modelo químico mais específico. Sob uma nova perspetiva, o modelo químico criado no âmbito desta tese distingue-se principalmente por ser aplicável tanto em escoamentos hipersónicos em tubeiras (expansão) como em escoamentos externos em torno de veículos hipersónicos (choques/compressão). Isto permite a simulação completa de PWT sem a necessidade de extrapolação de resultados de um regime para outro, reduzindo a incerteza nos resultados e garantindo uma maior coerência física e numérica ao longo de toda a malha computacional.

Relativamente ao módulo MAD, foram implementadas funções para o cálculo dos parâmetros de interação MAD e introduzidas alterações para o cálculo da condutividade elétrica, com a densidade numérica de eletrões obtida a partir da composição química do escoamento (ponto 7 do fluxograma). Foram também acrescentados os termos responsáveis pelo trabalho da força de Lorentz e pela dissipação térmica por efeito de Joule na equação da energia total e na equação da energia vibro-eletrónica (ponto 6 do fluxograma).

Adicionalmente, foram introduzidas modificações através de funções para o cálculo de parâmetros aerodinâmicos e termodinâmicos, tais como a entropia e a entalpia específicas e a angularidade do escoamento.

A simulação começa com a inicialização dos campos do escoamento, utilizando as condições iniciais e as propriedades de transporte (termofísicas, químicas e MAD) impostas. De seguida, começa o processo iterativo com a interpolação das variáveis nas faces das

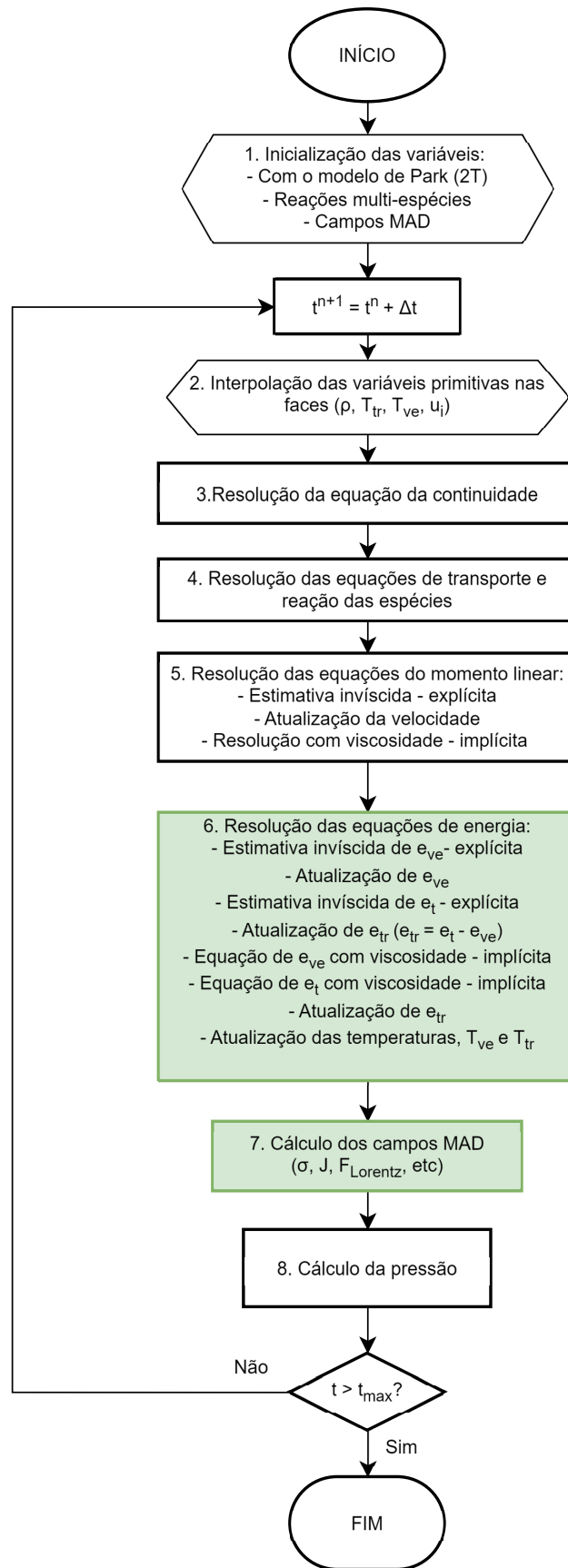


Figura 3.5: Fluxograma do algoritmo de resolução do sistema de equações de Navier-Stokes-Fourier em não equilíbrio termoquímico com interferências MAD.

células. Estas variáveis interpoladas são utilizadas para determinar os termos fonte explícitos para a equação da continuidade, bem como para as equações do momento linear e energia.

Os termos convectivos (fluxos invíscidos) são discretizados utilizando o esquema central-upwind de segunda ordem de KNP. A interpolação de segunda ordem nas faces é obtida através da reconstrução usando os esquemas TVD MUSCL, Van Leer e Minmod. Nos termos difusivos (fluxos viscosos) aplica-se, por sua vez, o esquema de segunda ordem de diferenças centrais, garantindo a precisão espacial adequada. A discretização temporal é realizada recorrendo ao esquema implícito de Euler de primeira ordem, assegurando a estabilidade temporal.

A equação do momento linear é resolvida em dois passos, de acordo com a abordagem de divisão de operadores (operator-splitting) proposta por Greenshields [225]. Num primeiro momento, a equação invíscida é resolvida de forma explícita. De seguida, a velocidade é atualizada e a equação do momento linear viscosa é resolvida, sendo os termos viscosos tratados de forma implícita.

A resolução das diferentes equações de energia segue um procedimento idêntico ao adotado para as equações do momento linear. As equações invíscidas são inicialmente resolvidas, os valores de energia são subsequentemente atualizados e por fim resolvem-se as equações viscosas de forma implícita.

Por último, o cálculo das variáveis eletromagnéticas é realizado assumindo o regime de número de Reynolds magnético baixo e a pressão é determinada pela equação de estado, considerando o comportamento do gás real.



# Capítulo 4

## Validação do Modelo Numérico Desenvolvido e Implementado

Este capítulo dedica-se à validação do modelo numérico desenvolvido e implementado para a simulação de escoamentos hipersônicos em condições de não-equilíbrio termoquímico, considerando interferências eletromagnéticas. O conteúdo está dividido em duas secções principais: a primeira aborda a dinâmica dos gases e a segunda analisa a dinâmica do plasma fracamente ionizado em não-equilíbrio térmico e químico, incluindo reações de ionização com a presença de espécies iónicas, bem como a implementação do modelo de baixo número de Reynolds magnético, permitindo considerar os efeitos das interferências eletromagnéticas no escoamento.

No contexto da validação numérica com ênfase na dinâmica dos gases, serão considerados:

- escoamentos hipersônicos complexos, incluindo fenómenos de aquecimento aerodinâmico, a formação de ondas de choque e a sua interação com a camada limite;
- escoamentos hipersônicos internos em tubeiras.

A validação numérica associada à dinâmica do plasma contará com as seguintes etapas:

- validação de um novo modelo químico desenvolvido para descrever o escoamento multiespécie, incluindo reações de ionização;
- validação do modelo numérico magnetoaerodinâmico (MAD), baseado na aproximação de baixo número de Reynolds magnético, utilizando o modelo químico desenvolvido.

### 4.1 Dinâmica de gases

As ondas de choque, formadas como discontinuidades no escoamento, são fundamentais na aerodinâmica hipersónica, influenciando significativamente as cargas térmicas e aerodinâmicas sofridas pelos veículos aeroespaciais. Nesta secção será analisada a fiabilidade do modelo numérico desenvolvido para captar as ondas de choque e as respetivas interações, bem como os fenómenos aerodinâmicos que ocorrem nos veículos hipersónicos.

#### 4.1.1 Formação de ondas de choque e interações com a camada limite

Tal como demonstrado por Druguet et al. [240], o escoamento em torno de uma geometria de duplo cone constitui um excelente caso de teste para a avaliação da precisão de

Tabela 4.1: Condições do escoamento livre em torno do duplo cone.

Mach	$h_0$ (MJ/kg)	T (K)	$\rho$ (g/m <sup>3</sup> )	U (m/s)	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
12,2	5,44	175	0,499	3246	0,235	0,765

Tabela 4.2: Duplo cone: dimensões das malhas utilizadas no estudo de independência da malha.

Malha	Coarse	Medium	Fine	Very Fine
Nº de pontos nas direções $x \times y \times z$	$128 \times 64 \times 1$	$256 \times 128 \times 1$	$512 \times 256 \times 1$	$768 \times 384 \times 1$

métodos numéricos aplicados às equações de Navier-Stokes compressíveis. Assim, nesta secção será analisado um caso de teste do duplo cone, amplamente utilizado tanto em estudos experimentais como numéricos para investigar estruturas complexas de escoamento compressível no regime hipersónico, em particular com interações entre ondas de choque e a camada limite.

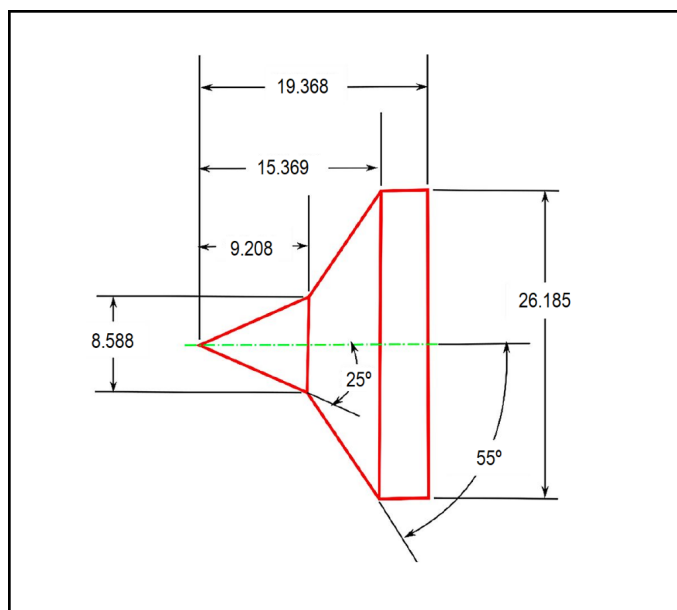
A Figura 4.1 apresenta o modelo de duplo cone do túnel de expansão LENS XX [241] (Figura 4.1a), juntamente com as condições de fronteira aplicadas no domínio computacional (Figura 4.1b). Tendo em conta a natureza axisimétrica do modelo, o domínio de cálculo é definido com um ângulo de 5° entre os planos frontal e posterior, utilizando a condição de fronteira de wedge apresentada na secção 3.6.11.2. Desta forma, a solução representa adequadamente os resultados de uma simulação tridimensional completa.

Foi realizada uma reconstrução numérica das experiências conduzidas por Holden [241], no âmbito de estudos de validação de códigos numéricos, para um número de Mach de 12,2 e entalpia específica de 5,44 MJ/kg, correspondendo a uma temperatura, velocidade e densidade no escoamento livre (*freestream*) de 175 K, 3246 m/s e 0,499 g/m<sup>3</sup>, respetivamente. Na Tabela 4.1 encontram-se apresentados os valores dos parâmetros do escoamento livre, com o fluido composto por uma mistura gasosa biatómica de oxigénio molecular (O<sub>2</sub>) e azoto molecular (N<sub>2</sub>), com frações mássicas de 0,235 e 0,765, respetivamente. O modelo de Park'93 foi usado para calcular as reações químicas. As reações consideradas ocorrem numa mistura de ar com cinco espécies, composta por N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, NO, N e O.

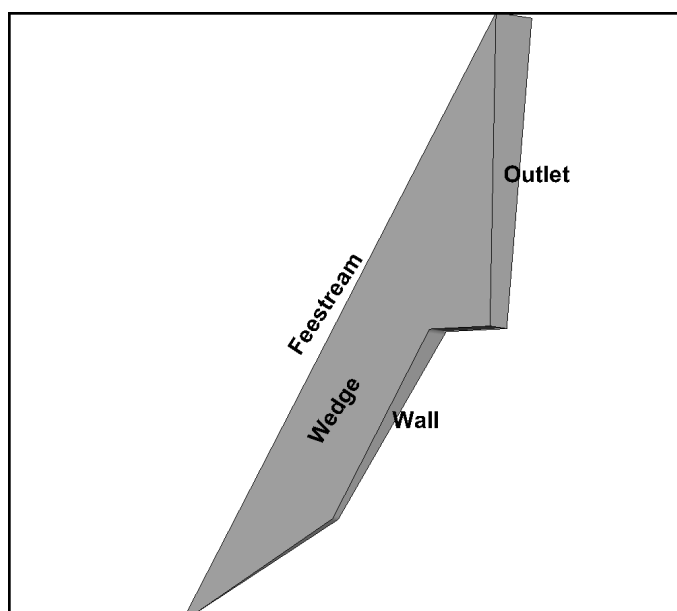
De modo a garantir a independência dos resultados, o mesmo caso foi analisado utilizando diferentes refinamentos da malha. A Tabela 4.2 apresenta as malhas utilizados na análise de independência da malha.

A Figura 4.2 mostra o tamanho da zona de separação (Figura 4.2a) e a posição da coordenada  $x$  do fluxo de calor máximo (Figura 4.2b) em função do número de células. Foi possível verificar que a malha fina, com  $512 \times 256 \times 1$  células, é suficiente para obter soluções independentes, com diferenças inferiores a 1% em relação à malha muito fina. Por isso, a mesma será considerada para as análises subsequentes.

As soluções mostraram uma concordância significativa entre os resultados experimentais e numéricos obtidos, tanto para a distribuição de pressão quanto para o fluxo de calor na superfície (ver Figura 4.3). Observa-se que o fluxo de calor obtido numericamente corresponde de forma bastante precisa aos dados experimentais. Contudo, no caso da distribuição de pressão, a dimensão da zona de separação é subestimada e o valor máximo é ligeiramente sobrestimado, com um desvio de cerca de 0,5 cm em relação aos resultados



(a)



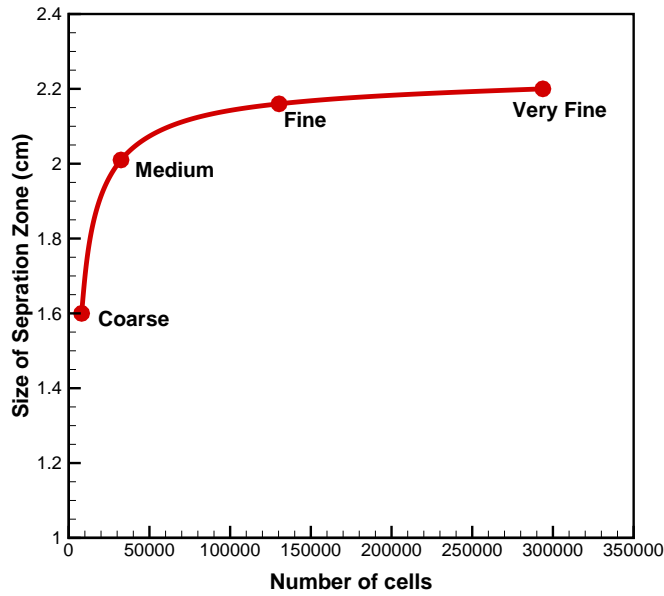
(b)

Figura 4.1: Modelo de duplo cone: (a) Parâmetros geométricos (dimensões em cm); (b) Domínio de solução e condições de fronteira, considerando uma fatia da geometria 3D (wedge), tirando assim partido da axisimetria do problema.

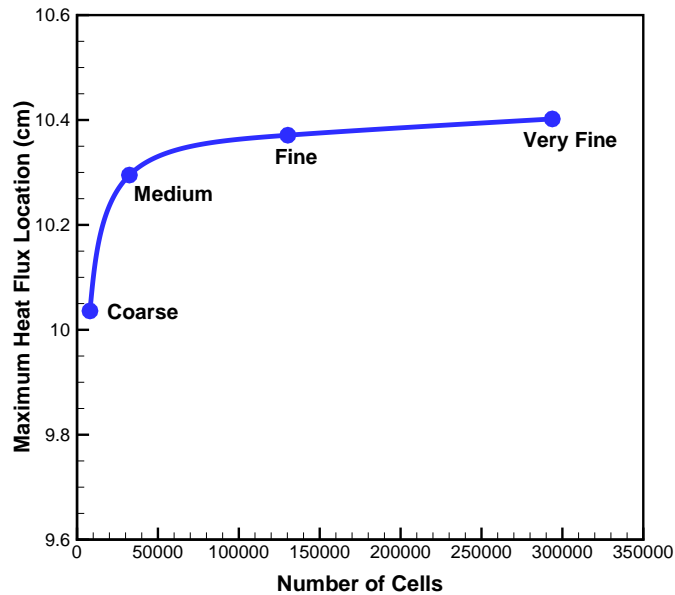
experimentais. Apesar disso, a dimensão da zona de separação calculada é de aproximadamente 1,26 cm, o que representa um desvio de apenas 0,8% face ao valor experimental de 1,27 cm.

Por outro lado, o valor máximo da pressão encontra-se de acordo com os resultados de validação reportados na literatura [132]. Assim, comprova-se a precisão e adequação do atual modelo numérico para aplicação em escoamentos hipersônicos desta natureza.

Como se pode observar pelos contornos da pressão e do número de Mach, Figura 4.4, a onda de choque oblíqua, formada pelo primeiro cone, e a onda de choque destacada,



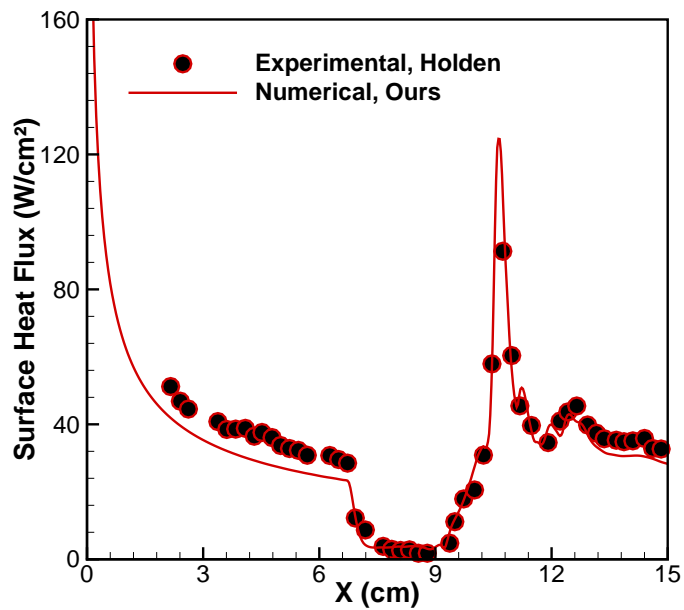
(a)



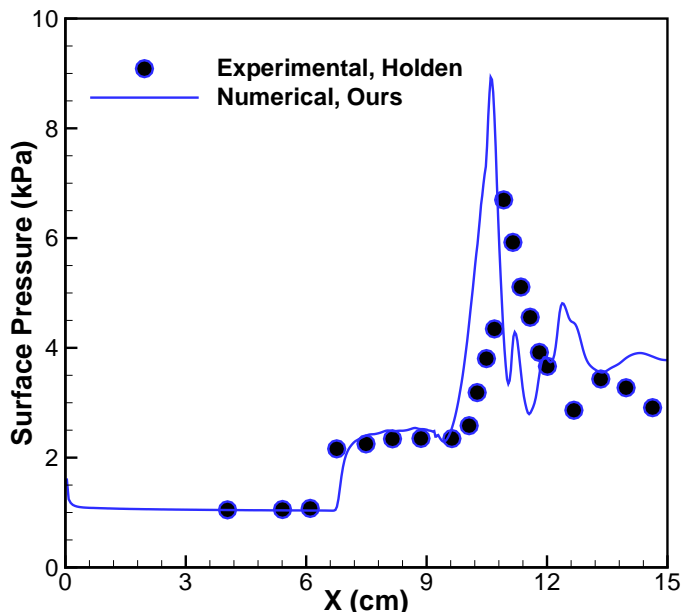
(b)

Figura 4.2: Análise de convergência para o caso do duplo cone. (a) Tamanho da zona de separação ; e (b) posição do fluxo de calor máximo.

gerada pelo segundo cone, incidem sobre a superfície do segundo cone e interagem com a camada limite a aproximadamente  $X = 10$  cm. Estas interações explicam o aumento abrupto do fluxo de calor e da pressão superficial na superfície do segundo cone verificados na Figura 4.3.



(a)



(b)

Figura 4.3: Validação do código: (a) Fluxo de calor com um máximo no ponto de estagnação, correspondendo ao vértice do cone, e uma redução ao longo do primeiro cone, apresentando posteriormente outro máximo na zona de interação entre as ondas de choque e a camada limite; (b) Pressão ao longo da superfície do duplo cone, com um aumento visível no início da zona de separação e um máximo no segundo cone, correspondente ao ponto de impacto da onda de choque transmitida na superfície.

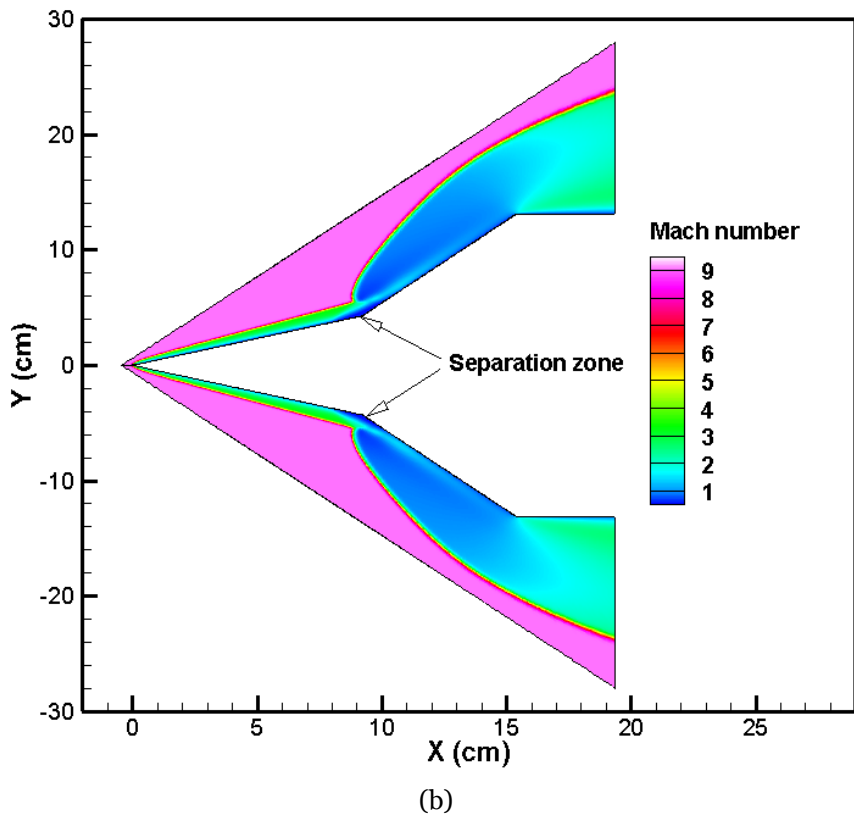
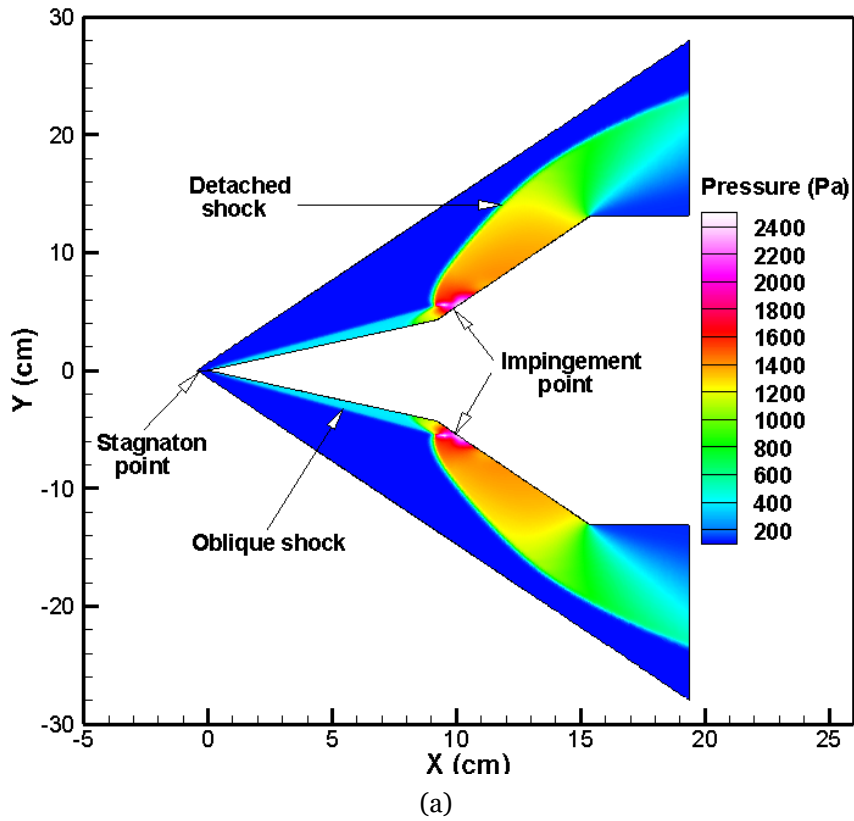


Figura 4.4: Características do escoamento hipersónico em torno do duplo cone: Contornos de pressão (a) e do número de Mach (b). É possível observar a onda de choque oblíqua que se forma a partir do primeiro cone, a onda de choque destacada que se forma a partir do segundo, bem como a interação entre elas e a sua transmissão para a superfície, alimentando a zona de separação do escoamento.

#### 4.1.2 Modelação de fenómenos aerotermodinâmicos

Tabela 4.3: Validação do modelo numérico: condições do escoamento livre.

$h_0$ (MJ/kg)	Mach	U (m/s)	$T_{tr}$ (K)	$T_{ve}$ (K)	P (Pa)
13,4	8,78	4776	694	694	687

Tabela 4.4: Validação do modelo numérico: fração mássica das espécies no escoamento livre.

$N_2$	$O_2$	NO	N	O
0,73555	0,1340	0,05090	1,0E-09	0,07955

Tabela 4.5: Cilindro transversal: análise de convergência da malha.

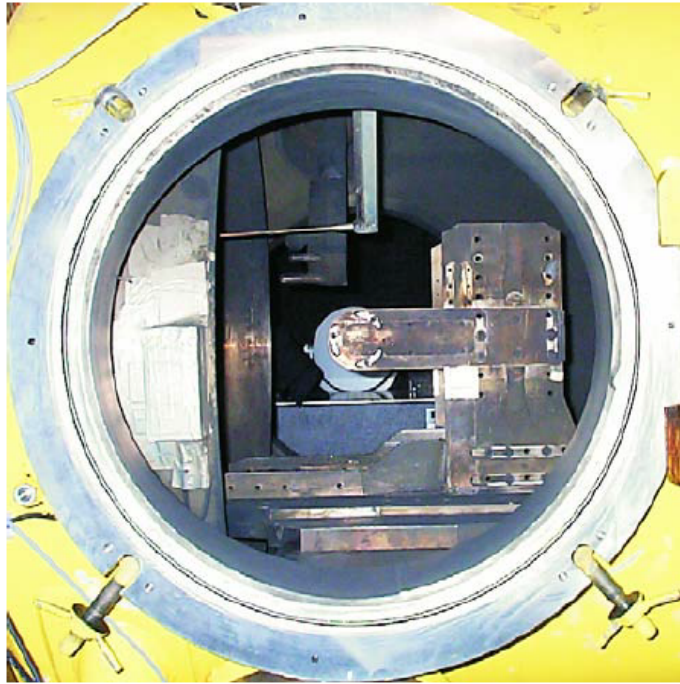
Malha	Coarse	Medium	Fine
Nº de células	17784	46000	115840
Fluxo de calor (MW/m <sup>2</sup> )	3,55	3,82	3,73

A validação do código numérico é realizada com base na simulação dos ensaios experimentais de Schramm [242], conduzidos num cilindro com 45 mm de raio e 380 mm de comprimento no Túnel de Choque de Alta Entalpia de Göttingen (HEG) do DLR.

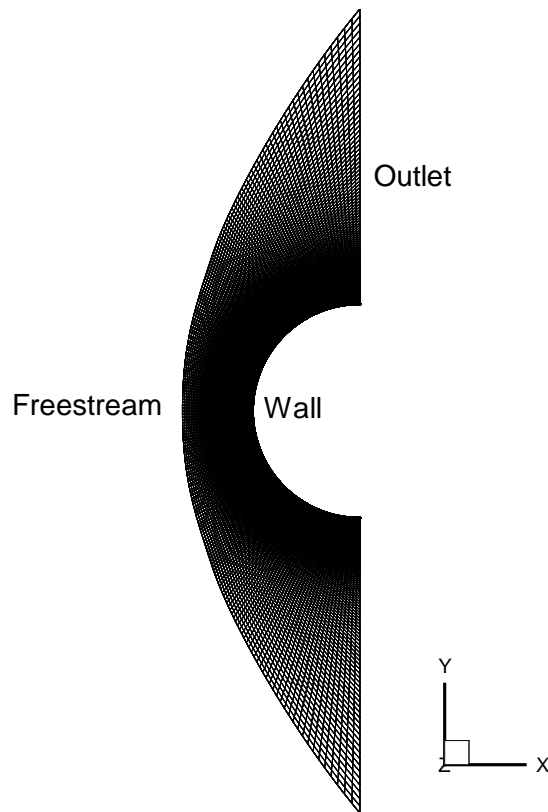
O escoamento livre corresponde a uma mistura de ar parcialmente dissociado, composta por cinco espécies neutras ( $N_2$ ,  $O_2$ , NO, N e O). Para calcular as reações químicas, foi utilizado o modelo de Gupta'90 [202], implementado no âmbito da presente tese. As Tabelas 4.3 e 4.4 apresentam as propriedades do escoamento livre (entalpia de estagnação específica, número de Mach, velocidade, temperaturas trans-rotacional e vibro-eletrónica e pressão estática) e as frações mássicas das espécies utilizadas no teste de validação, respetivamente.

De modo a garantir a fiabilidade das soluções numéricas, foi realizada uma análise de convergência da malha, juntamente com o acompanhamento dos resíduos e a estabilização das propriedades do escoamento ao longo do tempo. A Tabela 4.5 apresenta as malhas utilizadas no estudo de convergência, bem como o respetivo número de células e o fluxo de calor no ponto de estagnação. Verificou-se que o fluxo de calor no ponto de estagnação convergiu com a malha fina, apresentando uma diferença inferior a 2% relativamente à malha média, o que demonstra que esta é suficiente para a obtenção de resultados fiáveis. A Figura 4.5 mostra o cilindro instalado transversalmente na secção de teste do HEG [242] e a malha computacional juntamente com as condições de fronteira utilizadas.

A Fig. 4.6 ilustra as características do escoamento, onde se pode ver a onda de choque frontal que se forma devido a compressão do ar à frente do veículo, e a distribuição do fluxo de calor ao longo da superfície cilíndrica, juntamente com a comparação entre os resultados numéricos obtidos nesta tese e os dados experimentais reportados por Schramm [242]. O fluxo de calor previsto pelo nosso modelo numérico aproxima-se bastante dos valores medidos experimentalmente, com um desvio inferior a 1% relativamente ao valor médio. Este resultado demonstra a precisão do modelo e a sua capacidade para prever os fenómenos aerotermodinâmicos, em particular o aquecimento aerodinâmico em veículos hipersónicos.

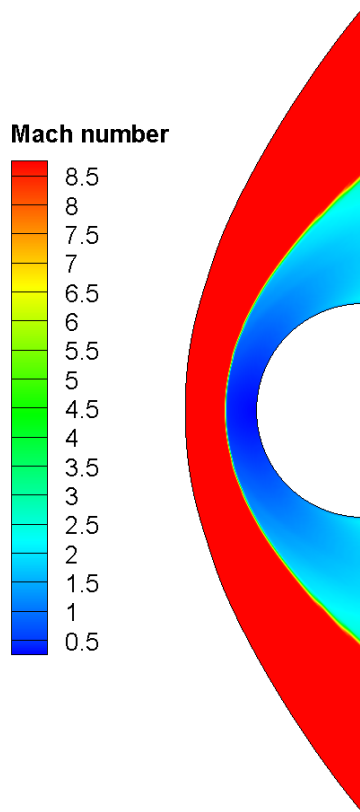


(a)

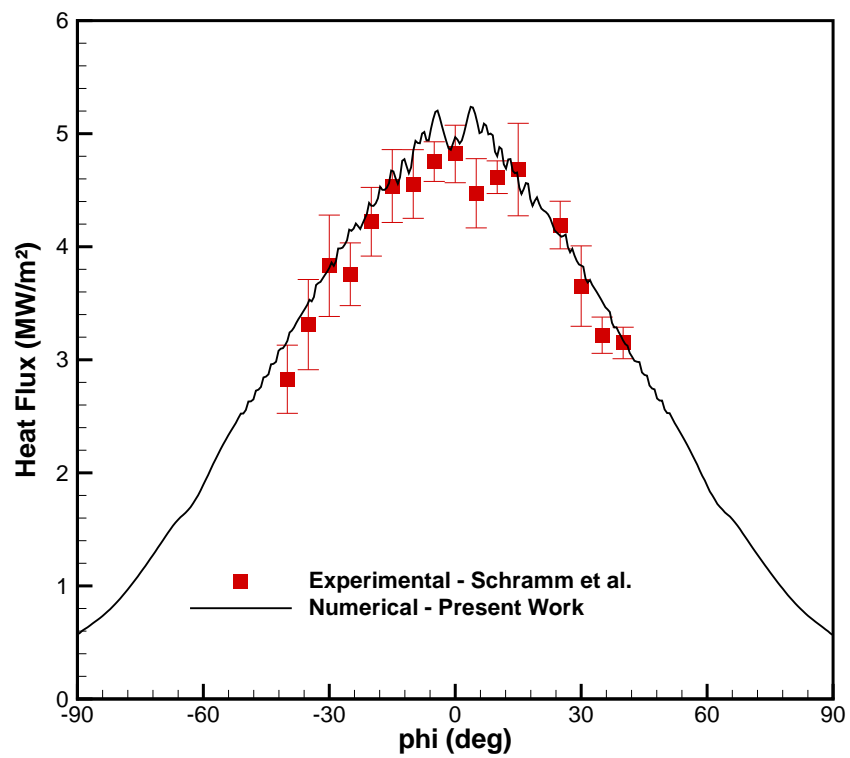


(b)

Figura 4.5: Caso de teste de validação da capacidade do presente código numérico para simular fenómenos de aquecimento aerotermodinâmico em escoamentos hipersónicos de elevada entalpia em não-equilíbrio químico: (a) cilindro transversal montado no túnel de choque HEG; (b) malha computacional de 115840 células e condições de fronteira.



(a) Número de Mach.



(b) Fluxo de calor à superfície.

Figura 4.6: Resultados da validação numérica: (a) Contorno do número de Mach e (b) distribuição do fluxo de calor em função do ângulo  $\phi$ , que a superfície do corpo cilíndrico transversal forma com o eixo  $x$ .

### 4.1.3 Escoamento em tubeiras hipersônicas

Tabela 4.6: Condições de estagnação no reservatório: casos de teste de tubeiras

Caso	$h_0$ (MJ/kg)	$p_0$ (kPa)	$T_0$ (K)	Referência
1	3,3; 7	10335,1	2800; 5600	Gillespie et al. [243]
2	5,97	3447,4	4800	Nagamatsu and Sheer [244]
3	7,56	689,5	6000	Nagamatsu and Sheer [244]

Os casos de teste aqui considerados visam avaliar a fiabilidade do modelo numérico na simulação de escoamentos em tubeiras hipersônicas sob condições de não-equilíbrio termoquímico. Para tal, será realizada uma comparação entre as propriedades do escoamento obtidas numericamente, em particular a temperatura e a pressão estática, com dados experimentais de referência na literatura, considerando diferentes geometrias de tubeiras e condições de ensaio. O objetivo é avaliar a capacidade do modelo em reproduzir com precisão a física do escoamento, nomeadamente o não-equilíbrio térmico através do modelo de duas temperaturas: a trans-rotacional e a vibro-eletrónica.

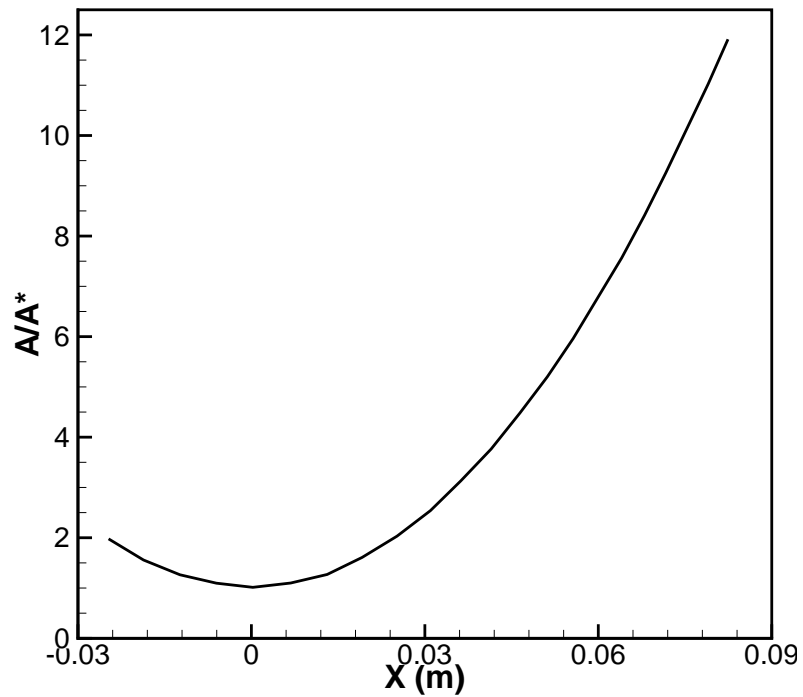
A Tabela 4.6 apresenta as condições de estagnação consideradas no reservatório das tubeiras para cada caso de teste. O Caso 1 corresponde às condições experimentais utilizadas no tubo de choque acionado por arco elétrico EAST (Electric Arc-driven Shock Tube) do Centro de Investigação da NASA-Ames com o objetivo de estudar numericamente a relaxação vibracional do azoto. O número de Mach máximo neste caso é de aproximadamente 3,5.

Os Casos 2 e 3 reportam as condições experimentais realizadas no túnel hipersónico do Laboratório de Investigação da General Electric (GERL) [245] com o objetivo de estudar, entre outros aspetos, os efeitos da relaxação vibracional do azoto em escoamentos hipersónicos em tubeiras. Nestes casos, o número de Mach atinge o valor de 10 à saída da tubeira.

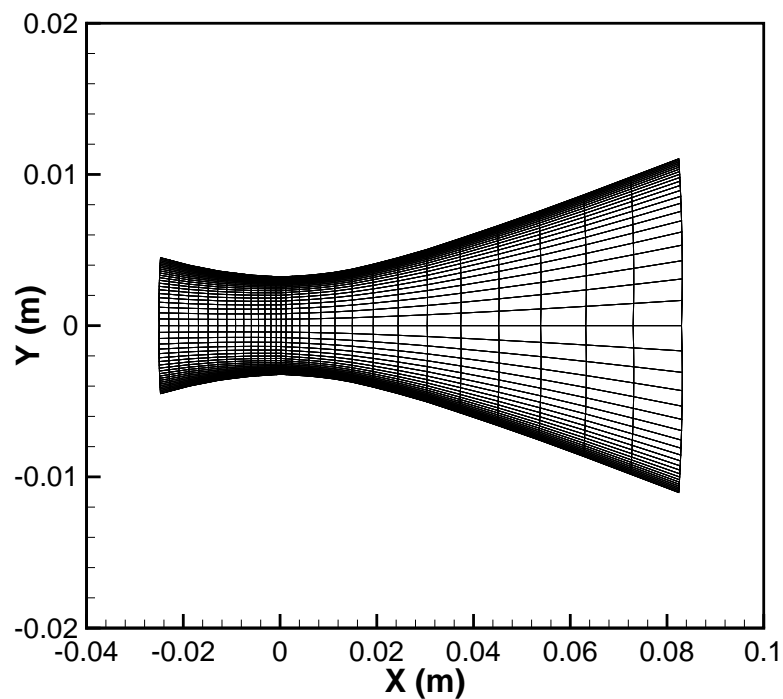
A Figura 4.7 apresenta o perfil da distribuição da área normalizada,  $A/A^*$ , e a malha computacional da tubeira EAST utilizada no presente estudo, em que  $A$  corresponde à área da secção transversal da tubeira e  $A^*$  é a área da garganta. A tubeira convergente-divergente tem um comprimento total de 10,8 cm, com a garganta localizada a 2,5 cm a jusante da entrada. A saída da tubeira encontra-se a 8,3 cm a jusante da garganta e apresenta uma razão de áreas de aproximadamente 12.

A Figura 4.8 apresenta a distribuição da área normalizada junto à garganta, bem como a malha computacional da tubeira do GERL. As coordenadas da primeira parte da tubeira que inclui a secção convergente foram calculadas a partir da distribuição da área normalizada junto à garganta extraída da referência [244]. A secção divergente possui um ângulo de expansão total de  $30^\circ$  e um diâmetro de saída de 61 cm.

Para as simulações numéricas, as condições de entrada correspondem às de estagnação no reservatório, tal como consta na Tabela 4.6. Como consequência da condição de fronteira subsónica imposta na entrada, as componentes da velocidade são extrapoladas a partir do domínio computacional. Além disso, devido à baixa velocidade e elevada massa volúmica nesta região, assume-se que o escoamento se encontra em equilíbrio termoquímico à entrada [246].



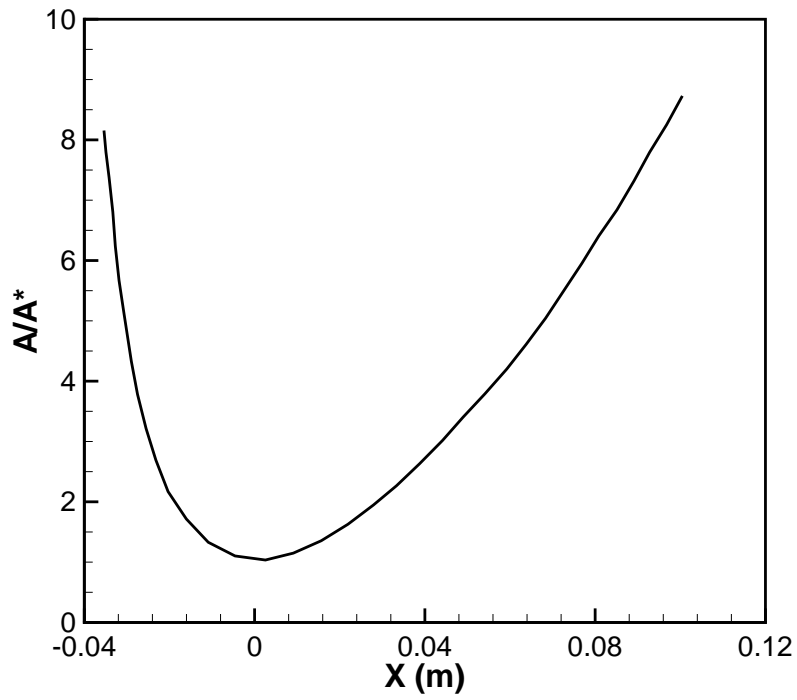
(a)



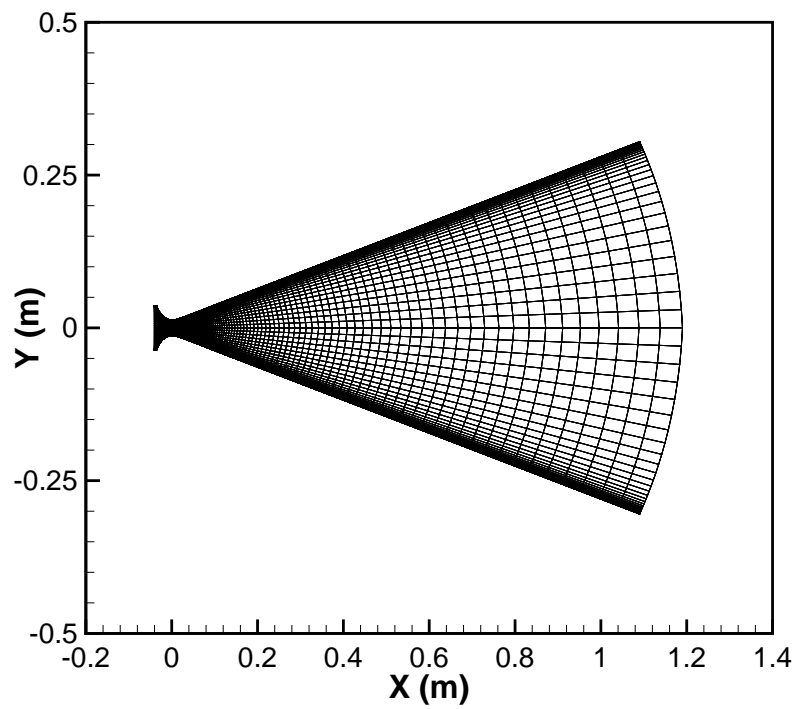
(b)

Figura 4.7: (a) Área normalizada da tubeira EAST; e (b) representação da malha computacional de 682 células.

Nas paredes, foram aplicadas condições de não deslizamento (no-slip) para a velocidade, e a temperatura foi fixada em 300 K. Na saída, foi imposta uma condição de fronteira do tipo supersônico, sendo os valores do campo extrapolados a partir do domínio interno. Adicionalmente, foi realizada uma análise de convergência da malha para cada caso de estudo, de forma a garantir a independência dos resultados em relação à discretização



(a)



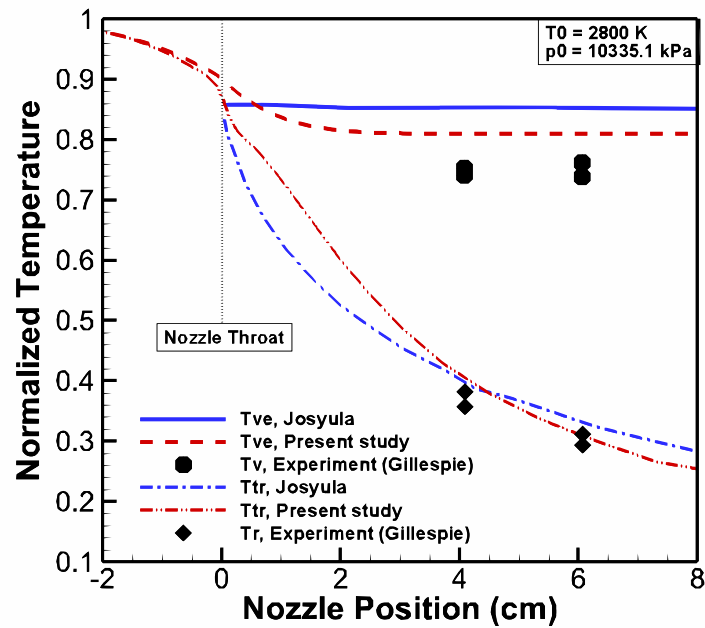
(b)

Figura 4.8: (a) Distribuição da área normalizada da tubeira GERL junto à garganta; e (b) contorno da malha computacional de 5720 células.

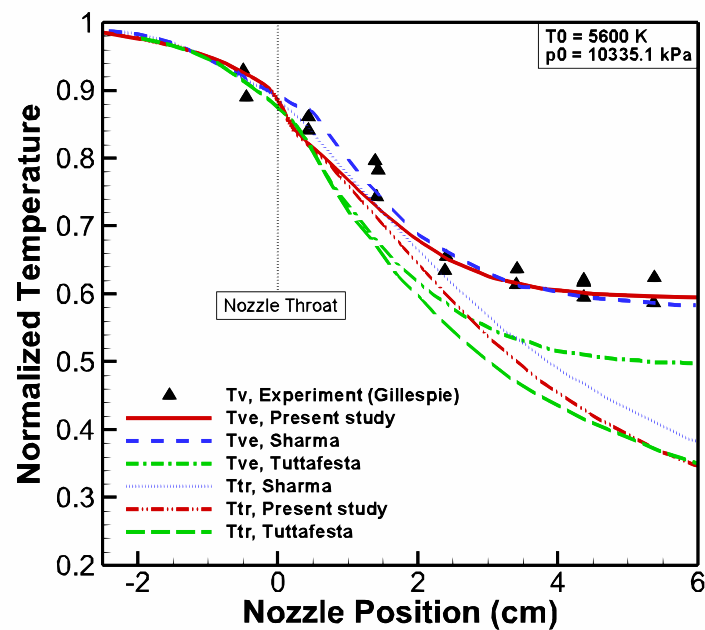
espacial.

#### 4.1.3.1 Validação com base nas experiências de Gillespie [243]

A Figura 4.9 apresenta a comparação entre as medições experimentais e os resultados numéricos para o Caso 1 (ver Tabela 4.6). Os dados foram normalizados pelas duas temperaturas de estagnação do reservatório: 2800 K e 5600 K.



(a)



(b)

Figura 4.9: Temperatura normalizada ao longo do eixo central da tubeira. Comparação entre os dados experimentais e os resultados numéricos. (a)  $T_0 = 2800 \text{ K}$ ; (b)  $T_0 = 5600 \text{ K}$ .

Para a temperatura de estagnação do reservatório de 2800 K, as temperaturas vibro-eletrônica ( $T_{ve}$ ) e trans-rotacional ( $T_{tr}$ ) são comparadas, respectivamente, com as temperaturas vibracional ( $T_v$ ) e rotacional ( $T_r$ ) obtidas experimentalmente. É também apresentada uma comparação com os resultados de Josyula et al. [247], os quais utilizaram igualmente os coeficientes de transferência V-T de Millikan e White, mas com uma geometria de tubeira adaptada e uma simulação que se inicia na garganta.

Como se pode observar pela Figura 4.9(a), o resultado numérico para a temperatura trans-rotacional ajusta-se muito bem à temperatura rotacional experimental, o que confirma não apenas o equilíbrio entre os modos translacional e rotacional, mas também a elevada precisão na estimativa desta temperatura.

Os resultados numéricos atuais para a temperatura vibro-eletrônica situam-se ligeiramente acima dos dados experimentais da temperatura vibracional, mas ainda dentro da margem de erro estimada para escoamentos em expansão segundo Millikan e White [217], [243], o que confirma a capacidade do modelo CFD atual para prever com precisão a temperatura vibracional. Os resultados obtidos por Josyula [247] apresentam um desvio mais acentuado relativamente aos dados experimentais, sendo que, ao longo do eixo da tubeira, a temperatura vibracional permanece praticamente congelada.

Para a temperatura de estagnação do reservatório de 5600 K, o resultado numérico atual para a temperatura vibro-eletrônica segue a tendência dos dados experimentais e apresenta uma excelente concordância com os resultados experimentais, apresentado uma discrepância inferior a 2% ao longo do eixo da tubeira. Foi possível observar que, para esta temperatura de estagnação, o ponto de congelamento da temperatura vibracional desloca-se para jusante, próximo da saída da tubeira, enquanto que para a temperatura de estagnação de 2800 K o mesmo ocorre próximo da garganta da tubeira. Este comportamento indica uma maior transferência de energia entre os modos vibro-eletrônico e trans-rotacional no interior da tubeira para condições de maior temperatura de estagnação. Isto traduz-se também num aumento considerável dos valores da temperatura trans-rotacional, seguido por uma diminuição da temperatura vibro-eletrônica ao longo do eixo da tubeira.

A comparação com os resultados numéricos para a temperatura vibracional de Sharma et al. [248] revelou uma boa concordância com os resultados numéricos atuais para a temperatura vibro-eletrônica. O mesmo não se verificou no caso da temperatura trans-rotacional, onde os resultados atuais apresentaram um perfil de distribuição inferior.

Na ausência de medições experimentais da temperatura translacional/rotacional para este caso, foi realizada uma comparação adicional com resultados numéricos mais recentes de Tuttafesta et al. [249], obtidos com um modelo estado-a-estado (*state-to-state*). No que diz respeito à temperatura vibracional, observou-se uma discrepância mais significativa entre os dados experimentais e os resultados de Tuttafesta, em comparação com os resultados atuais da presente tese. Por outro lado, a temperatura trans-rotacional atual apresenta um perfil de distribuição distinto da temperatura translacional de Tuttafesta, embora os valores coincidam na proximidade da saída da tubeira.

A Figura 4.10 mostra o efeito comparativo da excitação vibracional e das reações químicas

na distribuição de temperatura do escoamento. Neste caso, as reações de dissociação do azoto são calculadas utilizando o modelo de Park'93.

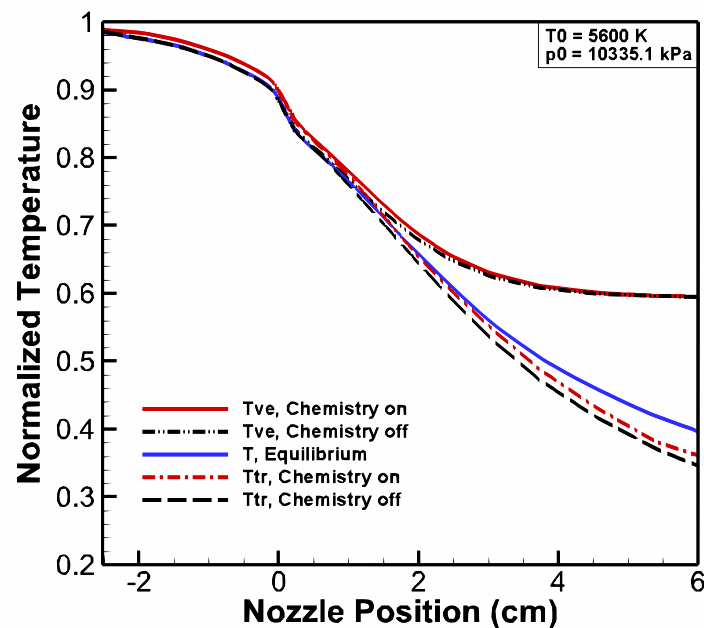
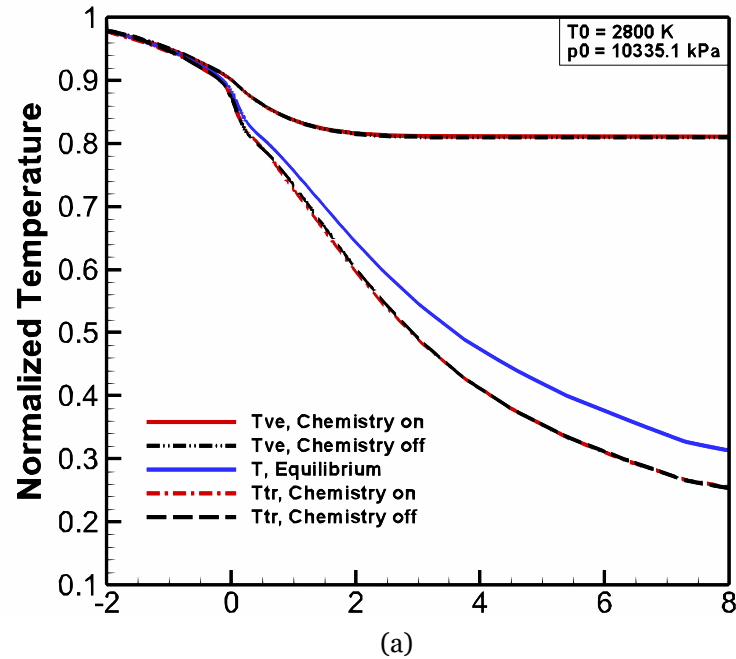


Figura 4.10: Temperatura normalizada ao longo do eixo central da tubeira. Efeitos das reações químicas e da excitação vibracional. (a)  $T_0 = 2800$  K ; (b)  $T_0 = 5600$  K.

Como se pode constatar, para a temperatura de estagnação de 2800 K, a excitação vibracional é bastante evidente, provocando uma diminuição da temperatura trans-rotacional relativamente à temperatura de equilíbrio, enquanto a ausência de reações químicas faz

com que não haja diferenças com a distribuição de temperatura considerando apenas o não-equilíbrio vibracional.

Para a temperatura de 5600 K, os efeitos das reações químicas já começam a ser claramente perceptíveis e estão em boa concordância com as previsões de Holden et al. [250] no que respeita aos efeitos de gás real em veículos hipersônicos. Isto deve-se ao facto de, embora a excitação vibracional das moléculas ocorra a partir de temperaturas em torno de 800 K, as moléculas de azoto começam a dissociar-se apenas aos 4000 K, pelo que a 5600 K já é visível a diferença entre a distribuição de temperatura considerando apenas o não-equilíbrio vibracional (Chemistry off) e considerando o não-equilíbrio vibracional e químico (Chemistry on).

Na presença de reações químicas, a temperatura é superior à verificada quando se considera apenas a excitação vibracional (Chemistry off). A principal razão para esse facto é que, na presença das reações de recombinação dos átomos de azoto durante a expansão na tubeira, a energia química libertada converte-se em energia térmica, causando o consequente aumento da temperatura do gás.

#### **4.1.3.2 Validação com base nas experiências de Nagamatsu e Sheer [244]**

De maneira a avaliar a capacidade do modelo atual de calcular a relaxação vibracional em diferentes condições de pressão e temperatura de estagnação, as medições da pressão estática efetuadas por Nagamatsu e Sheer [244] ao longo do eixo da tubeira do GERL serão utilizadas para identificar o congelamento do modo vibracional durante o processo de expansão na tubeira. As condições de estagnação consideradas correspondem aos casos de teste 2 e 3 (ver Tabela 4.6).

A Figura 4.11 apresenta a comparação entre os resultados numéricos obtidos em condições de equilíbrio e de não-equilíbrio e as medições experimentais da pressão estática. Os dados foram normalizados pelas duas pressões de estagnação do reservatório: 3447,4 kPa e 689,5 kPa, respetivamente.

Em primeiro lugar, verifica-se que os valores da pressão calculados em condições de não-equilíbrio apresentam uma concordância significativamente melhor com os dados experimentais, quando comparados com os resultados obtidos em regime de equilíbrio. Esta boa correspondência evidencia a importância de uma modelação rigorosa deste fenómeno, algo que o modelo atual reproduz de forma robusta, conforme demonstrado pelos resultados obtidos.

A segunda observação é que, para o Caso 3, com menor pressão e temperatura mais elevada, essa concordância é ainda mais evidente. Os efeitos da temperatura de estagnação no processo de relaxação no interior da tubeira foram já analisados na secção anterior e neste caso espera-se um aumento das trocas vibracional-translacionais (V-T) e o consequente adiamento do ponto de congelamento da temperatura vibro-eletrónica, movendo-se mais para jusante da garganta da tubeira. A alta pressão deverá provocar o mesmo efeito, devido ao aumento da taxa das colisões.

Tal como ilustrado na Figura 4.12, o perfil de temperaturas ao longo do eixo da tubeira mostra que, para ambos os casos, o congelamento vibracional ocorre sensivelmente à

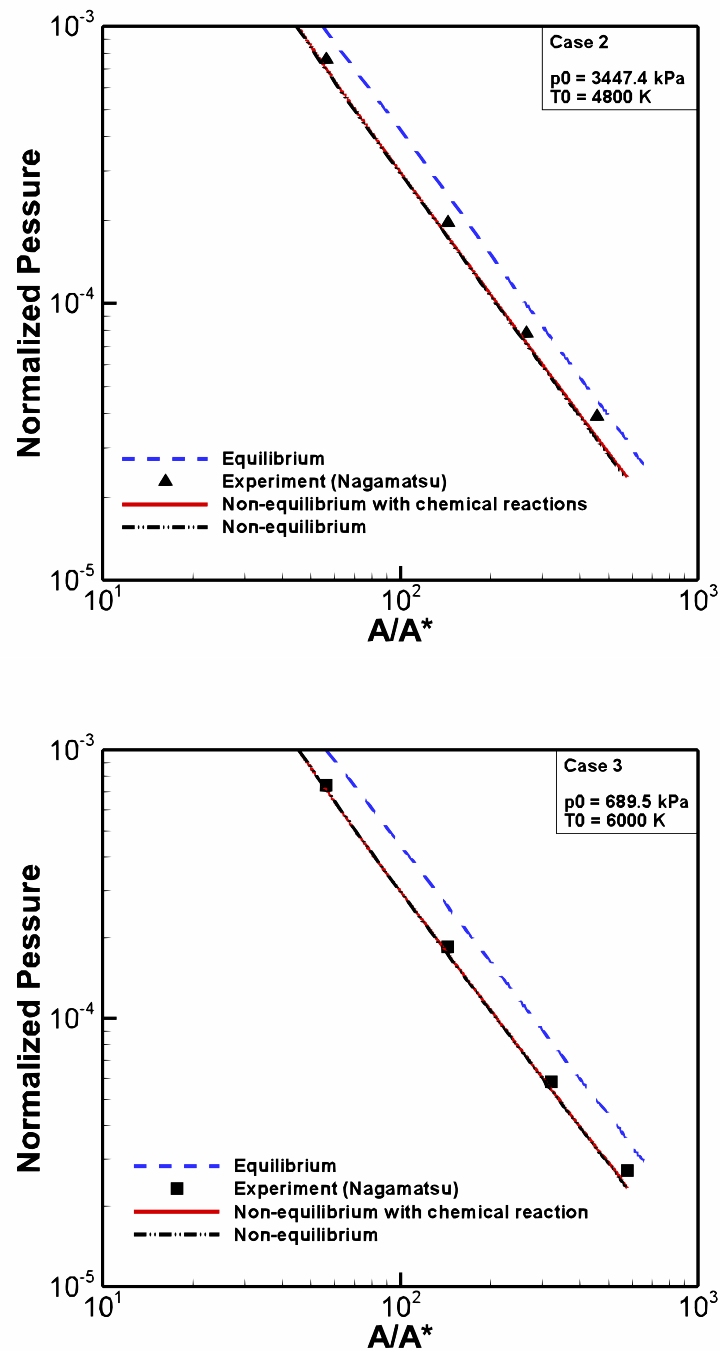


Figura 4.11: Pressão normalizada em função da razão de áreas. Comparação com resultados experimentais.

mesma distância da garganta. Apesar da temperatura de estagnação no Caso 2 ser 1,25 vezes inferior à do Caso 3, a temperatura trans-rotacional apresenta um perfil de distribuição semelhante, o que indica uma troca de energia mais intensa entre os modos vibro-eletrônico e trans-rotacional. Este comportamento justifica-se pela presença de uma maior pressão de estagnação e está em conformidade com a fórmula de Millikan e White [217], que indica que o tempo de relaxação vibracional é inversamente proporcional à pressão. Por sua vez, um tempo de relaxação mais curto conduz a um aumento das trocas V-T, de acordo com a equação de Landau-Teller [216]; ou seja, quanto maior a pressão, menor é

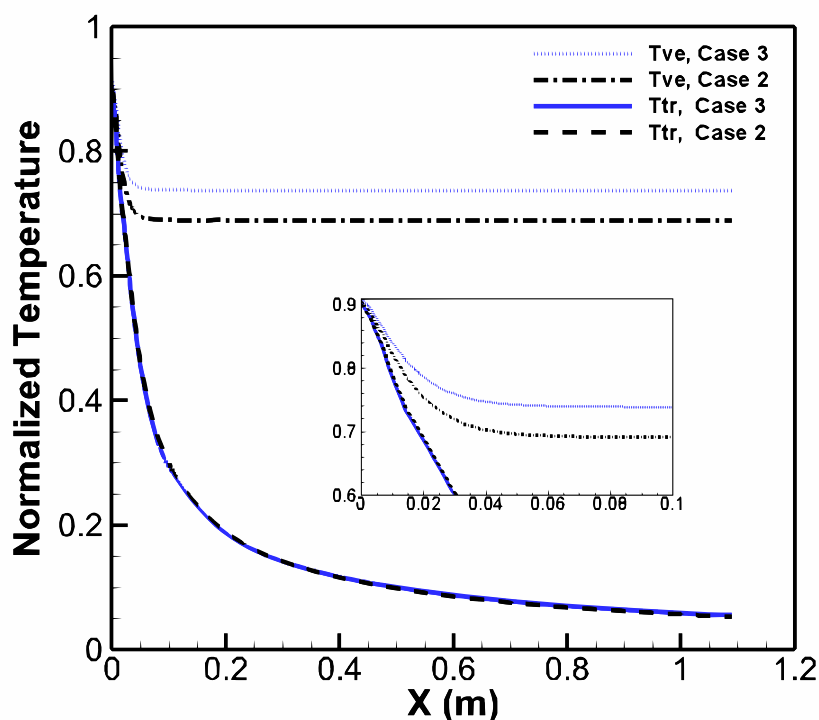


Figura 4.12: Distribuição da temperatura ao longo do eixo central da tubeira para diferentes condições de estagnação.

o tempo de relaxação e mais rapidamente se estabelece o equilíbrio vibracional.

Também é possível constatar pela Figura 4.11 que o efeito das reações químicas na pressão estática não é tão evidente como no caso da temperatura. Os perfis de pressão normalizada obtidos para condições de não-equilíbrio vibracional mostram-se praticamente idênticos em ambos os casos, com e sem reações químicas. Isto deve-se ao facto de a pressão ser uma propriedade macroscópica fortemente condicionada pela conservação do momento linear e pela expansão global do escoamento, sendo por isso menos sensível às alterações nos modos internos de energia, como a excitação vibracional ou as reações de dissociação.

No final deste processo de validação verificou-se que, embora o aumento da pressão contribua para intensificar as trocas vibracional-translacionais (V-T), este fator não parece influenciar significativamente a posição do ponto de congelamento quando se utiliza uma temperatura de estagnação relativamente baixa. Por outro lado, a temperatura não só intensifica as trocas de energia V-T, reduzindo o tempo de relaxação vibracional, como também desloca o ponto de congelamento para jusante, próximo da saída da tubeira. Mais importante ainda, foi possível demonstrar a fiabilidade do modelo atual na simulação de escoamentos em tubeiras hipersónicas sob condições de não-equilíbrio termoquímico.

## 4.2 Dinâmica do plasma com interferências MAD

Nesta secção será apresentada a validação do modelo numérico desenvolvido para a simulação de escoamentos hipersônicos com interações eletromagnéticas. Para esse fim serão utilizados dados experimentais obtidos no túnel de vento PWT SCIROCCO, incluindo medições de temperatura e da densidade eletrônica do escoamento de plasma. Serão também realizados estudos da interação magnetoaerodinâmica em torno de um objeto de teste imerso num escoamento hipersônico de plasma, sem adição de espécies condutoras. Serão realizadas simulações em não-equilíbrio termoquímico, utilizando o novo modelo químico e os diferentes modelos implementados para uma mistura de ar com onze espécies, incluindo as espécies químicas  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $N^+$ ,  $O^+$  e  $e^-$ . Serão consideradas reações de dissociação, permuta, permuta de carga, ionização associativa, ionização por impacto de elétrons e dissociação induzida por impacto de elétrons. Tal como nos restantes casos de validação, procedeu-se à realização de uma análise de convergência da malha, com o intuito de assegurar que os resultados obtidos são independentes da discretização espacial, estabelecendo, deste modo, uma base sólida para uma comparação rigorosa com os dados experimentais. Tendo em vista a investigação a desenvolver no Capítulo 6, dedicada à aplicação do modelo atual ao design e à análise de desempenho de novas tubeiras com perfil contornado concebidas para o PWT SCIROCCO, será aqui apresentada a análise de convergência da malha (secção 4.2.2). Este passo visa lançar as bases para o estudo mais aprofundado que será posteriormente conduzido. Seguidamente, proceder-se-á à validação do novo modelo químico, o qual incorpora as principais reações de ionização responsáveis pela manutenção da condutividade do fluido e pela ativação das interações eletromagnéticas. Esta fase de validação abrangerá tanto o escoamento interno na tubeira do PWT SCIROCCO como o escoamento externo em torno de um objeto de teste cilíndrico na câmara de teste, sendo igualmente avaliada a fiabilidade do modelo numérico na simulação de fenómenos magnetoaerodinâmicos.

### 4.2.1 Condições dos testes de validação

Os testes de validação dizem respeito a experiências de interação magnetoaerodinâmica em escoamento hipersônico de ar puro (sem adição de espécies condutoras), em torno de um objeto de teste cilíndrico montado longitudinalmente na câmara de teste do PWT SCIROCCO [251, 239, 252]. Durante os testes experimentais, o escoamento com entalpia específica total de 16 MJ/kg (no teste N-1) e 12,1 MJ/kg (no teste N-2) foi acelerado na tubeira até atingir um número de Mach de 10. Na câmara de testes foi gerado um campo magnético por intermédio de um solenoide incorporado no interior do próprio objeto de teste.

O túnel de vento de plasma SCIROCCO é capaz de gerar um escoamento hipersônico a baixa pressão e elevada entalpia, com grandes dimensões e à escala dos objetos de teste, podendo atingir uma proporção de até 1:1, e uma duração de teste de até 30 minutos [253]. Consoante o objeto de estudo e as condições de escoamento pretendidas na câmara de teste, é possível utilizar quatro configurações de tubeiras (C, D, E e F). Estas possuem o

Tabela 4.7: Dimensões geométricas das quatro configurações de tubeiras do SCIROCCO [34].

Nozzle	X (m)	$\phi$ (m)	ER
C	2,329	0,903	145
D	3,105	1,153	236
E	3,668	1,353	325
F	5,370	1,954	679

mesmo diâmetro de garganta (de 75 mm), mas diferem entre si em comprimento e diâmetro de saída. A Figura 4.13 apresenta um esquema das quatro configurações de tubeiras do SCIROCCO.

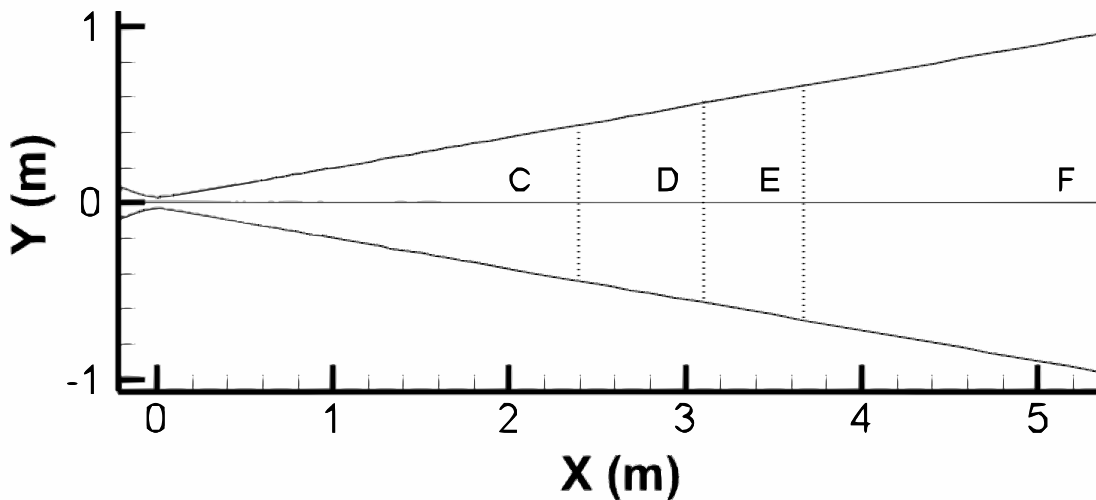


Figura 4.13: As quatro tubeiras do túnel de vento de plasma SCIROCCO. Imagem retirada de [34].

A Tabela 4.7 apresenta a posição axial ( $X$ ), o diâmetro de saída ( $\phi$ ) e a razão de expansão correspondente (ER) para as quatro configurações de tubeiras. A razão de expansão (ER) corresponde à razão entre a área da secção de saída e a área da garganta da tubeira ( $A_{exit}/A^*$ ). Valores distintos de ER permitem obter diferentes números de Mach à saída da tubeira.

A Figura 4.14 representa o domínio computacional da instalação do PWT SCIROCCO utilizado no âmbito da presente tese.

O corpo cilíndrico tem um diâmetro de 300 mm e está posicionado a 0,375 m da saída da tubeira.

Neste trabalho a região de interesse do PWT compreende a tubeira e todas as áreas da câmara de teste circundantes ao corpo cilíndrico, onde as interações magnetoaerodinâmicas são relevantes. A secção superior da câmara de teste encontra-se situada acima da saída da tubeira e está suficientemente afastada do corpo cilíndrico, apresentando zonas em regime subsônico, pelo que não é considerada nas simulações numéricas.

Assim, as fronteiras de saída da câmara de teste apresentam números de Mach superiores à unidade, sendo as propriedades extrapoladas a partir do interior do domínio. Nas paredes da tubeira e na superfície do corpo cilíndrico é assumida a condição de parede

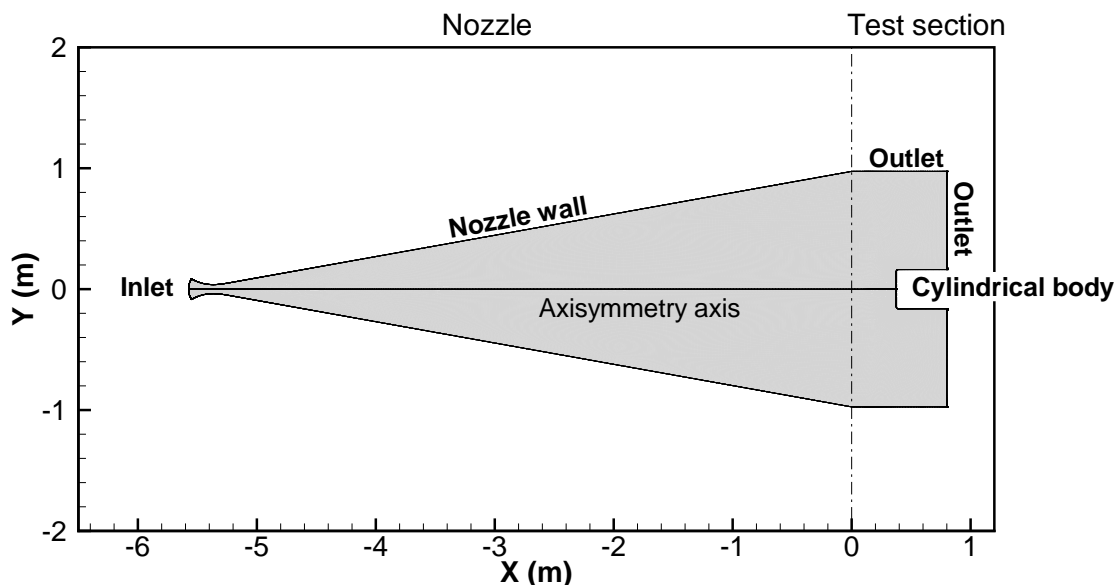


Figura 4.14: PWT SCIROCCO: tubeira e câmara de teste com o corpo cilíndrico. Representação bidimensional do domínio computacional.

Tabela 4.8: Condições dos testes de validação para o escoamento de plasma MAD: fração mássica das espécies à entrada da tubeira.

Teste	O <sub>2</sub>	NO	N	O	N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	NO <sup>+</sup>	N <sup>+</sup>	O <sup>+</sup>	e <sup>-</sup>
N-1	1,37E-4	6,87E-3	2,00E-1	2,29E-1	3,69E-6	3,61E-7	4,52E-4	8,59E-9	6,28E-7	8,38E-9
N-2	1,39E-3	2,02E-2	4,13E-2	2,21E-1	1,69E-7	1,45E-7	144E-4	7,3E-8	5,08E-7	2,67E-9

totalmente catalítica.

À entrada, foram consideradas duas condições distintas, de acordo com os testes realizados. Para o teste N-1 foi adotada uma pressão de estagnação de 250 kPa e uma temperatura de estagnação de 6400 K, enquanto para o teste N-2 a pressão e a temperatura de estagnação foram, respetivamente, de 230 kPa e 5770 K. As frações mássicas das espécies consideradas à entrada para cada caso de teste encontram-se indicadas na Tabela 4.8.

#### 4.2.2 Estudo de independência da malha

A fiabilidade das malhas empregues é avaliada pela estimativa da incerteza de discretização recorrendo ao Índice de Convergência da Malha (Grid Convergence Index, GCI), baseado no método de extrapolação de Richardson [254, 255]. Procedeu-se a um refinamento sistemático da malha computacional, utilizando três malhas distintas: Grid 1, Grid 2 e Grid 3, cada uma caracterizada por diferentes tamanhos de célula. A Tabela 4.9 apresenta as três malhas, bem como o respetivo número de células ( $N$ ) e o espaçamento ( $h$ ). Considerando a natureza axisimétrica do escoamento, as malhas computacionais foram aplicadas apenas a uma secção tridimensional do domínio, com um ângulo de 5° entre os planos frontal e posterior.

A Figura 4.15 apresenta os valores do GCI e as soluções contínuas extrapoladas para o número de Mach, a temperatura trans-rotacional, a temperatura vibro-eletrónica e a pressão

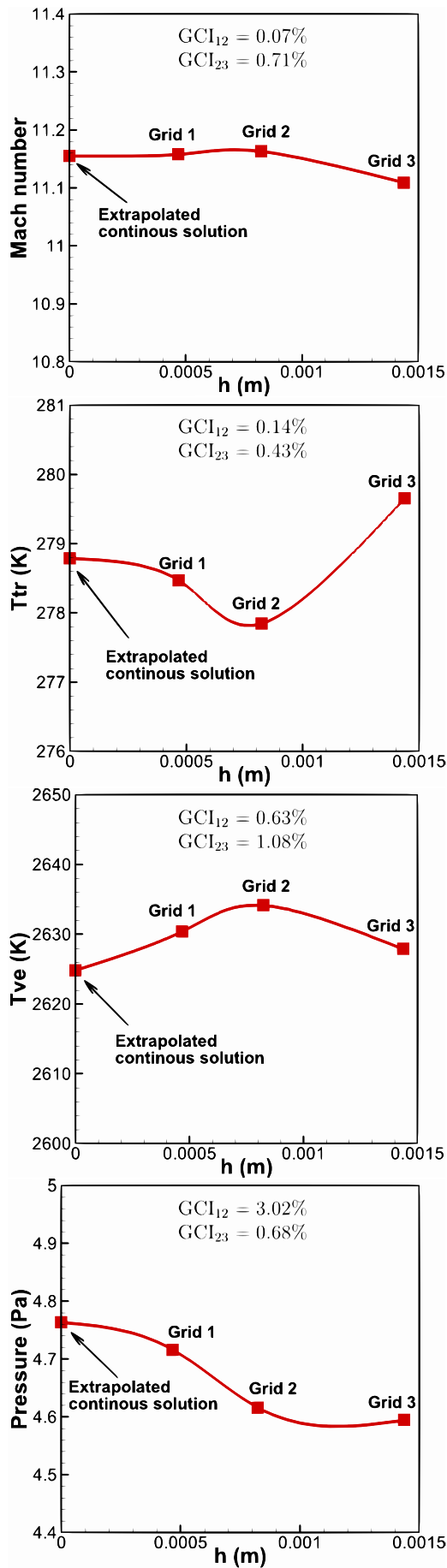


Figura 4.15: GCI e soluções exatas extrapoladas das propriedades do escoamento à saída da tubeira.

Tabela 4.9: PWT SCIROCCO: dimensões das malhas utilizadas no estudo de independência.

	Grid 1	Grid 2	Grid 3
N	82359	33223	13580
h (m)	0,00047	0,00082	0,00144

estática à saída da tubeira. Pela análise do declive das curvas observa-se que as soluções tendem a comportar-se de forma assintótica, com os declives a aproximarem-se de zero desde a malha Grid 1 até à solução extrapolada. Esta tendência confirma que foi alcançada a convergência da malha.

Por outro lado, para além de funcionar como indicador de convergência, o GCI é também proporcional à incerteza numérica introduzida pela discretização do domínio. Assim, pode inferir-se que, ao utilizar a malha Grid 1, a incerteza de discretização é de 0,07% para o número de Mach, 0,14% para a temperatura trans-rotacional, 0,63% para a temperatura vibro-eletrónica e 3,02% para a pressão estática. A malha Grid 1 pode ser utilizada na obtenção dos resultados de validação deste estudo com total confiança na sua precisão.

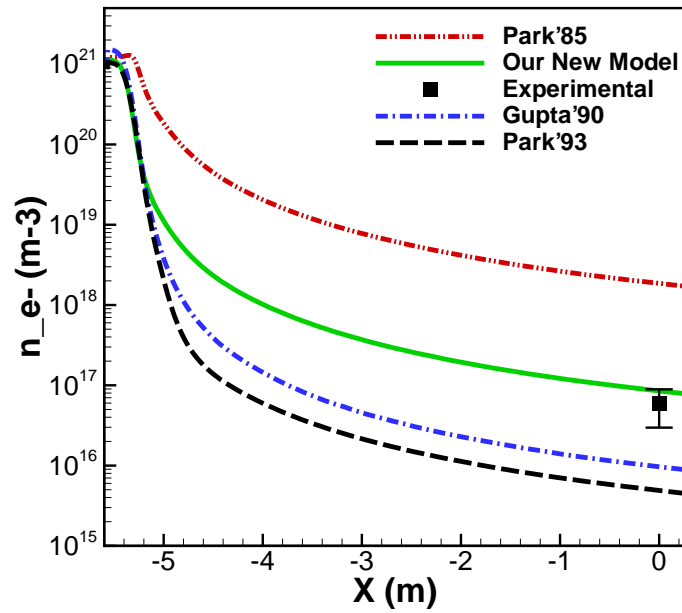
#### 4.2.3 Validação do modelo químico

O parâmetro mais relevante medido nos testes experimentais foi a densidade numérica de eletrões, uma vez que o seu valor no escoamento livre desempenha um papel fundamental na interação entre o plasma e as ondas eletromagnéticas [251, 239]. Para além disso, existem muito poucos dados disponíveis para a validação de códigos numéricos no que respeita à densidade numérica de eletrões.

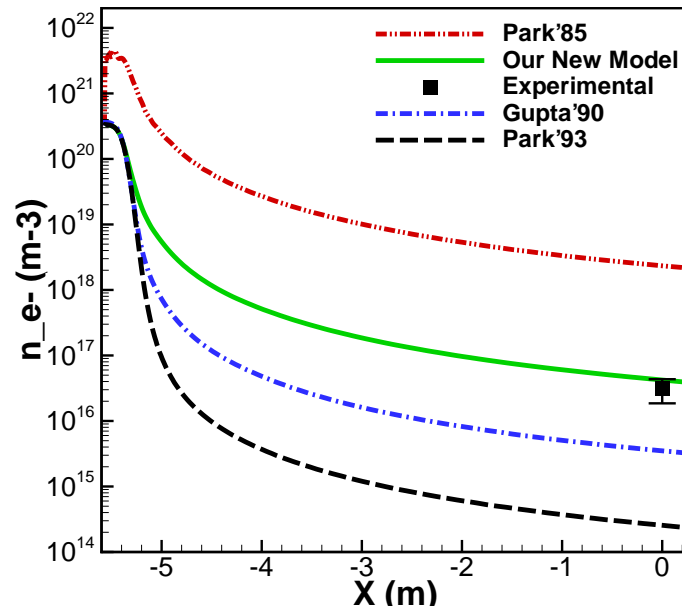
Aqui iremos comparar a densidade numérica dos eletrões calculada computacionalmente com dados experimentais medidos à saída da tubeira. Com o objetivo de avaliar a concordância com os ensaios experimentais foram aplicados diferentes modelos químicos implementados no código no decorrer deste trabalho, incluindo o novo modelo químico desenvolvido. Adicionalmente é efetuada uma comparação com resultados numéricos reportados na literatura. Por fim, os dados experimentais das temperaturas rotacional e translacional à saída da tubeira são comparados com os resultados da temperatura trans-rotacional obtidos através da simulação numérica.

A Figura 4.16 apresenta a distribuição da densidade numérica dos eletrões ao longo do eixo da tubeira para os dois casos de teste, considerando os diferentes modelos químicos, juntamente com os dados experimentais correspondentes à saída da tubeira. A densidade numérica dos eletrões medida experimentalmente é de  $5,94 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \pm 50\%$  e  $3,1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \pm 40\%$ , para os testes N-1 e N-2 respetivamente [251].

Para o teste N-1, observa-se que os modelos de Park'93 e Gupta'90 subestimam a densidade numérica dos eletrões, em comparação com os restantes modelos, enquanto o modelo Park'85 a sobrestima de forma significativa. O novo modelo desenvolvido neste trabalho apresenta um resultado bastante próximo dos dados experimentais, revelando-se o mais adequado para reproduzir os efeitos de não-equilíbrio químico no interior da tubeira. No teste N-2, verifica-se um comportamento semelhante no que diz respeito à proximidade entre os modelos e os dados experimentais, confirmando a fiabilidade do novo mo-



(a)



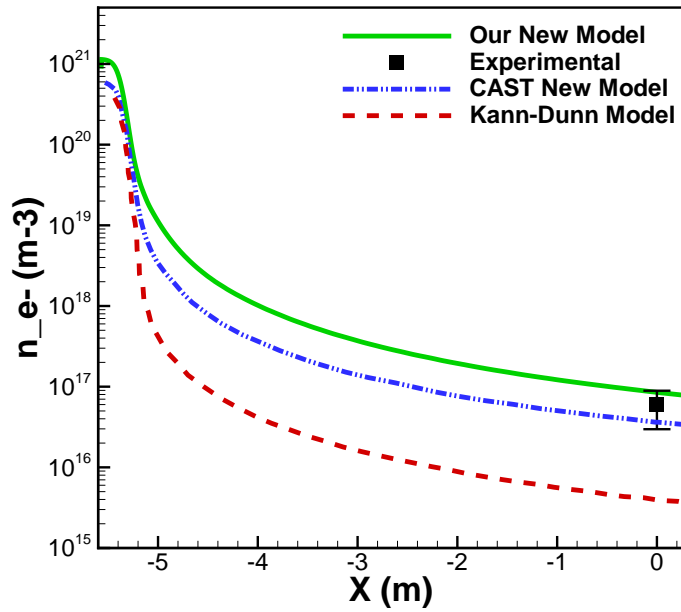
(b)

Figura 4.16: Distribuição da densidade numérica dos elétrons ao longo da tubeira do PWT Scirocco nos testes N-1 (a) e N-2 (b). Comparação entre os dados experimentais medidos à saída da tubeira, retirados de [251], e os resultados numéricos obtidos com diferentes modelos químicos.

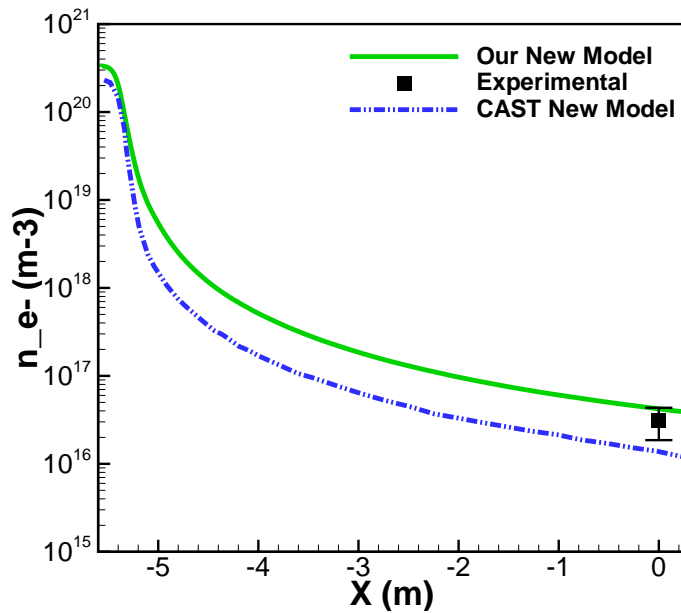
delo proposto na representação precisa do não-equilíbrio termoquímico.

A Figura 4.17 ilustra a comparação entre os resultados numéricos obtidos com o modelo desenvolvido nesta tese (Our New Model) e os dados experimentais, bem como os dos dois modelos utilizados por Cristofolini et al. [239], nomeadamente o CAST New Model e o modelo Kang–Dunn. Para o teste N-1, o modelo desenvolvido nesta tese e o CAST New Model apresentam resultados muito próximos dos dados experimentais, enquanto o modelo Kang–Dunn revela um desvio significativo face a esses dados. No teste N-2, não havendo resultados disponíveis para o modelo Kang–Dunn, a melhor concordância com

os dados experimentais foi alcançada com o nosso novo modelo.



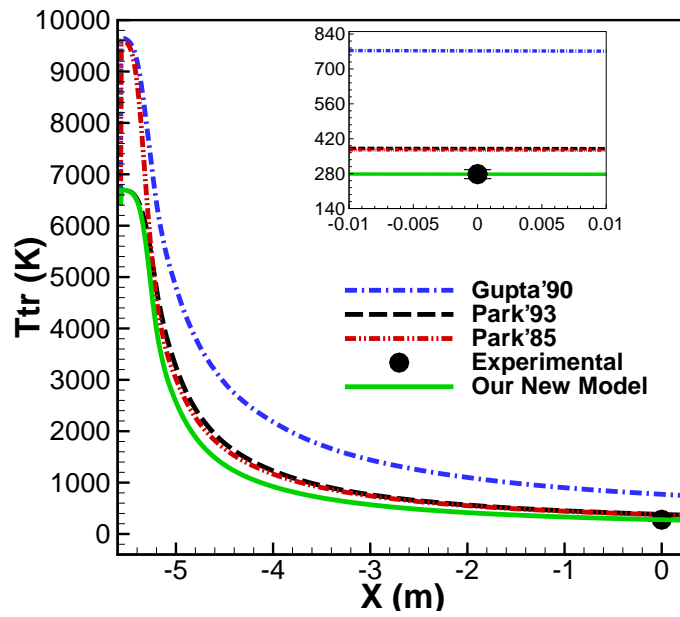
(a)



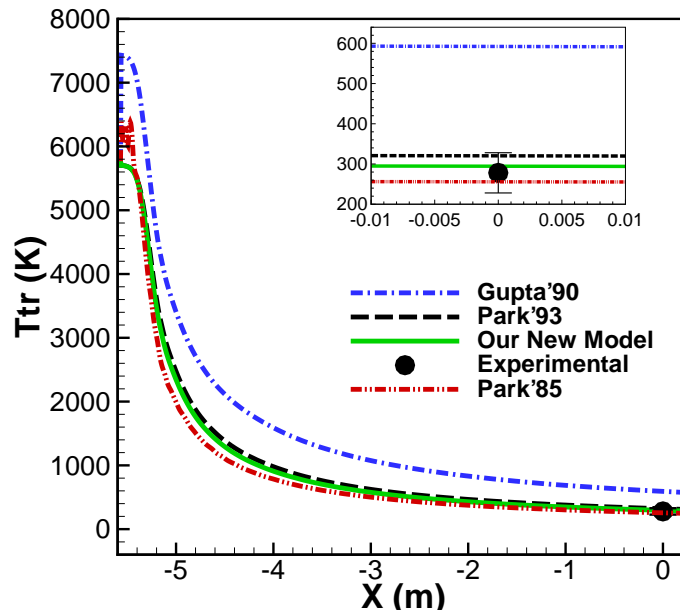
(b)

Figura 4.17: Distribuição da densidade numérica dos elétrons ao longo da tubeira do PWT Scirocco para o teste N-1 (a) e o teste N-2 (b). Comparação entre os resultados obtidos com o modelo químico desenvolvido nesta tese (Our New Model), os dados experimentais [251] e os modelos Kang–Dunn e CAST New Model [239].

A Figura 4.18 mostra a distribuição da temperatura trans-rotacional ao longo do eixo da tubeira, incluindo um detalhe da região em torno da sua saída, para os dois casos de teste. São considerados diferentes modelos químicos, bem como os dados experimentais correspondentes medidos à saída da tubeira. Os dados experimentais medidos à saída da tubeira referem-se à temperatura rotacional no teste N-1 [251] e à temperatura translacional no teste N-2 [239], sendo  $T_{rt} = 278 \pm 18$  K e  $T_{tl} = 278 \pm 50$  K.



(a)



(b)

Figura 4.18: Distribuição da temperatura trans-rotacional ao longo da tubeira do PWT Scirocco para os testes N-1 (a) e N-2 (b). Comparação entre os dados experimentais de [251, 239] e os resultados numéricos atuais obtidos com diferentes modelos químicos.

Em ambos os casos, os modelos de Gupta'90 e Park'85 produzem temperaturas muito elevadas na proximidade da entrada da tubeira, quando comparados com os restantes modelos químicos. Nessa região ocorre uma maior dissociação, devido à elevada temperatura, o que conduz a um aumento das reações de ionização associativa e recombinação dissociativa. Estas reações libertam uma quantidade significativa de energia, provocando um subsequente aumento da temperatura. Uma possível solução para este comportamento poderia consistir na definição de um expoente nulo da temperatura nas reações de ionização associativa, conforme sugerido por Park, de forma a evitar que as constantes cinéticas

se tornem excessivamente elevadas [256, 202].

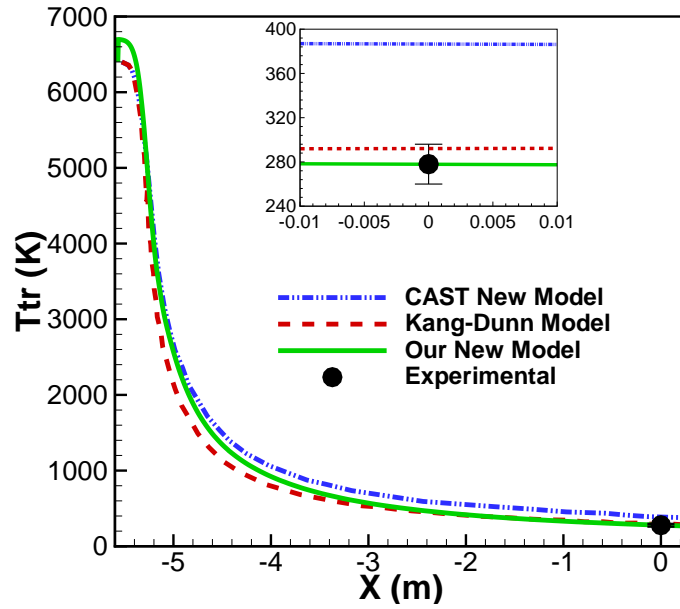
Na saída da tubeira, à exceção do modelo de Gupta'90, que sobrestima significativamente a temperatura, os resultados dos restantes modelos não apresentam grandes discrepâncias entre si. Tanto no teste N-1 como no teste N-2, o modelo desenvolvido nesta tese demonstrou ser o mais preciso, evidenciando a melhor concordância com os resultados experimentais em comparação com os restantes modelos químicos considerados.

A Figura 4.19 apresenta uma comparação entre os resultados numéricos obtidos com o modelo desenvolvido nesta tese (Our New Model), os dados experimentais e os modelos CAST e Kang–Dunn apresentados nas referências [251, 239]. Observa-se que o perfil de temperatura ao longo da tubeira é muito semelhante para os diferentes modelos e que, tanto no teste N-1 como no teste N-2, o modelo desenvolvido nesta tese proporciona a melhor concordância com a temperatura experimental à saída da tubeira.

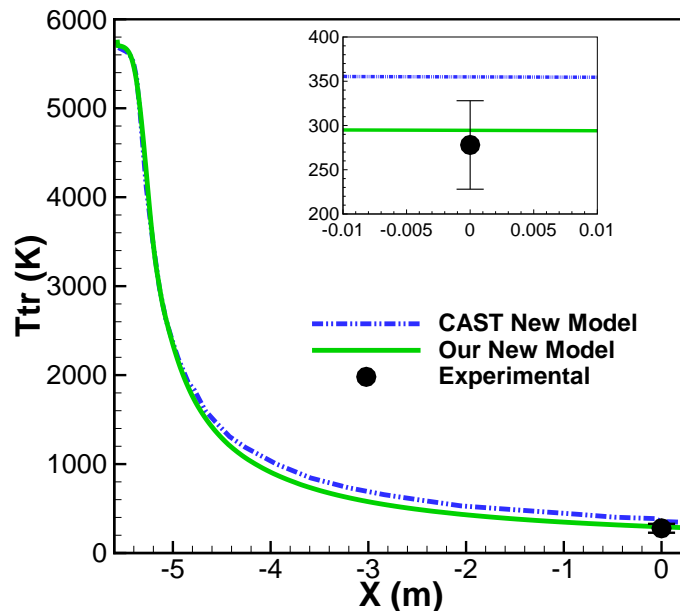
Tabela 4.10: Não-equilíbrio químico: densidade numérica dos eletrões ( $n_{e^-}$ ) e temperatura trans-rotacional ( $T_{tr}$ ) à saída da tubeira. Resultados experimentais e numéricos para os testes de validação N-1 e N-2.

	Teste	$n_{e^-}$		$T_{tr}$	
		Valor ( $1/m^3$ )	Erro	Valor (K)	Erro
Experimental	N-1	$5,94E16 \pm 50\%$	--	$278 \pm 6,5\%$	--
	N-2	$3,10E16 \pm 40\%$	--	$278 \pm 18\%$	--
Our New Model	N-1	8,51E16	43%	277,88	0,04%
	N-2	4,22E16	36%	294,49	6%
Park'85	N-1	1,86E18	3034%	375,03	35%
	N-2	2,34E18	7437%	255,75	8%
Park'93	N-1	4,90E15	92%	380,62	37%
	N-2	2,56E14	99%	320,31	15%
Gupta'90	N-1	9,66E15	84%	772,46	178%
	N-2	3,50E15	89%	592,19	113%
CAST New Model	N-1	3,36E16	39%	386,58	39%
	N-2	1,38E16	56%	354,91	28%
Kang-Dunn Model	N-1	3,95E15	93%	292,10	5%
	N-2	--	--	--	--

A Tabela 4.10 apresenta os valores experimentais e numéricos de  $n_{e^-}$  e  $T_{tr}$  obtidos à saída da tubeira do PWT SCIROCCO para os testes N-1 e N-2. Os valores de erro realçados a cinzento correspondem a desvios fora do intervalo de incerteza experimental. Como se pode observar, o modelo desenvolvido nesta tese é o único cujos resultados se encontram dentro do intervalo de incerteza experimental, com todas as diferenças em relação aos dados experimentais inferiores a esse limite. Estes resultados indicam que o nosso modelo reproduz de forma eficaz as reações termoquímicas do plasma fracamente ionizado no interior da tubeira.



(a)



(b)

Figura 4.19: Distribuição da temperatura trans-rotacional ao longo da tubeira do PWT Scirocco para os testes N-1 (a) e N-2 (b). Comparação entre o modelo desenvolvido nesta tese (Our New Model), os dados experimentais e os modelos CAST New Model e Kang-Dunn [251, 239].

#### 4.2.4 Validação do código para o modelo MAD implementado

O objetivo desta seção é validar o código no que diz respeito às interações eletromagnéticas no escoamento, avaliando a redução da pressão na parede do objeto de teste provocada pela aplicação de campos magnéticos.

Após a expansão ao longo da tubeira, o escoamento em não-equilíbrio termoquímico atinge um corpo cilíndrico longitudinal na câmara de teste. Nesta zona é gerado um campo magnético de indução por um solenoide incorporado no interior do corpo. A corrente aplicada no solenoide é de 80 A para o teste N-1 e 60 A para o teste N-2, o que corresponde a um campo magnético máximo no escoamento junto à parede do corpo cilíndrico de 0,8 e 0,6 T, respectivamente. Computacionalmente, o campo magnético é representado por um dipolo magnético colocado no interior do objeto de teste, a uma distância de 0,075 m do ponto de estagnação e com um raio de 0,12 m.

A Figura 4.20 apresenta os resultados obtidos com o modelo numérico desenvolvido nesta tese para a condição de referência (sem campo magnético, B OFF) nos testes N-1 e N-2, bem como a comparação com resultados experimentais e numéricos disponíveis na literatura [239].

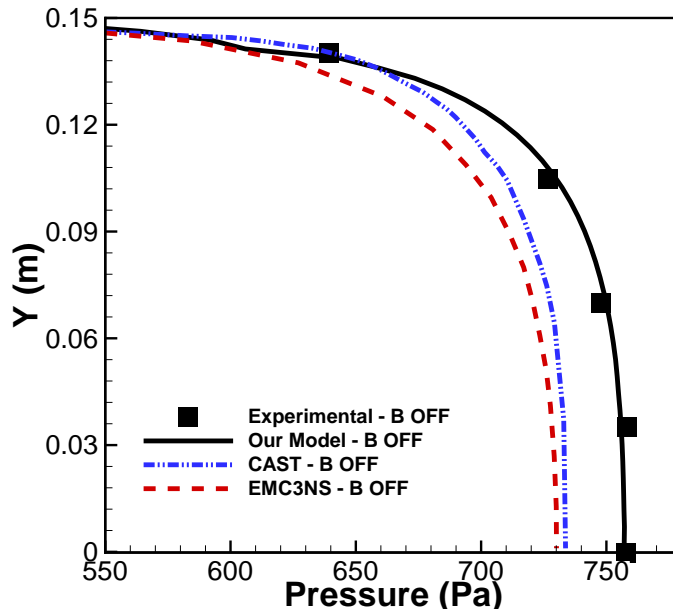
Para o teste N-1, correspondente ao caso de entalpia específica mais elevada, verifica-se claramente que o modelo desenvolvido nesta tese proporciona uma melhor concordância com os dados experimentais. No ponto de estagnação ( $Y = 0$  m), a diferença em relação ao valor experimental é de apenas 0,1% para o modelo desenvolvido, enquanto para os modelos CAST e EMC3NS é de 3,2% e 3,7%, respectivamente. Para o caso de entalpia específica mais baixa, correspondente ao teste N-2, os valores foram normalizados relativamente à pressão de estagnação, de forma a permitir uma comparação mais adequada. A diferença entre os dados experimentais e os resultados numéricos obtidos nesta tese diminui ao longo da parede do corpo cilíndrico, à medida que se aproxima do ponto de estagnação. Neste ponto observa-se uma excelente concordância com o valor experimental, tanto para o nosso modelo como para o modelo CAST.

A Figura 4.21 apresenta os contornos da magnitude do campo magnético para o teste N-1, com destaque para a região do corpo cilíndrico. Para este caso foi aplicado o modelo de condutividade de Bush, com uma condutividade elétrica de referência ( $\sigma_0$ ) na camada de choque de 1 S/m.

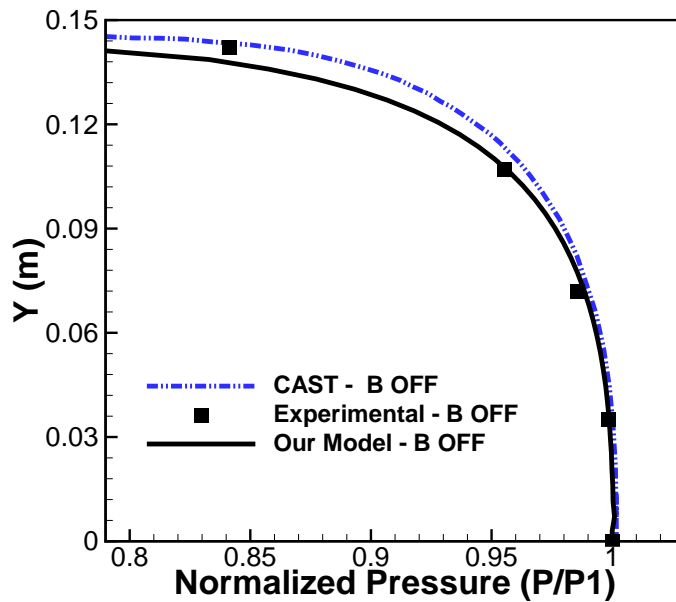
A Figura 4.22 apresenta a distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico para o teste N-1, com campo magnético aplicado. Os dados experimentais e os resultados dos modelos CAST e EMC3NS utilizados para comparação foram retirados da referência [239].

Como se pode observar o modelo desenvolvido nesta tese apresenta uma excelente concordância com os dados experimentais, quando comparado com os resultados dos modelos CAST e EMC3NS. Para o ponto da superfície cilíndrica mais próximo do ponto de estagnação, em torno de  $Y = 0,034$  m, a diferença entre o valor experimental e o modelo desenvolvido é de apenas 0,3%, enquanto que, para os modelos CAST e EMC3NS, as diferenças relativamente ao valor experimental são de 2,7% e 3,5%, respectivamente.

A Figura 4.23 apresenta uma visão geral do desempenho MAD dos três códigos para o teste N-1. Apesar do maior desvio dos modelos CAST e EMC3NS em relação aos dados



(a)



(b)

Figura 4.20: Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico. Comparação entre os dados experimentais, os modelos CAST e EMC<sub>3</sub>NS, e o modelo desenvolvido nesta tese (Our Model), para os testes N-1 (a) e N-2 (b), com  $B = 0$ .

experimentais, verifica-se aqui um comportamento semelhante nas curvas.

Para o modelo desenvolvido nesta tese, bem como para os modelos CAST e EMC<sub>3</sub>NS, a pressão com e sem campo magnético tende a convergir para o mesmo valor no ponto de estagnação ( $Y = 0$ ), o que está de acordo com os dados experimentais. Este comportamento deve-se ao facto de, nesse ponto, a velocidade do escoamento ser mínima e paralela ao campo magnético, o que implica uma densidade de corrente induzida igualmente mínima e, consequentemente, uma força de Lorentz e um trabalho associado praticamente nulos.

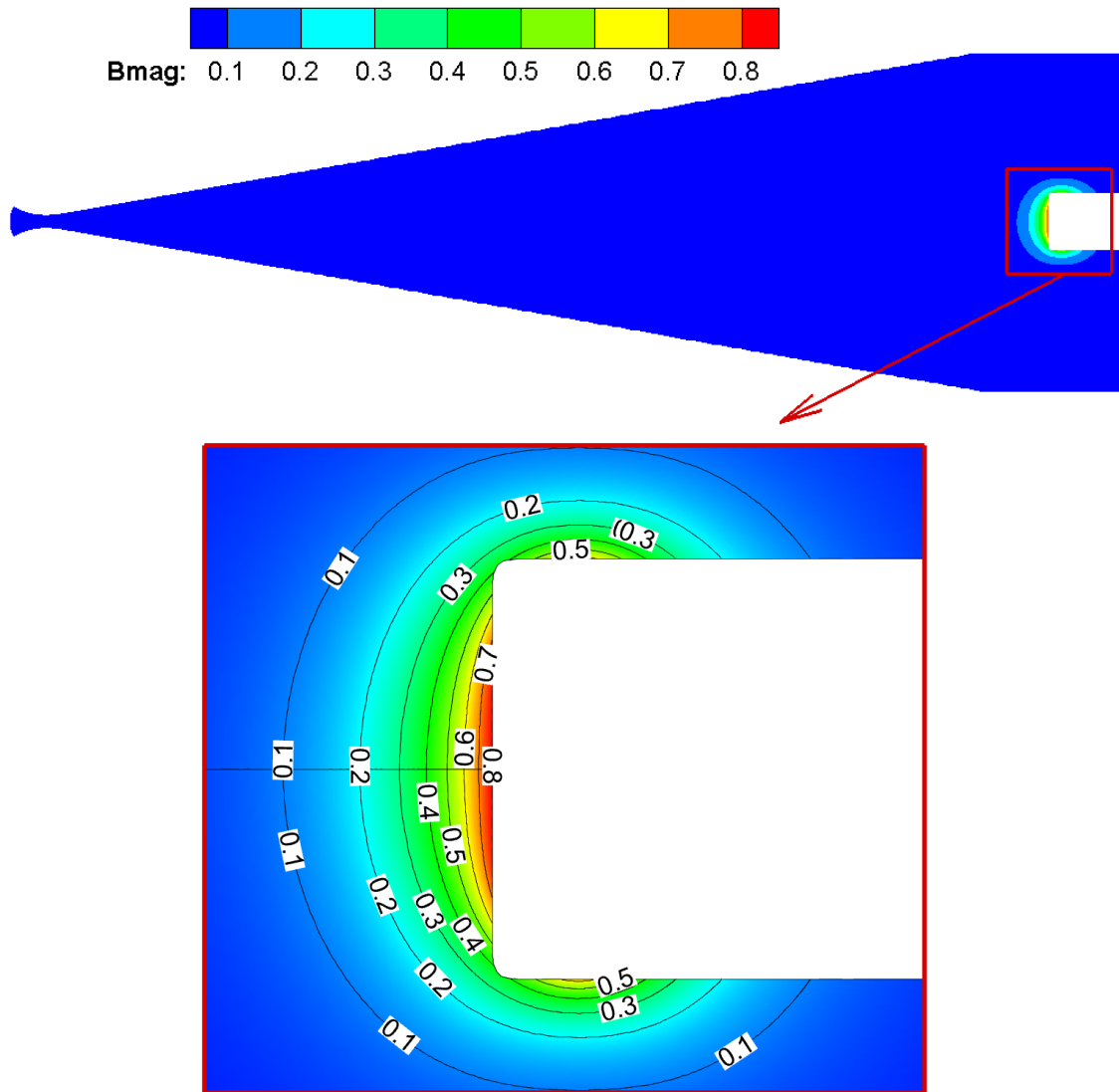


Figura 4.21: Distribuição do campo magnético para o teste N-1, com  $B_{\max} = 0,8\text{T}$ , com destaque para a região do corpo cilíndrico (na parte inferior).

Para o teste N-2, o campo magnético tem uma distribuição semelhante à do teste N-1 (ver Figura 4.21), diferenciando-se apenas pelo valor máximo do campo, que é, neste caso, de 0,6 T. Considerou-se, neste caso, uma condutividade constante de 0,24 S/m.

A Figura 4.24 apresenta a distribuição de pressão ao longo da superfície do corpo cilíndrico para o teste N-2 com campo magnético aplicado, assim como a comparação com os dados experimentais e com os resultados do modelo CAST disponíveis na referência [239].

A pressão estática normalizada apresenta uma excelente concordância com os valores experimentais para o nosso modelo. Observa-se também uma boa concordância entre os resultados do modelo CAST e os dados experimentais, que se aproximam consideravelmente dos valores obtidos com o modelo desenvolvido nesta tese na proximidade do ponto de estagnação.

A Figura 4.25 apresenta uma comparação entre o modelo CAST, o modelo desenvolvido nesta tese e os dados experimentais, com e sem aplicação de campo magnético. Devido à proximidade dos resultados, os gráficos são apresentados separadamente para uma me-

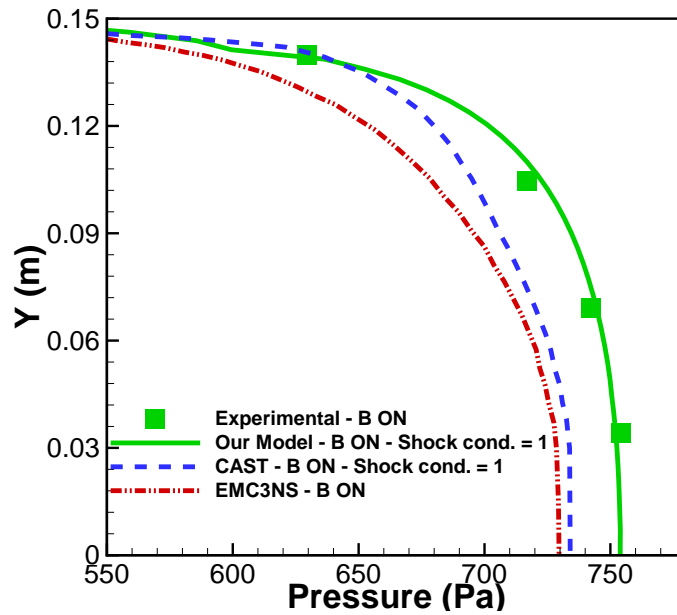


Figura 4.22: Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico com campo magnético aplicado (B ON). Comparação entre os dados experimentais, os modelos CAST e EMC3NS e o modelo desenvolvido nesta tese (Our Model), para o teste N-1, com  $B_{\max} = 0,8T$ .

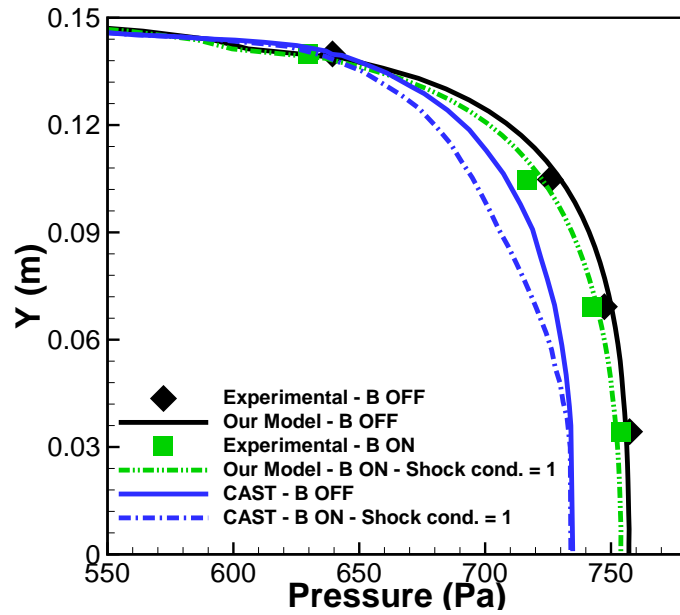
lhora percepção de como os modelos respondem à interação MAD. O modelo desenvolvido nesta tese (Figura 4.25a) ajusta-se claramente aos dados experimentais, tanto na ausência de interferências eletromagnéticas (B OFF) como na sua presença (B ON). O modelo CAST (Figura 4.25b) sobrestima ligeiramente a pressão, independentemente de haver ou não aplicação do campo magnético. Tal como no teste N-1, a pressão no ponto de estagnação, com e sem interferências MAD, tende para o mesmo valor, pelos motivos já referidos, em conformidade com os resultados experimentais.

Tabela 4.11: Validação do modelo MAD: diferença de pressão superficial entre os dados experimentais e os resultados de vários modelos numéricos.

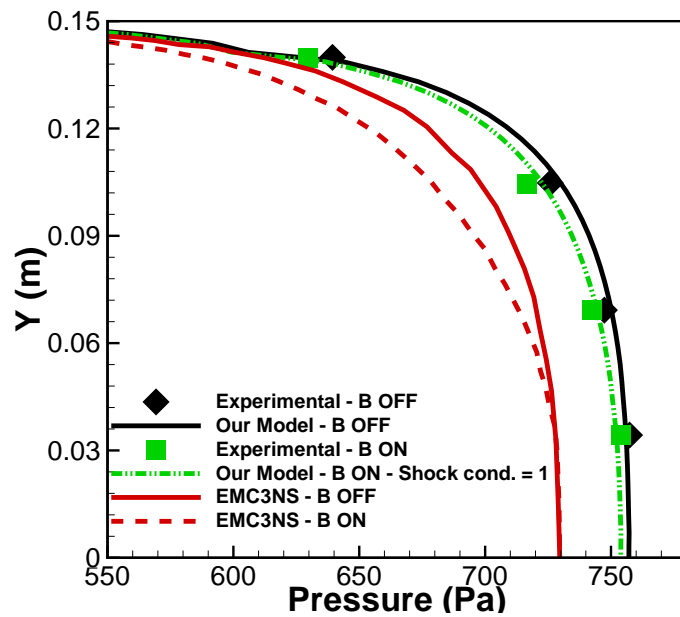
Teste	B OFF		B ON	
	N-1	N-2	N-1	N-2
Our Model	0,1%	0,12%	0,3%	0,13%
CAST	3,2%	0,17%	2,7%	0,22%
EMC3NS	3,7%	—	3,5%	—

A Tabela 4.11 mostra a diferença entre os resultados experimentais e os numéricos obtidos para a pressão na superfície em frente ao corpo cilíndrico, para os dois testes de validação, N-1 e N-2, nas condições sem e com campo magnético aplicado. Como se pode observar, para ambos os testes e para ambas as condições, B OFF e B ON, o Nosso Modelo apresenta a menor diferença relativamente aos resultados experimentais.

Os resultados obtidos confirmam a robustez do código numérico desenvolvido nesta tese para representar com rigor o escoamento hipersónico de plasmas fracamente ionizados. Esta capacidade revela-se eficaz em condições complexas de não-equilíbrio termoquímico e sob influência de interações eletromagnéticas, reforçando a relevância do código para a modelação destes fenómenos.



(a)



(b)

Figura 4.23: Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico para o teste N-1, com o campo magnético aplicado (B ON) e sem campo magnético (B OFF). (a) Comparação entre o modelo desenvolvido (Our Model), os dados experimentais e o modelo CAST. (b) Comparação entre o modelo desenvolvido (Our Model), os dados experimentais e o modelo EMC3NS.

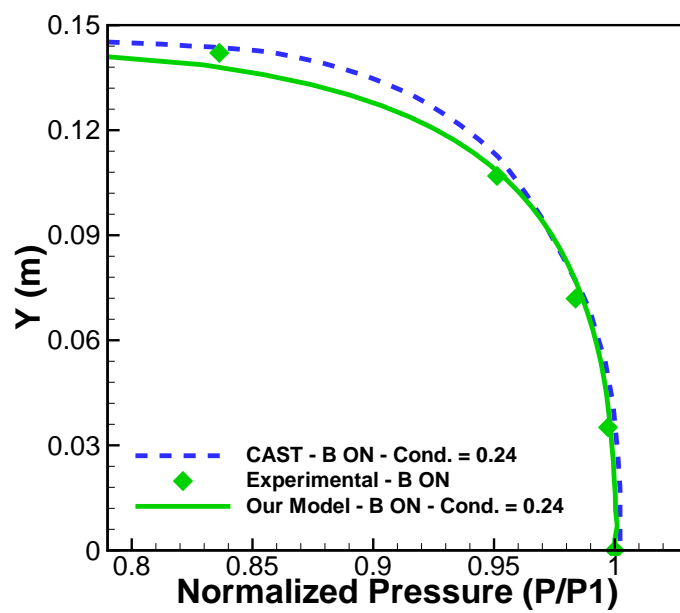
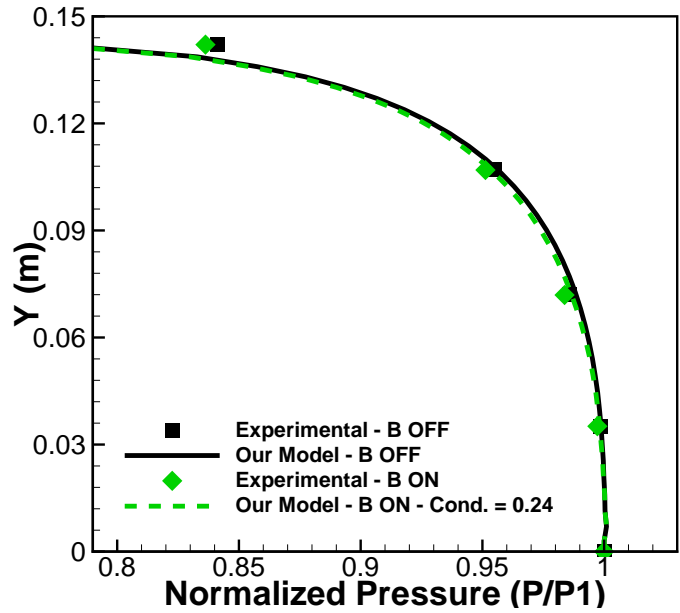
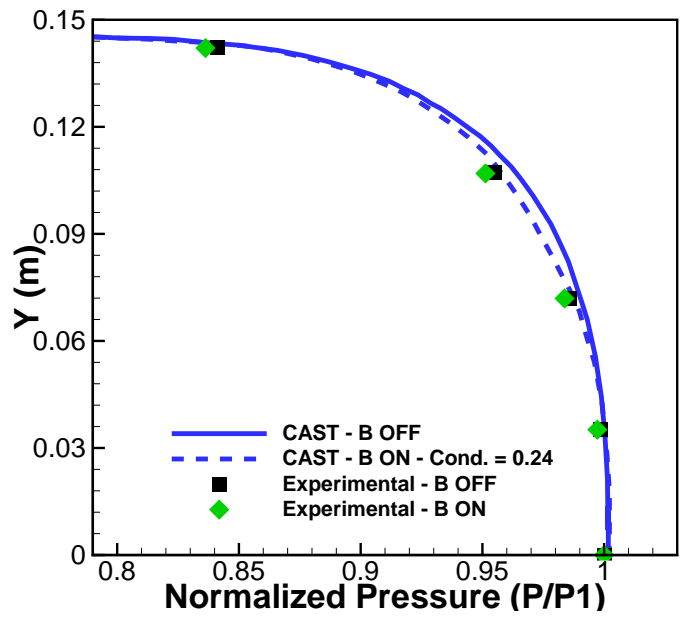


Figura 4.24: Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico com campo magnético aplicado (B ON). Comparação entre os dados experimentais, os modelos CAST e o modelo desenvolvido nesta tese (Our Model), para o teste N-2, com  $B_{\max} = 0,6T$ .



(a)



(b)

Figura 4.25: Distribuição de pressão ao longo do corpo cilíndrico para o teste N-2, com (B ON) e sem (B OFF) aplicação de campo magnético. (a) comparação entre o modelo desenvolvido nesta tese e os dados experimentais. (b) comparação entre o modelo CAST e os dados experimentais.



# Capítulo 5

## Modelação do Escoamento em Tubeiras Hipersónicas

Os túneis de vento constituem uma das ferramentas mais importantes na investigação aerodinâmica. Um dos seus principais componentes é uma tubeira convergente-divergente, responsável por acelerar o escoamento até atingir números de Mach elevados à saída, simulando as condições experimentadas por uma nave espacial aquando da reentrada na atmosfera. Torna-se essencial compreender os fenómenos que ocorrem no interior da tubeira, para obter uma previsão rigorosa do comportamento do escoamento na câmara de teste, bem como para garantir uma boa caracterização do fluxo. É por esta razão que a modelação computacional de tubeiras hipersónicas em não equilíbrio termoquímico constitui um dos objetivos deste trabalho, assim como a investigação de como a entalpia de estagnação na entrada da tubeira pode influenciar a qualidade do escoamento.

Durante a investigação verificámos que não existiam estudos sobre a influência da atividade catalítica nas propriedades do escoamento à saída da tubeira e na câmara de teste. É por esta razão que será também investigado de que forma a atividade catalítica na superfície da tubeira pode afetar as propriedades do escoamento.

### 5.1 Descrição dos casos de teste

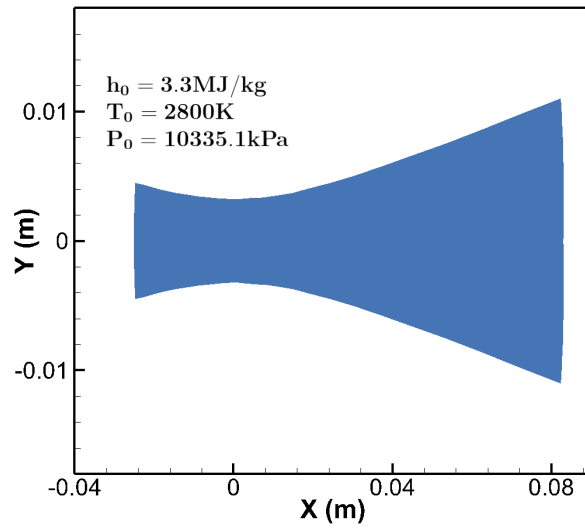
Tabela 5.1: Condições de estagnação à entrada de cada tubeira.

Tubeira	$h_0$ (MJ/kg)	$T_0$ (K)	$P_0$ (kPa)
Nozzle 1	3,3	2800	10335,1
Nozzle 2	7,56	6000	689,5
Nozzle 3	23,8	7204	250

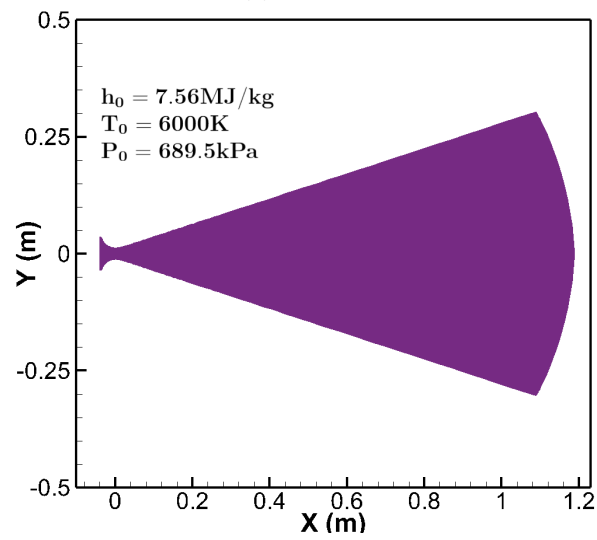
Neste estudo foram utilizadas diferentes tubeiras as quais operam com distintas condições de entalpia específica de estagnação. A Tabela 5.1 apresenta as condições de estagnação à entrada de cada tubeira em termos de entalpia específica, temperatura e pressão. Devido à elevada massa volúmica, considera-se que o escoamento se encontra em equilíbrio térmico à entrada das tubuladuras, ou seja, ( $T_{tr} = T_{ve}$ ).

As condições à entrada das tubeiras Nozzle 1 (Figura 5.1a) e Nozzle 2 (Figura 5.1b) correspondem às dos testes experimentais utilizando o azoto ( $N_2$ ) no tubo de choque EAST da NASA-Ames [243] e no túnel hipersónico GERL [244], respetivamente. As condições do Nozzle 3 (Figura 5.1c) correspondem ao teste experimental número 396 realizado no PWT SCIROCCO [86] para o ar como fluido de teste.

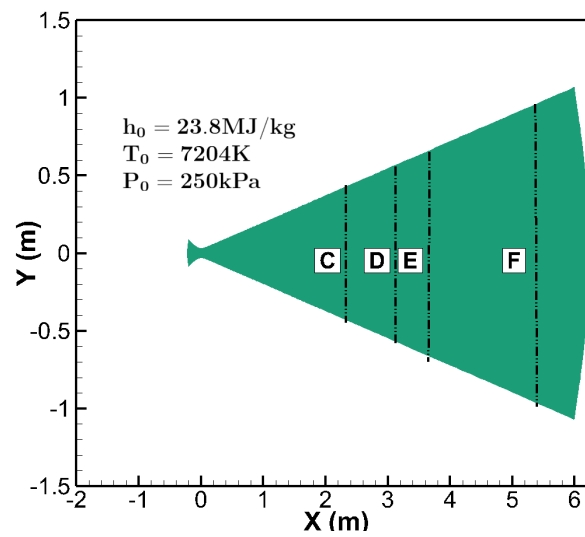
Devido à sua condição de entalpia específica mais elevada o ar encontra-se parcialmente dissociado à entrada do Nozzle 3. A Tabela 5.2 mostra a composição do escoamento em



(a) Nozzle 1



(b) Nozzle 2



(c) Nozzle 3

Figura 5.1: Geometria e condições à entrada das tubeiras.

Tabela 5.2: Fração mássica à entrada do Nozzle 3.

N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	NO	N	O
0,4542	0,0001312	0,007301	0,3132	0,2251

termos da fração mássica das espécies para o Nozzle 3. Para as restantes tubeiras o escoamento é composto por N<sub>2</sub> a 100%.

## 5.2 Análise de independência da malha

Tabela 5.3: Número de células das malhas utilizadas na análise de independência.

Malha	Nozzle 1	Nozzle 2	Nozzle 3
Coarse	165	1260	13490
Medium	682	2670	27540
Fine	1645	5720	66330

De forma a garantir a precisão numérica dos resultados, foi realizado um estudo de convergência das malhas utilizando o método de extrapolação de Richardson, com três malhas diferentes para cada tubeira, conforme apresentado na Tabela 5.3. Considerando a axisimetria do escoamento, as malhas computacionais foram aplicadas numa fração de cada tubeira aplicando a condição de wedge.

As Figuras 5.2a, 5.2b e 5.2c apresentam a pressão estática e a temperatura trans-rotacional à saída das tubeiras (Nozzle 1, 2 e 3, respetivamente) em função do espaçamento da malha, bem como as soluções contínuas extrapoladas, correspondentes a  $h = 0$ .

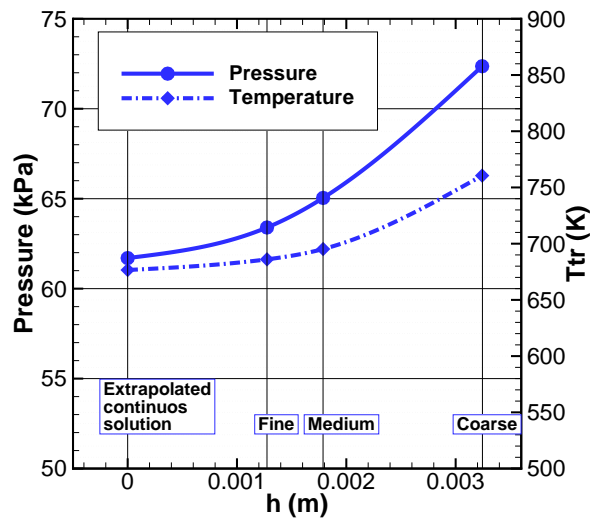
Tabela 5.4: Estimativa da incerteza de discretização para as malhas finas

	Nozzle 1	Nozzle 2	Nozzle 3
Pressão	3,3%	5,7%	4,6%
Temperatura	1,7%	4,2%	3,3%

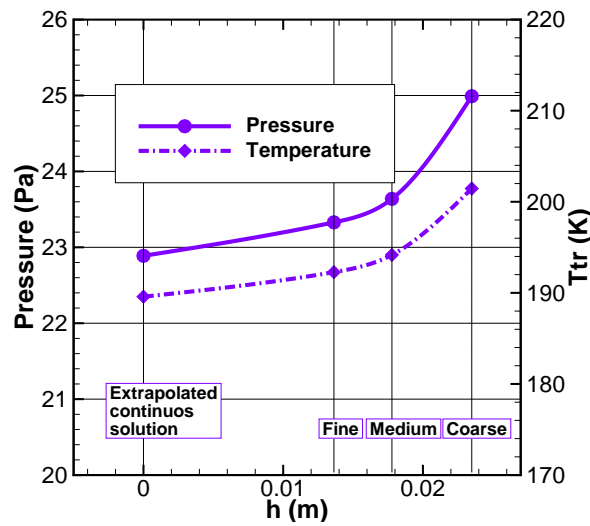
Com base nos índices de convergência da malha (GCI) obtidos para cada tubeira, cuja magnitude é proporcional à incerteza devido à discretização do domínio, foi possível verificar que a malha fina revelou ser a mais adequada, com a maioria dos GCI inferiores a 5%, conforme apresentado na Tabela 5.4. Assim, as malhas finas serão utilizadas para obter os resultados apresentados nas próximas secções.

## 5.3 Efeitos de entalpia e de não-equilíbrio

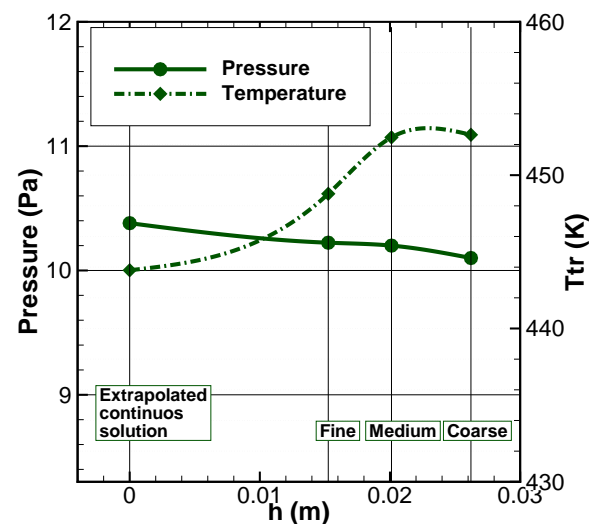
Durante a expansão do escoamento no interior da tubeira a energia associada aos graus de liberdade de translação e de rotação baixa abruptamente. Em contrapartida, a energia associada aos modos vibracional e eletrónico mantém-se elevada, a temperaturas próximas da temperatura de estagnação. Isto faz com que o fluido experimente uma condição de não equilíbrio térmico, que pode prevalecer ao longo de toda a tubeira e alterar a qualidade do escoamento à saída da mesma. Nesta secção será avaliado o impacto da entalpia



(a) Nozzle 1



(b) Nozzle 2



(c) Nozzle 3

Figura 5.2: Análise de independência da malha: pressão estática e temperatura trans-rotacional à saída do nozzle em função do espaçamento da malha,  $h$

Tabela 5.5: Razão de expansão e diferenças de temperatura, pressão e número de Mach entre as condições de equilíbrio e não-equilíbrio.

Tubeira	Razão de Expansão	Dif. de Temperatura (%)	Dif. de Pressão (%)	Dif. de Mach (%)
Nozzle 1	12	19	11	8
Nozzle 2	576	38	35	17
Nozzle 3	236	16	12	9

específica de estagnação no reservatório da tubeira na qualidade do escoamento na secção de teste, em termos do não-equilíbrio termoquímico.

A Figura 5.3 apresenta a razão entre as condições de equilíbrio e não-equilíbrio vibracional ao longo do eixo central de cada tubeira. De forma a permitir uma comparação adequada das propriedades do escoamento entre as diferentes tubeiras, todas as entradas foram transladadas para  $X = 0$  m. A razão entre as propriedades do escoamento em condições de equilíbrio e não-equilíbrio é representada em função de  $X/L$ , sendo  $L$  o comprimento de cada tubeira.

É possível observar um comportamento consistente entre todas as tubeiras. A razão de temperatura entre as condições de equilíbrio e de não-equilíbrio aumenta ao longo das tubeiras (Figura 5.3a). O mesmo se verifica para a razão de pressão estática (Figura 5.3b). A temperatura é mais elevada nas condições de equilíbrio, uma vez que toda a entalpia é convertida em energia cinética de expansão do escoamento. Em contrapartida, em condições de não-equilíbrio termoquímico, parte da energia é também convertida em energia vibracional, eletrónica e química. Consequentemente, a pressão estática é inferior nas condições de não-equilíbrio, conforme previsto pela equação de estado.

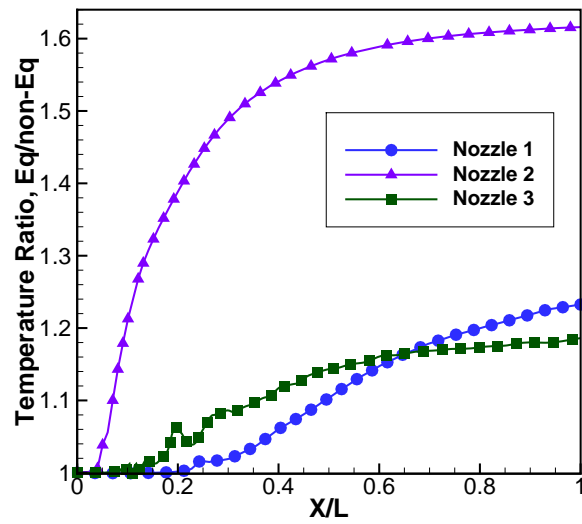
Verifica-se também que o efeito de não-equilíbrio se intensifica ao longo de todas as tubeiras, o que é igualmente confirmado pela análise da razão do número de Mach, que de uma forma geral diminui de forma consistente ao longo das tubeiras (Figura 5.3c).

Embora se possa concluir que o grau de não-equilíbrio aumenta ao longo das tubeiras, não é possível inferir o impacto da entalpia específica de estagnação com base apenas na utilização das três tubeiras consideradas. O Nozzle 2 foi aquele que apresentou o maior impacto de não-equilíbrio nas propriedades do escoamento, no entanto, não correspondeu àquele com maior ou menor entalpia específica.

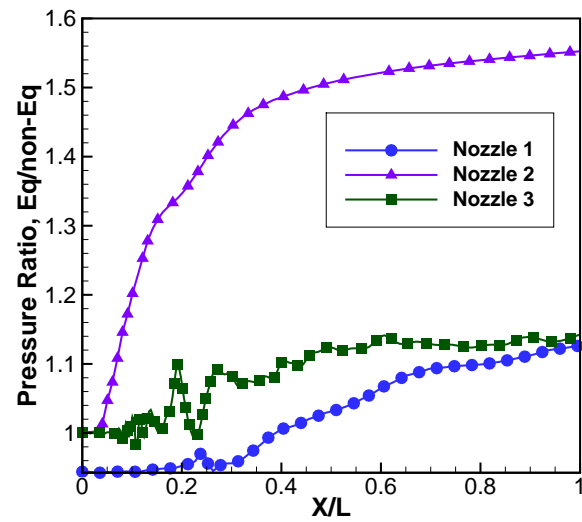
A Tabela 5.5 mostra a comparação entre a razão de expansão e as diferenças entre os resultados de equilíbrio e não-equilíbrio para a temperatura, a pressão e o número de Mach. Analisando as razões de expansão, que são de 12, 576 e 236 para o Nozzle 1, Nozzle 2 e Nozzle 3, respetivamente, verifica-se que a tubeira com a maior razão de expansão (Nozzle 2) é a que apresenta os efeitos de não-equilíbrio mais pronunciados.

A Figura 5.4 apresenta a distribuição de temperatura ao longo do eixo central do Nozzle 2, bem como o contorno do número de Mach, considerando condições de equilíbrio e de não-equilíbrio. É possível observar que o número de Mach é mais elevado nas condições de não-equilíbrio. Imediatamente após a garganta o número de Mach nas condições de não-equilíbrio cresce de forma mais rápida e atinge valores superiores aos verificados em equilíbrio.

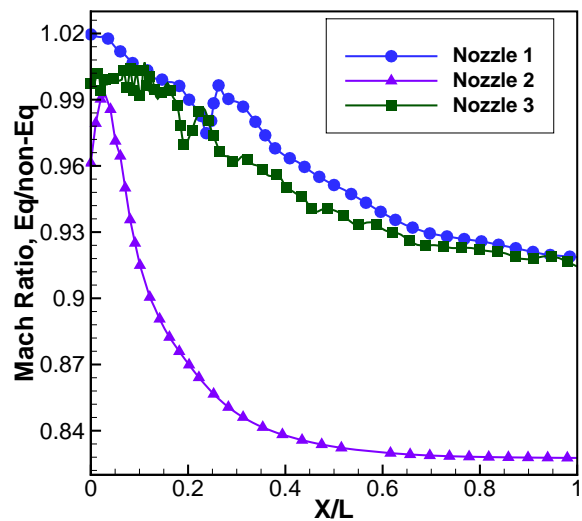
Este comportamento é igualmente evidenciado na distribuição de temperatura. A linha



(a) Temperatura



(b) Pressão



(c) Número de Mach

Figura 5.3: Distribuição de temperatura, pressão e número de Mach ao longo do eixo central das tubeiras. Razão entre equilíbrio (Eq) e não-equilíbrio (non-Eq).

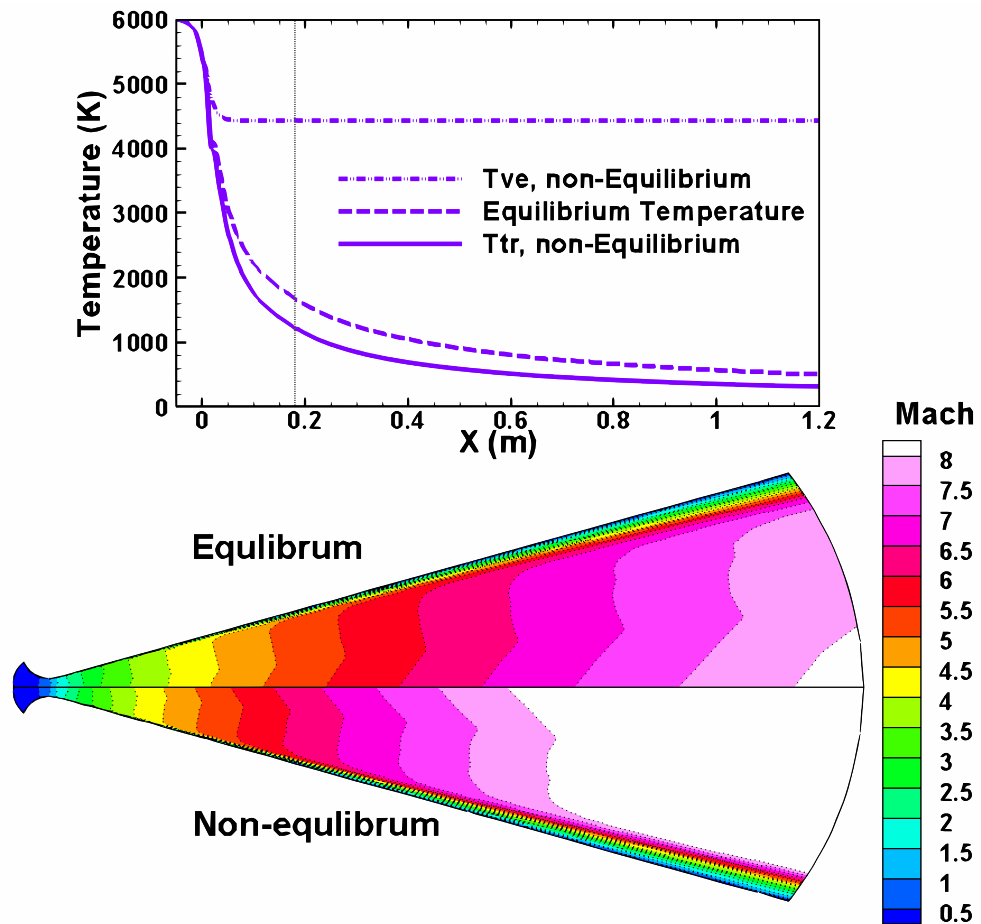


Figura 5.4: Nozzle 2: Distribuição de temperatura ao longo do eixo central e contorno do número de Mach, considerando condições de equilíbrio e de não-equilíbrio.

vertical a traço interrompido assinala o ponto de congelamento da temperatura vibro-eletrónica (em torno de  $X = 0,18$  m). A rápida expansão do gás a partir de uma zona de alta temperatura provoca uma queda abrupta da temperatura trans-rotacional ( $T_{tr}$ ), enquanto a temperatura vibro-eletrónica ( $T_{ve}$ ) se mantém mais elevada. À saída da tubeira as diferenças entre as condições de equilíbrio e de não-equilíbrio são de 17 % para o número de Mach, 35 % para a pressão e 38 % para a temperatura.

Tabela 5.6: Condições de estagnação à entrada do Nozzle 2.

$h_0$ (MJ/kg)	$T_0$ (K)	$P_0$ (kPa)
4,92	4000	1379,0
5,98	4800	3447,4
7,56	6000	689,50

Com o intuito de compreender os efeitos da entalpia específica no não-equilíbrio termoquímico, é realizada uma análise detalhada utilizando três condições de estagnação distintas para o Nozzle 2 (que corresponde à tubeira com maior razão de expansão), conforme apresentado na Tabela 5.6. Para além da condição previamente considerada de 7,56 MJ/kg, duas condições adicionais de 4,92 MJ/kg e 5,98 MJ/kg são analisadas neste

estudo comparativo, considerando aqui a mesma tubeira.

A Figura 5.5 apresenta as razões entre as condições de equilíbrio e de não-equilíbrio para a temperatura, pressão estática e número de Mach ao longo da direção axial, considerando as três condições de entalpia específica de estagnação analisadas para o Nozzle 2. O ponto de congelamento da temperatura vibro-eletrónica está assinalado com uma linha vertical a traço interrompido em  $X = 0,18$  m.

Analisando as razões de temperatura e de pressão apresentadas nas Figuras 5.5a e 5.5b, respetivamente, na região de não-equilíbrio, isto é, antes do ponto de congelamento, verifica-se que a razão entre as condições de equilíbrio e de não-equilíbrio é mais elevada para a condição de entalpia específica mais baixa ( $h_0 = 4,92$  MJ/kg). Tal deve-se ao facto de o tempo de relaxação, que quantifica o tempo necessário para que a energia vibro-eletrónica atinja o equilíbrio com a energia trans-rotacional, ser inversamente proporcional à pressão e altamente dependente da temperatura.

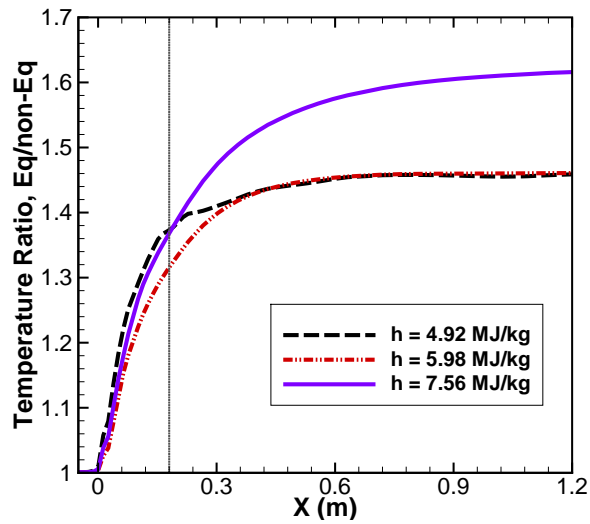
Após o ponto de congelamento, observa-se uma alteração significativa no comportamento das curvas: a razão entre as temperaturas e pressões em equilíbrio e em não-equilíbrio passa a ser inferior para a condição de entalpia específica mais baixa e superior para a condição de entalpia específica mais elevada.

A razão do número de Mach apresentada na Figura 5.5c é inferior para a condição de entalpia específica mais baixa antes do ponto de congelamento, invertendo-se esta tendência após o ponto de congelamento. Este comportamento é consistente com o observado nas razões de temperatura e de pressão, uma vez que o número de Mach é inversamente proporcional à velocidade local do som, a qual é proporcional à temperatura do escoamento.

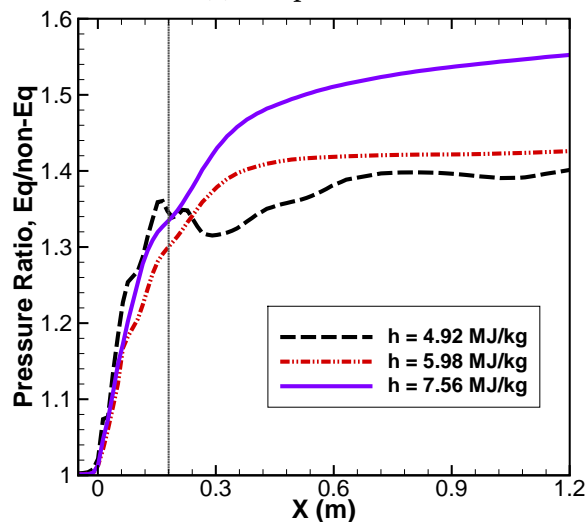
Com base nestes resultados, verifica-se que, após o ponto de congelamento, a diferença entre os resultados de equilíbrio e de não-equilíbrio aumenta ao longo da tubeira à medida que a entalpia específica de estagnação aumenta. A partir deste ponto, a transferência de energia entre os modos vibro-eletrónico e trans-rotacional torna-se extremamente lenta, uma vez que o tempo de relaxação se torna muito elevado, devido à diminuição da pressão e da temperatura ao longo da tubeira.

Consequentemente, a contribuição do não-equilíbrio vibro-eletrónico para as propriedades do escoamento mantém-se significativa, sobretudo à medida que a entalpia específica de estagnação e correspondentemente a temperatura de estagnação aumentam. Por este motivo o impacto dos efeitos de não-equilíbrio nas propriedades do escoamento torna-se mais acentuado para entalpias específicas de estagnação mais elevadas.

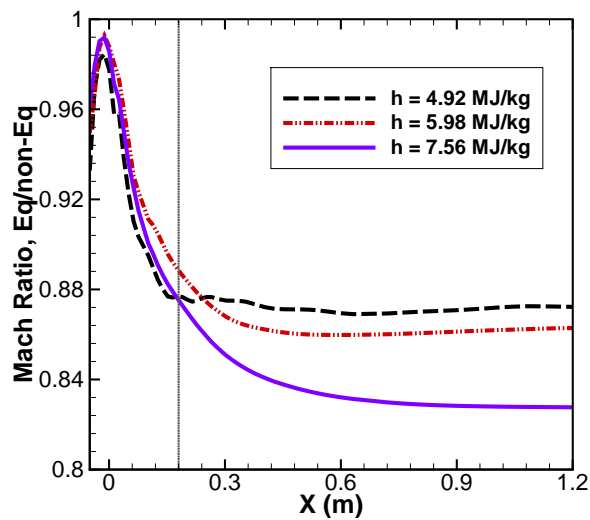
A Tabela 5.7 apresenta um resumo das propriedades do escoamento à saída do Nozzle 2, nomeadamente a temperatura, a pressão e o número de Mach, tanto para as condições de equilíbrio como de não-equilíbrio, assim como a diferença entre ambas. É possível confirmar que, para todas as propriedades consideradas, o grau de não-equilíbrio aumenta com o aumento da entalpia específica de estagnação. Como exemplo, no caso da pressão, a diferença entre as soluções de equilíbrio e de não-equilíbrio é de 28 % para uma entalpia específica de estagnação de aproximadamente 5 MJ/kg, de 30% para cerca de 6 MJ/kg, e aumenta para 35 % quando a entalpia específica é de 7,56 MJ/kg.



(a) Temperatura



(b) Pressão



(c) Número de Mach

Figura 5.5: Nozzle 2: razão de temperatura (a), pressão (b) e número de Mach (c) entre as condições de equilíbrio (Eq) e de não-equilíbrio (NEq), para diferentes entalpias específicas de estagnação. Distribuição ao longo do eixo central.

Tabela 5.7: Temperatura, pressão e número de Mach à saída do Nozzle 2: efeitos da entalpia específica no não-equilíbrio.

		4,92 MJ/kg	5,98 MJ/kg	7,56 MJ/kg
Temperatura (K)	Equilíbrio	301	382	534
	Não-equilíbrio	207	262	331
	Diferença	31%	31,5%	38%
Pressão (Pa)	Equilíbrio	42,4	109	26
	Não-equilíbrio	30,5	76,6	17
	Diferença	28%	30%	35%
Mach	Equilíbrio	8,6	8,4	8,0
	Não-equilíbrio	9,9	9,8	9,6
	Diferença	13%	14%	17%

## 5.4 Efeitos catalíticos da parede

Habitualmente, nos cálculos associados a túneis de vento, a atividade catalítica da parede da tubeira não é considerada para condições de entalpia relativamente baixas. Por outro lado, em condições de entalpia elevada, alguns autores consideram a parede totalmente catalítica enquanto outros adotam a condição de parede não catalítica [34].

Neste estudo será realizada uma análise quantitativa da influência da condição catalítica da parede nas propriedades do escoamento no interior da tubeira, o que é particularmente relevante tendo em conta a importância dos túneis de vento na investigação experimental e na caracterização numérica do escoamento em torno de veículos hipersónicos.

A tubeira utilizada nesta investigação corresponde ao Nozzle 3, com uma entalpia específica de estagnação à entrada de 23,8 MJ/kg e o escoamento composto por uma mistura de ar parcialmente dissociado, conforme consta nas Tabelas 5.1 e 5.2. Para a parede não-catalítica considera-se a inexistência de reações na parede, enquanto na parede totalmente catalítica assume-se que as reações de recombinação resultam em oxigénio molecular ( $O_2$ ) e azoto ( $N_2$ ), com frações mássicas de 0,21 e 0,79, respetivamente.

A Figura 5.6 mostra o fluxo de calor para as paredes não-catalítica (NC) e totalmente catalítica (FC). É possível observar que o fluxo de calor é maior quando se consideram condições totalmente catalíticas. A razão média entre o fluxo de calor para paredes totalmente catalíticas e não-catalíticas é cerca de 2, o que está de acordo com o que é reportado para as cápsulas de reentrada [257, 258]. Como esperado, o fluxo de calor na parede é maior nas zonas de alta temperatura e diminui à medida que se desloca da configuração C para a F.

A Figura 5.7 mostra a comparação entre as propriedades do escoamento calculadas à saída da configuração intermédia E para as condições de parede não-catalítica e totalmente catalítica. Embora as configurações C, D e F apresentem valores diferentes, o comportamento da distribuição é semelhante. A análise quantitativa para as diferentes configurações do Nozzle 3 será efetuada mais adiante neste trabalho.

Como se pode observar na Figura 5.7a, o número de Mach é inferior quando se considera a parede totalmente catalítica. Quando a parede é totalmente catalítica a recombinação de átomos junto à parede provoca o aumento da energia do fluido e conseqüentemente a subida da temperatura nessa região (Figura 5.7b). É possível verificar que a camada limite

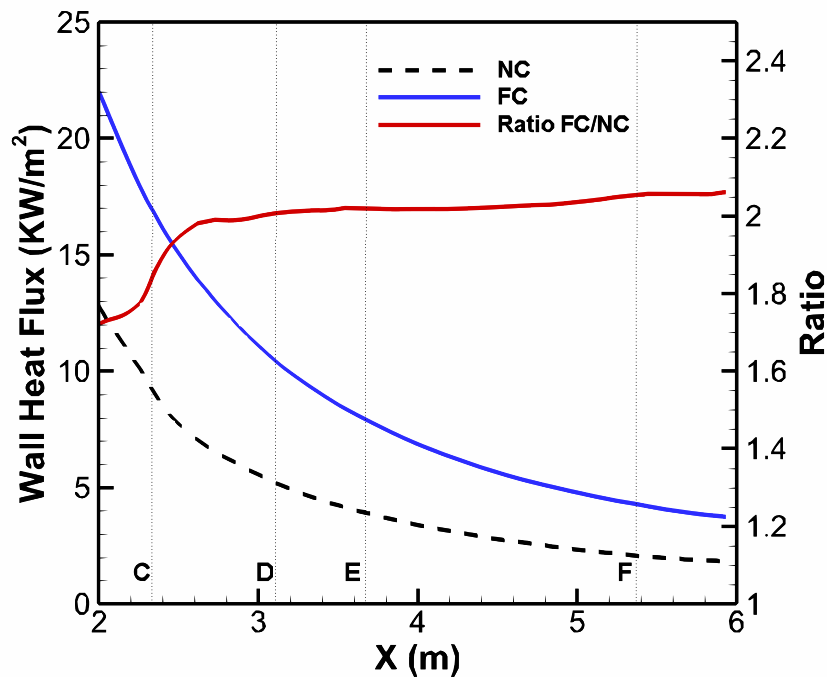


Figura 5.6: Distribuição do fluxo de calor na parede. Comparação entre parede não-catalítica (NC) e parede totalmente catalítica (FC). As linhas tracejadas correspondem à saída das configurações C, D, E e F do Nozzle 3.

térmica cresce mais rapidamente para a condição totalmente catalítica quando comparada com a parede não-catalítica. Este maior gradiente de temperatura faz com que a temperatura no núcleo do escoamento seja superior, o que provoca um incremento da velocidade do som com a consequente diminuição do número de Mach.

O maior gradiente de temperatura na camada limite térmica para a parede totalmente catalítica é também evidente na temperatura vibro-eletrónica ( Figura 5.7c), mas no núcleo do escoamento, contrariamente ao que sucede com a temperatura trans-rotacional, a temperatura vibro-eletrónica é menor para a condição totalmente catalítica. Isto deve-se ao facto de a pressão estática ser maior para condições de parede totalmente catalítica, conforme se observa na Figura 5.7d. A pressão é maior, como esperado, de acordo com a equação de estado.

Conforme estabelecido pela fórmula de Millikan e White [217], o tempo de relaxação é inversamente proporcional à pressão. Um aumento da pressão causa a diminuição do tempo de relaxação, o que por sua vez aumenta a troca de energia entre os modos trans-rotacionais e vibro-eletrónico, de acordo com a equação de Landau e Teller [216]. Esta é a razão pela qual a temperatura vibro-eletrónica é inferior no núcleo do escoamento para a condição de parede totalmente catalítica.

A Figura 5.8 apresenta as propriedades do escoamento e a razão entre as condições totalmente catalítica e não-catalítica à saída do Nozzle 3, permitindo obter uma perspetiva sobre o comportamento dos parâmetros no núcleo do escoamento para as quatro configurações.

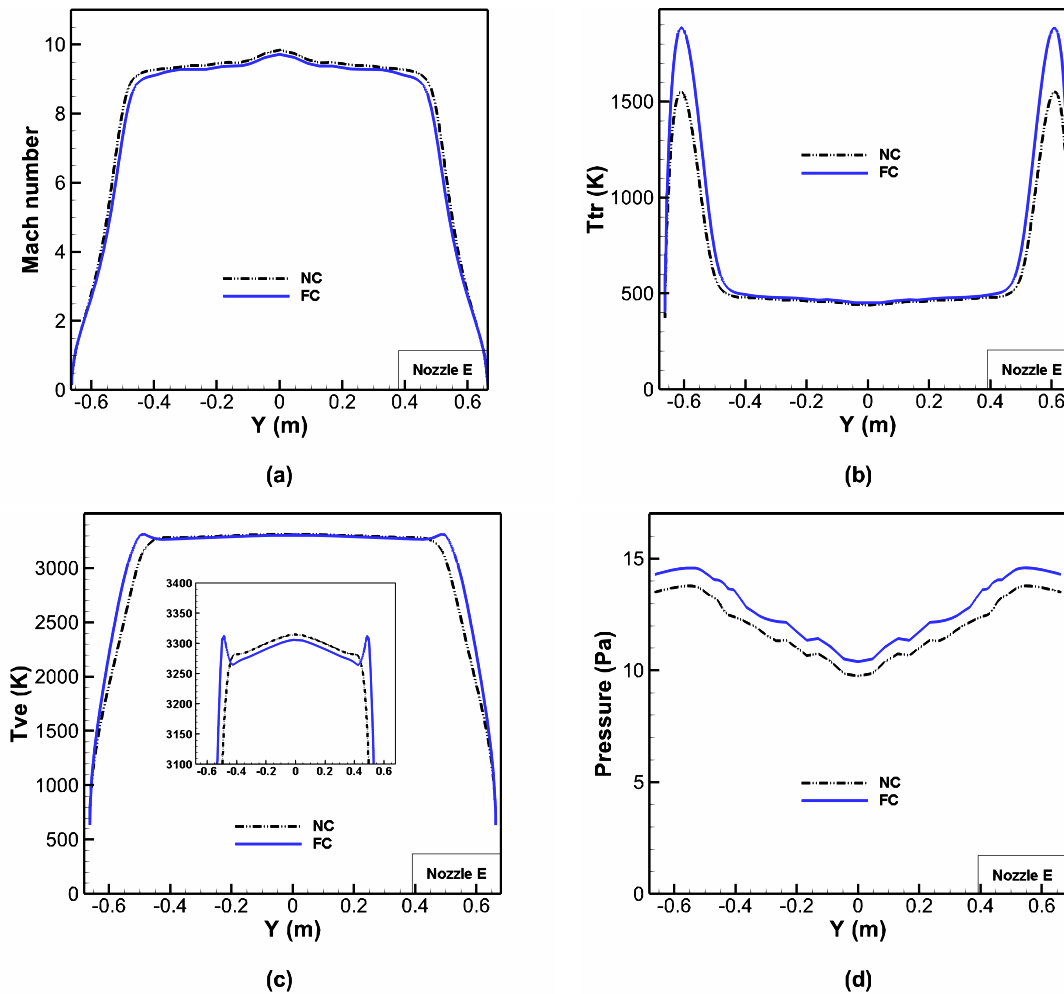


Figura 5.7: Número de Mach (a), temperatura trans-rotacional (b), temperatura vibro-eletrónica (c) e distribuição da pressão estática (d) à saída da tubeira E. Comparação entre a parede não-catalítica (NC) e a totalmente catalítica (FC).

O número de Mach aumenta desde  $X_C$  até  $X_F$  para ambas as condições, como é fisicamente esperado. É possível observar que, para a condição não-catalítica, o número de Mach cresce mais rapidamente do que para a condição totalmente catalítica. Tal pode ser confirmado na Figura 5.9, que apresenta o contorno do número de Mach para condições de parede não-catalítica (em cima) e totalmente catalítica (em baixo). Como consequência, a razão FC/NC diminui de  $X_C$  para  $X_F$ . Este resultado é importante porque demonstra, não só a importância da razão de expansão no número de Mach que pode ser alcançado na saída de uma dada tubeira mas, também, até que ponto esta razão faz com que a diferença entre o número de Mach em condições não-catalíticas e totalmente catalíticas é significativa em termos práticos. Posteriormente iremos quantificar o impacto da razão de expansão nas propriedades do escoamento em termos de parede não-catalítica e totalmente catalítica.

A temperatura trans-rotacional (Figura 5.8b) e a pressão estática (Figura 5.8d) seguem a mesma tendência. Ambas diminuem à medida que o gás se expande de  $X_C$  para  $X_F$ . Os resultados para a parede totalmente catalítica são superiores aos da parede não-catalítica, pelo mesmo motivo explicado para a configuração E (Figuras 5.7b e Figuras 5.7d).

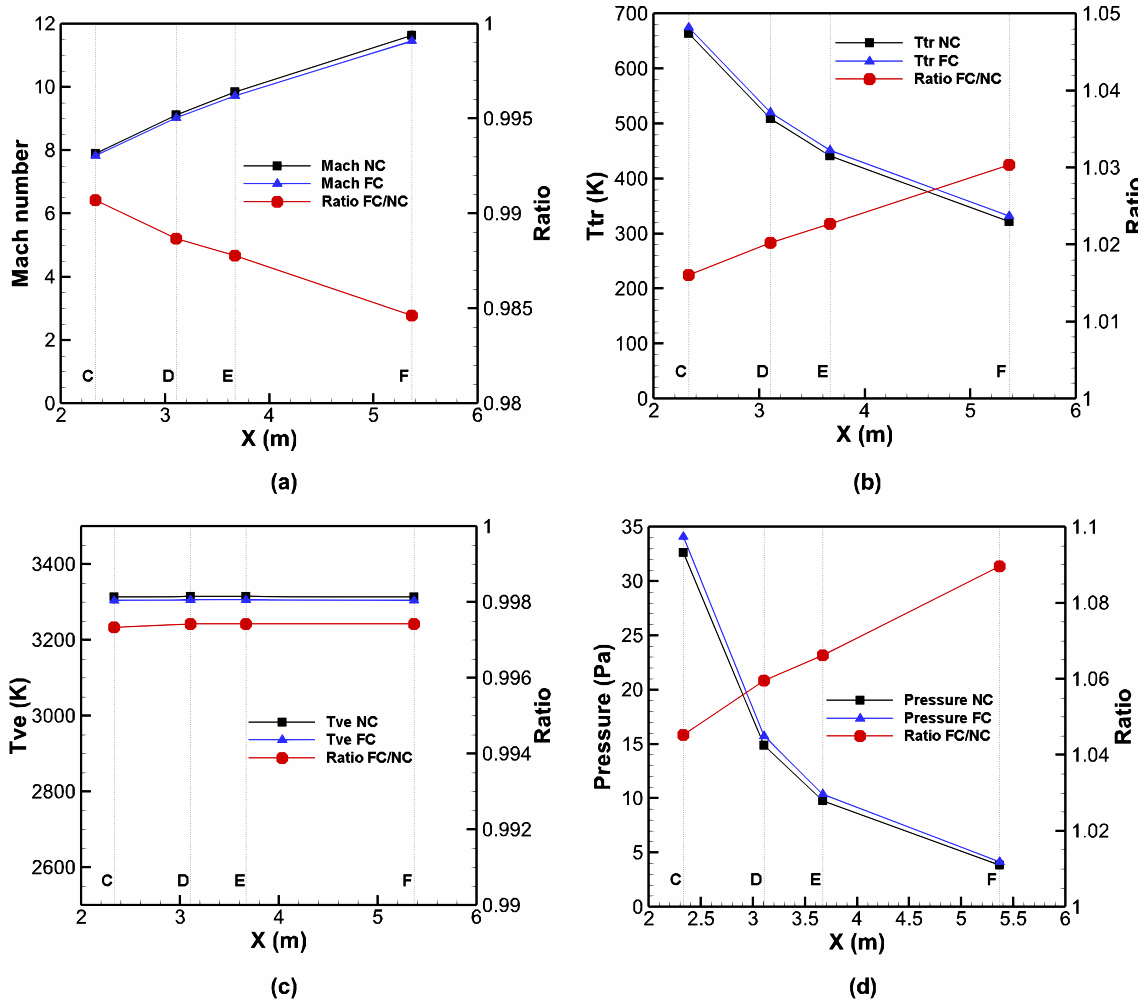


Figura 5.8: Comparação entre o número de Mach (a), temperatura trans-rotacional (b), temperatura vibro-eletrónica (c) e pressão estática (d) à saída do Nozzle 3 (configurações C, D, E e F). Razão entre os resultados para condições não-catalíticas e totalmente catalíticas (FC/NC).

A diferença entre as condições totalmente catalítica e não-catalítica diminui em termos absolutos ao mover-se de  $X_C$  para  $X_F$ , mas a razão entre elas aumenta.

A temperatura vibro-eletrónica (Figura 5.8c) é inferior para a condição totalmente catalítica, o que é expectável devido à maior pressão observada nessa condição. É evidente a uniformidade de  $T_{ve}$  ao longo de  $X_C$  a  $X_F$ , o que se deve ao facto de a temperatura vibro-eletrónica estar já congelada antes de atingir  $X_C$ . A Figura 5.10 mostra que a temperatura vibracional congela em  $X = 1,8$  m, com valores de 3314 K e 3306 K para as condições não-catalítica e totalmente catalítica, respetivamente. A razão entre as condições totalmente catalítica e não-catalítica também se mantém constante, conforme esperado.

Através destes resultados foi possível descobrir que, em geral, com exceção da temperatura vibro-eletrónica, que se congela no interior da tubeira, a razão de expansão influencia o impacto da condição catalítica da parede nas propriedades do escoamento. A razão entre os resultados para a parede totalmente catalítica e a não-catalítica aumenta para a temperatura trans-rotacional e pressão estática e diminui para o número de Mach, à medida que a razão de expansão da tubeira aumenta. A Tabela 5.8 mostra a diferença entre as propriedades obtidas no núcleo do escoamento das diferentes configurações do Nozzle 3. A

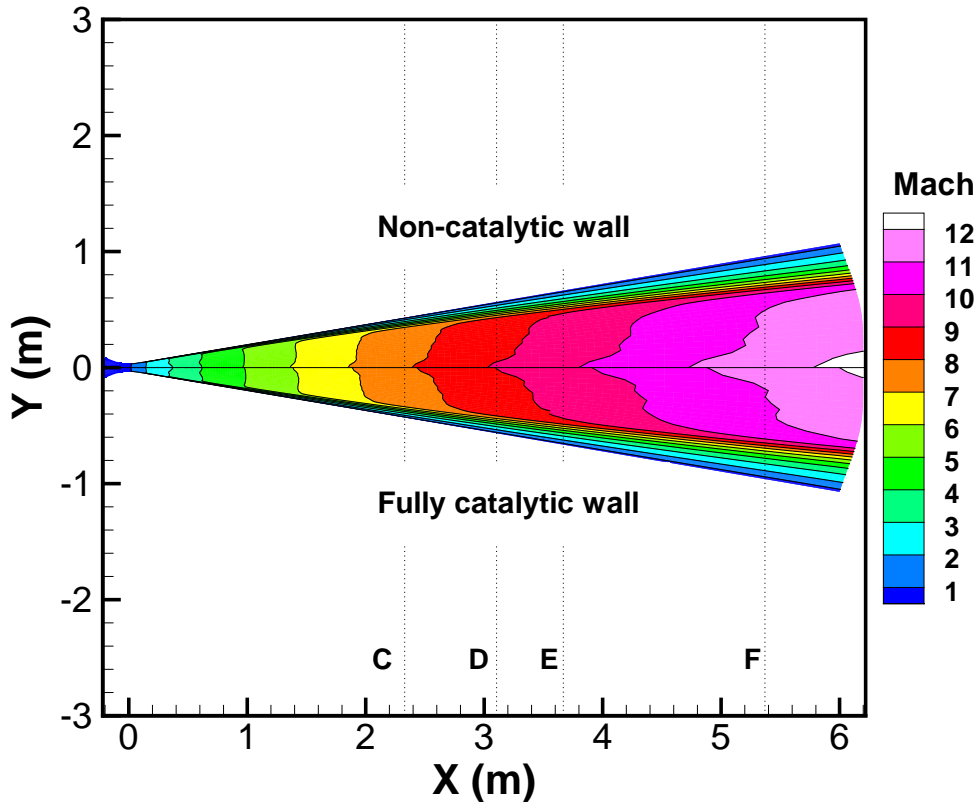


Figura 5.9: Contorno do número de Mach no Nozzle 3 para condição de parede não-catalítica (em cima) e totalmente catalítica (em baixo).

Tabela 5.8: Diferença (%) entre os parâmetros do escoamento para condições de parede não-catalítica e totalmente catalítica. Influência da razão de expansão (ER).

	ER	Mach	$T_{tr}$	$T_{ve}$	Pressão
$X_C$	145	0,9%	1,6%	0,3%	4,3%
$X_D$	236	1,1%	2,0%	0,3%	5,6%
$X_E$	325	1,2%	2,2%	0,3%	6,2%
$X_F$	679	1,5%	2,9%	0,3%	8,2%

partir deste resultado, podemos afirmar que, usando a condição de parede não-catalítica, obtém-se um valor de pressão na configuração F que é 8,2% inferior ao valor que obteríamos para a mesma tubeira considerando a condição de parede totalmente catalítica. Esta diferença é de 2,9% para a temperatura trans-rotacional e de 1,5% para o número de Mach.

Assim, de acordo com os resultados desta investigação, quanto maior a razão de expansão maior será a diferença entre os resultados não-catalíticos e totalmente catalíticos. Isto é razoável, pois razões de expansão maiores implicam maior espessura da camada-limite. Consequentemente, o aumento dos gradientes de temperatura que ocorrem na camada limite devido à recombinação dos átomos na parede totalmente catalítica terão maior influência no núcleo do escoamento.

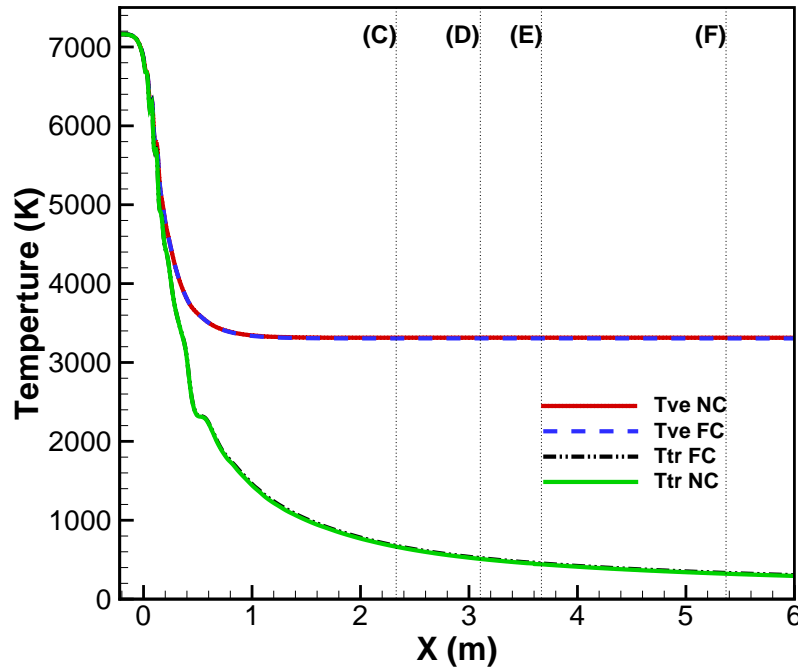


Figura 5.10: Distribuição de temperatura no eixo central do Nozzle 3 para condições de parede não-catalítica (NC) e totalmente catalítica (FC).

A razão de expansão da configuração F é aproximadamente o dobro da razão de expansão da configuração E. Ao passar de E para a F a diferença nos resultados entre as condições não-catalíticas e totalmente catalíticas aumentará 21% para o número de Mach e 25% para a temperatura trans-rotacional e pressão. Da tubeira D para a E a razão de expansão aumenta 1,63 e a diferença entre as condições de parede não-catalítica e totalmente catalítica aumentará 18%, 20% e 23% para o número de Mach, temperatura trans-rotacional e pressão estática, respectivamente. De C para D a razão de expansão aumenta 1,38 e a diferença entre as condições não-catalítica e totalmente catalítica aumentará 7%, 11% e 9% para número de Mach, temperatura trans-rotacional e pressão estática, respectivamente. Estes resultados podem ser considerados uma referência para futuras análises computacionais de escoamentos em tubeiras hipersônicas ao estimar as propriedades do escoamento à saída da tubeira para diferentes condições de teste de elevada entalpia.

Através dos resultados da Tabela 5.8, considerando a pressão estática como variável de referência e admitindo uma discrepância máxima admissível de 5%, verifica-se que para uma tubeira com razão de expansão de 145 a diferença de pressão entre as condições não catalítica e totalmente catalítica é de 4,3%. Assim, neste caso, pode assumir-se nas simulações numéricas a simplificação de parede não catalítica sem alterações significativas nas propriedades do escoamento. Por outro lado, para as mesmas condições de estagnação numa tubeira com razão de expansão de 236, a diferença de pressão entre as paredes não catalítica e totalmente catalítica é de 5,6%, ultrapassando o limite máximo de 5%. Torna-se assim necessário modelar a atividade catalítica da parede para garantir uma previsão adequada das propriedades do escoamento à saída da tubeira e na câmara de teste. A escolha dos 5% de discrepância máxima está associada ao valor do erro de inferência con-

siderado na calibração dos túneis de vento hipersônicos, que geralmente é de 5% [259]. Usando uma tubeira com razão de expansão de 679, a diferença de pressão entre os dois tipos de parede aumenta para 8,2%.

Com base nestes resultados, conclui-se que para razões de expansão superiores a 186 (correspondente a um número de Mach de 8,6) torna-se necessário modelar a atividade catalítica da parede na simulação do escoamento no interior de tubeiras hipersônicas.

# Capítulo 6

## Aplicações em Escoamentos Hipersônicos MAD

Os escoamentos hipersônicos colocam uma série de desafios significativos que devem ser superados para garantir a segurança e o desempenho de veículos que operam a essas velocidades. Um dos principais desafios é o aquecimento aerodinâmico, resultante da compressão intensa do ar e também das forças de resistência viscosa ao longo das superfícies do veículo. As temperaturas alcançadas podem atingir níveis críticos, comprometendo a integridade dos materiais utilizados nas estruturas.

Para além do aquecimento, a resistência dos materiais constitui uma preocupação central. Estes devem suportar não apenas temperaturas elevadas, mas também forças aerodinâmicas intensas e tensões térmicas derivadas de gradientes de temperatura abruptos.

Outro desafio crucial é a realização de ensaios experimentais e a validação de modelos numéricos. Tal como foi visto nos capítulos anteriores, as condições hipersônicas são extremamente difíceis de reproduzir em ambiente controlado e requerem infraestruturas sofisticadas, como os túneis de vento hipersônicos, cuja construção e operação envolvem custos elevados. A validação das simulações numéricas com os dados experimentais é fundamental para garantir a fiabilidade dos modelos e a previsão do comportamento real dos veículos em voo.

Neste capítulo serão apresentadas propostas de aplicação que visam abordar estes desafios, explorando soluções inovadoras com potencial para melhorar o desempenho e a segurança dos escoamentos hipersônicos. As aplicações consideradas podem ser implementadas no design de túneis de vento de plasma e em veículos hipersônicos, bem como na certificação de sistemas de proteção térmica com interações magnetoaerodinâmicas.

### 6.1 Análise do PWT SCIROCCO: avaliação do desempenho de novas tubeiras de perfil contornado

Com o objetivo de melhorar o desempenho do túnel de vento de plasma SCIROCCO no que diz respeito aos efeitos de não-equilíbrio, à uniformidade do escoamento, e às interações MAD, foram concebidas novas tubeiras de perfil contornado (*contoured nozzles*), cujo desempenho foi analisado e comparado com o da tubeira de perfil cónico convencional (*conical nozzle*) atualmente em uso.

Conforme discutido na secção 2.2.1, é necessário considerar que as tubeiras curtas são frequentemente utilizadas em PWT com o objetivo de minimizar as perdas de entalpia total e atenuar a redução da razão de expansão efetiva provocada pelo crescimento da camada limite. Além disso, é necessário prestar particular atenção à escolha do ângulo inicial de

expansão, de forma a evitar a separação do escoamento. Torna-se assim necessário alcançar um compromisso entre a qualidade do escoamento e as perdas de entalpia durante o design de novas tubeiras.

A atenção será centrada na secção divergente da tubeira, uma vez que a parte convergente da atual tubeira do SCIROCCO já apresenta um perfil contornado. Assim, será mantido o mesmo diâmetro de garganta da configuração convencional de tubeira cónica, bem como o mesmo diâmetro de saída. O objetivo consiste em desenvolver uma geometria contornada em forma de sino para a secção divergente. Esta escolha é considerada fiável, dado que as tubeiras contornadas com perfil em sino têm demonstrado oferecer vantagens significativas [260]:

- são particularmente eficazes na mitigação dos efeitos viscosos;
- permitem um ângulo de divergência relativamente elevado imediatamente após a garganta, ao mesmo tempo que recuperam as características do escoamento axial na saída;
- possibilitam uma redução do comprimento total da tubeira necessário para atingir uma dada razão de expansão, em comparação com uma tubeira cónica, o que resulta num desenvolvimento inferior da camada sub-sónica viscosa na saída da secção divergente.

Nesta investigação foi escolhida como referência a configuração da tubeira cónica D do SCIROCCO (Nozzle D), com um diâmetro de saída de aproximadamente 1150 mm e uma razão de expansão de 236, conforme representado anteriormente na Figura 4.13. A tubeira contornada projetada será axisimétrica e manterá os mesmos diâmetros de garganta e de saída da tubeira cónica, conservando assim a mesma razão de expansão.

O método utilizado para gerar a secção divergente das novas tubeiras baseia-se na conhecida aproximação parabólica do método das características (MOC) para um contorno em forma de sino, tal como originalmente formulado por Rao [261]. A Figura 6.1a ilustra a conceção com esta abordagem. A partir da garganta, com raio  $R_t$ , o contorno segue inicialmente um arco circular com raio  $0,382 R_t$ , seguido de uma secção parabólica com um ângulo de expansão inicial  $\theta_n$ . Esta parábola prolonga-se ao longo do comprimento  $L$  até à saída da tubeira, onde o ângulo de expansão final é  $\theta_e$ . Considerando um sistema de coordenadas em que o eixo axial  $x$  passa pela linha de simetria e o eixo radial  $y$  passa pelo centro da garganta, o arco circular e a parábola são descritas pelas Equações 6.1 e 6.2, respetivamente [262]:

$$x^2 + (y - (R_t + 0,382R_t))^2 = (0,382R_t)^2, \quad (6.1)$$

$$x = ay^2 + by + c, \quad (6.2)$$

em que os coeficientes  $a, b$  e  $c$  são determinados pelas derivadas no ponto em que o arco circular encontra o início da parábola,  $x_n$ :

$$\frac{dy}{dx} = \tan(\theta_n) = \frac{x_n}{\sqrt{(0,382R_t)^2 - x^2}}, \quad (6.3)$$

$$x_n = aR_n^2 + bR_n + c, \quad (6.4)$$

$$\frac{dy}{dx} = \tan(\theta_n) = \frac{1}{2aR_n + b}, \quad (6.5)$$

$$\frac{dy}{dx} = \tan(\theta_e) = \frac{1}{2aR_e + b}. \quad (6.6)$$

Escrito na forma matricial, o sistema de equações pode ser resolvido para determinar os coeficientes:

$$\begin{bmatrix} 2R_n & 1 & 0 \\ 2R_e & 1 & 0 \\ R_n^2 & R_n & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\tan(\theta_n)} \\ \frac{1}{\tan(\theta_e)} \\ x_n \end{bmatrix}. \quad (6.7)$$

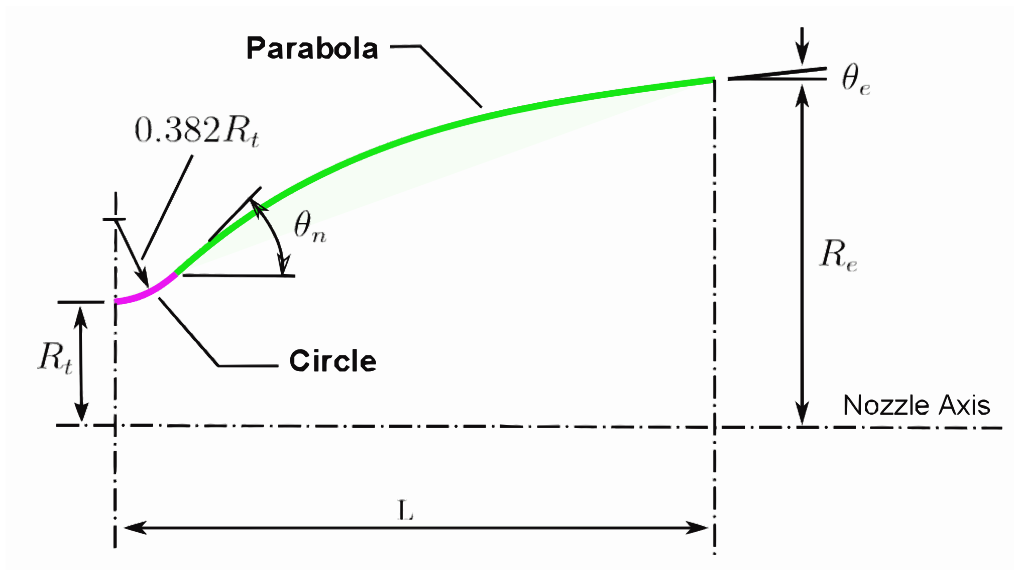
Tabela 6.1: Propriedades geométricas das tubeiras contornadas comparadas com a tubeira cônica de referência.

Nozzle	L (m)	$\theta_n(^{\circ})$	$\theta_e(^{\circ})$
D	3,31	10	10
11-9	3,27	11	9
20-7	3,02	20	7

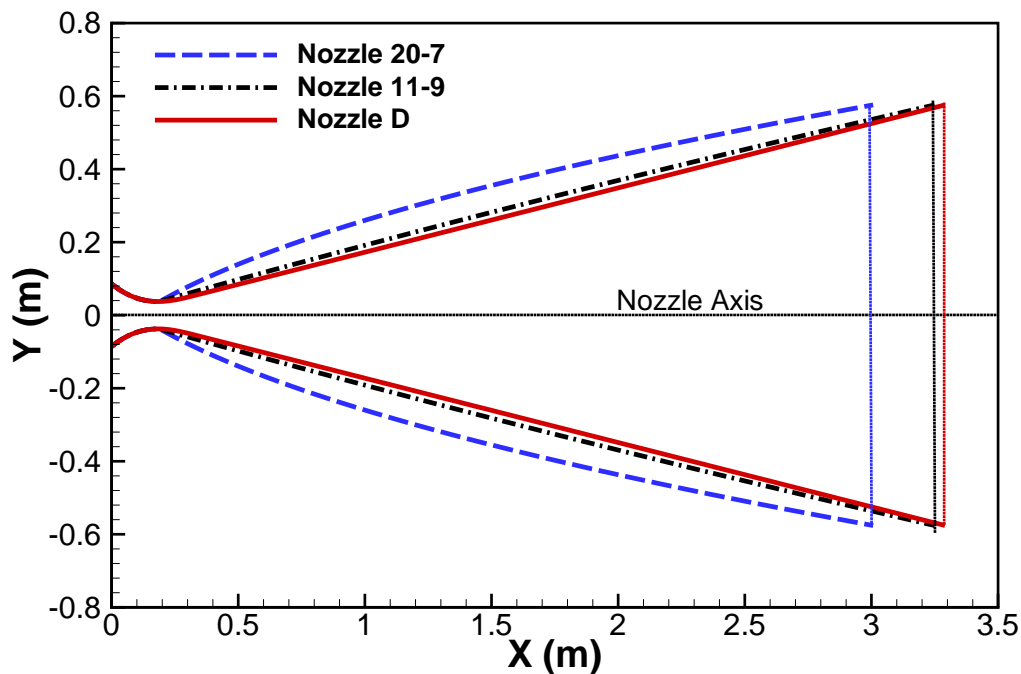
De acordo com o relatório da AEDC [92], o ângulo de inflexão da tubeira ( $\theta_n$ ) deve ser inferior a  $12^{\circ}$  para garantir a uniformidade do escoamento. O ângulo de saída ( $\theta_e$ ) é tipicamente mantido abaixo de  $10^{\circ}$  [262]. Com base nestas diretrizes são propostas duas tubeiras contornadas: uma com um ângulo de inflexão de  $11^{\circ}$  e um ângulo de saída de  $9^{\circ}$ , designada por Nozzle 11-9 e outra mais curta, com um ângulo de inflexão de  $20^{\circ}$  e um ângulo de saída de  $7^{\circ}$ , designada por Nozzle 20-7.

A Figura 6.1b ilustra a tubeira cônica D (Nozzle D) juntamente com os dois novos modelos contornados. Como se observa, as três tubeiras partilham a mesma secção convergente, bem como os mesmos diâmetros de garganta e de saída, diferindo apenas no comprimento total. O ângulo de inflexão de  $20^{\circ}$  no Nozzle 20-7 foi selecionado por se encontrar próximo do valor máximo que não induz a separação do escoamento. O Nozzle 11-9 é geometricamente muito semelhante à tubeira cônica. A mesma foi concebida como um caso intermédio, prevendo-se que produza resultados próximos dos do Nozzle D e que funcione como um indicador da capacidade preditiva do novo perfil contornado.

Na Tabela 6.1 estão listadas as propriedades geométricas das tubeiras contornadas, incluindo o ângulo de inflexão, o ângulo de saída e o comprimento. Para fins de comparação apresentam-se também as mesmas propriedades para a tubeira cônica de referência (Nozzle D), que possui um ângulo de expansão de  $10^{\circ}$ .



(a)



(b)

Figura 6.1: (a) Aproximação parabólica do método das características utilizado para gerar as tubeiras contornadas; (b) contornos das tubeiras projetadas.

Tabela 6.2: Condições de estagnação à entrada das tubeiras

$h_0$ (MJ/kg)	$P_0$ (kPa)	$T_0$ (K)	$Y_{N_2}$	$Y_{O_2}$	$Y_{NO}$	$Y_N$	$Y_O$
23,8	250	7204	0,4542	0,0001312	0,007301	0,3132	0,2251

A Tabela 6.2 apresenta as condições de estagnação nas entradas das tubeiras utilizadas na presente investigação, incluindo a entalpia específica, a temperatura (considerada em equilíbrio no reservatório), a pressão e as fracções mássicas das espécies [34].

Nas próximas secções será apresentada a avaliação de desempenho para as tubeiras consideradas, com foco na uniformidade do escoamento, nos processos de não-equilíbrio ter-

moquímico e nas interações MAD.

### 6.1.1 Uniformidade do escoamento e perdas de entalpia

Tabela 6.3: Espessura da camada limite, diâmetro efetivo e razão de expansão efetiva à saída das tubeiras.

	Nozzle D	Nozzle 11-9	Nozzle 20-7
$\delta_{BL}$ (m)	0,168	0,167	0,159
$D_e$ Efetivo (m)	0,815	0,817	0,832
$ER$ Efetiva	117,6	118,3	122,7

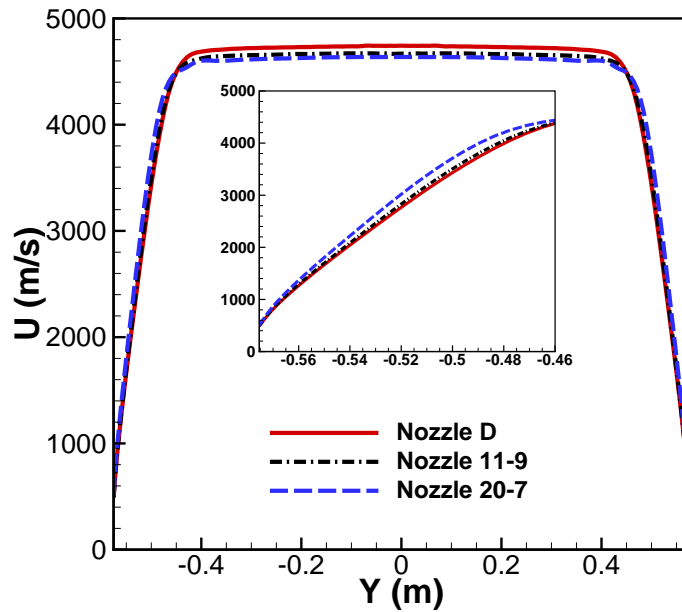
A Figura 6.2 apresenta a componente axial do vetor velocidade à saída de cada Nozzle com uma ampliação da região da camada limite (a), e a distribuição do número de Mach ao longo dos eixos dos Nozzles (b). Como se pode observar, a camada limite é significativamente mais espessa no Nozzle D em comparação com o Nozzle 20-7. Devido à reduzida diferença de comprimento, a espessura da camada limite entre o Nozzle D e o Nozzle 11-9 é muito semelhante. A Tabela 6.3 apresenta os valores da espessura da camada limite ( $\delta_{BL}$ ), do diâmetro efetivo ( $D_e$ ) e da razão de expansão efetiva (ER) à saída de cada Nozzle. Pode-se evidenciar claramente o impacto da camada limite no diâmetro de saída efetivo e na razão de expansão efetiva.

Observa-se um aumento da razão de expansão efetiva de aproximadamente 0,6% para o Nozzle 11-9 e 4,3% para o Nozzle 20-7, em comparação com o Nozzle cônico D. Este aumento, combinado com os ângulos iniciais de expansão mais elevados, 20° para o Nozzle 20-7 e 11° para o Nozzle 11-9, contribui para um incremento do número de Mach nos perfis contornados. Como ilustrado na Figura 6.2b, o número de Mach à saída é 4% superior para o Nozzle 11-9 e 19% superior para o Nozzle 20-7, comparativamente com Nozzle D. Além disso, são também observadas irregularidades na distribuição do número de Mach, caracterizadas por ressaltos distintos ao longo dos perfis dos Nozzles contornados. Para clarificar este aspeto foram gerados gráficos da distribuição de pressão ao longo das paredes dos Nozzles (Figura 6.3a) e ao longo dos eixos dos Nozzles (Figura 6.3b).

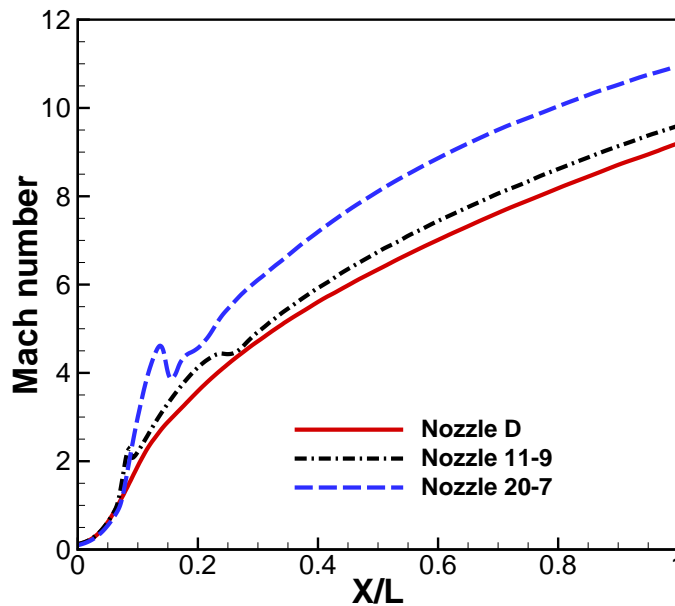
A distribuição de pressão ao longo das paredes dos Nozzles revela gradientes de pressão suave e contínuos, sem regiões significativamente adversas que indiquem a separação da camada limite.

Em contraste, a distribuição de pressão ao longo dos eixos apresenta instabilidades nos Nozzles contornados, semelhantes às irregularidades observadas na distribuição do número de Mach. Estes ressaltos não são artefactos numéricos, mas sim fenómenos físicos que resultam da geometria do Nozzle e têm origem no ângulo de inflexão próximo da garganta, que introduz variações acentuadas na curvatura do contorno da parede. Esta inflexão geométrica gera gradientes de pressão adversos, conduzindo a interações de ondas de choque como ilustrado nos contornos de pressão na região da garganta (ver Figura 6.4). Estas interações perturbam localmente o escoamento, originando variações não monótonas nas propriedades do escoamento.

Os ressaltos observados nos perfis dos Nozzles contornados são consistentes com perturbações localizadas do escoamento, causadas por interações entre ondas de choque e a



(a)



(b)

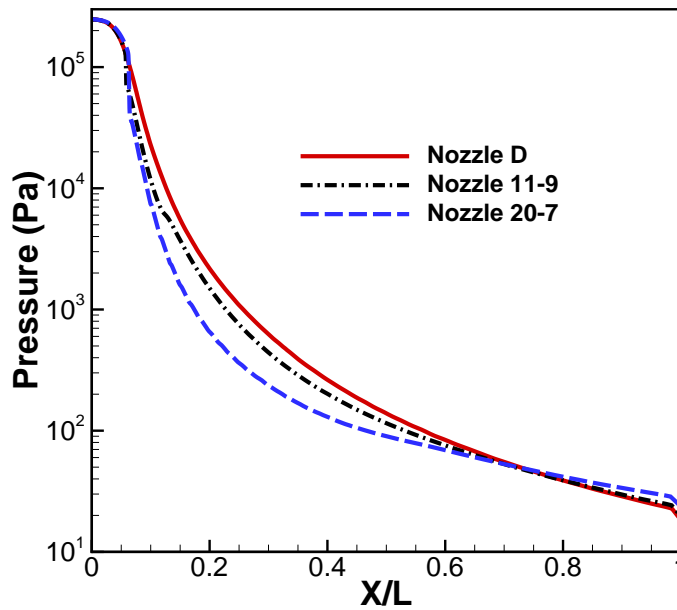
Figura 6.2: (a) Perfis de velocidade axial à saída e (b) número de Mach ao longo dos eixos dos Nozzles.

camada limite. Estas perturbações não afetam a estabilidade global da solução, mas evidenciam a sensibilidade do escoamento a variações geométricas no Nozzle. Além disso, o escoamento recupera rapidamente a jusante destas interações, sem que se observem sinais de inversão ou separação do escoamento na secção de teste.

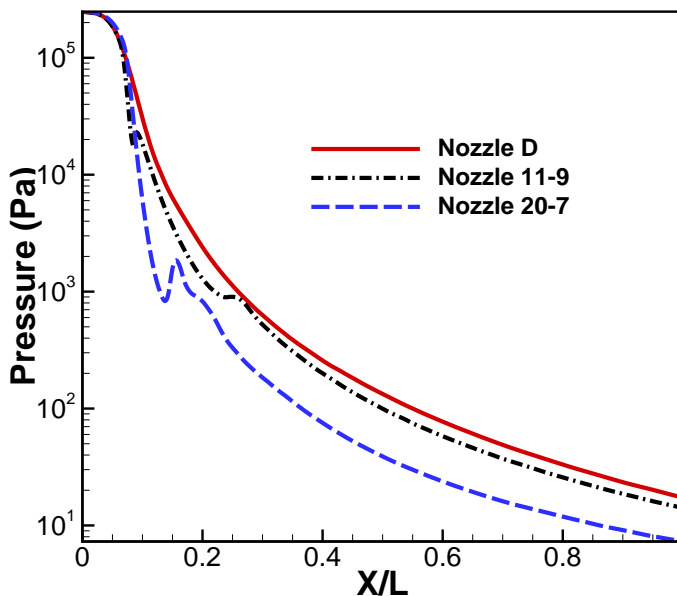
Tabela 6.4: Angularidade do escoamento (em graus) à saída de cada tubeira: valores no eixo central e valores médios no núcleo do escoamento.

Angularidade	Nozzle D	Nozzle 11-9	Nozzle 20-7
Centro ( $Y=0$ )	0,066	0,061	0,051
Núcleo (média)	3,21	2,93	2,15

A Figura 6.5 apresenta a angularidade do escoamento à saída de cada Nozzle. Verifica-se



(a) Nozzles' walls



(b) Nozzles' axes

Figura 6.3: Distribuição de pressão (a) ao longo das paredes dos Nozzles e (b) ao longo dos eixos dos Nozzles.

de forma consistente e em todos os casos que no eixo do Nozzle ( $Y = 0$  m) a angularidade do escoamento é aproximadamente  $0^\circ$ . À medida que se desloca do centro do escoamento para as paredes a angularidade aumenta. O Nozzle 20-7 apresenta o melhor comportamento, seguido pelo Nozzle 11-9, sendo o Nozzle cônico D aquele que exhibe maior angularidade. No núcleo do escoamento a angularidade média é de  $2,15^\circ$  para o Nozzle 20-7,  $2,93^\circ$  para o Nozzle 11-9 e  $3,21^\circ$  para o Nozzle D. A Tabela 6.4 resume os resultados da angularidade do escoamento para cada Nozzle.

A Figura 6.6(a) ilustra a distribuição da entalpia específica ( $h$ ) e da entropia específica ( $s$ ) ao longo dos eixos dos Nozzles. Na região convergente a entalpia específica diminui a uma

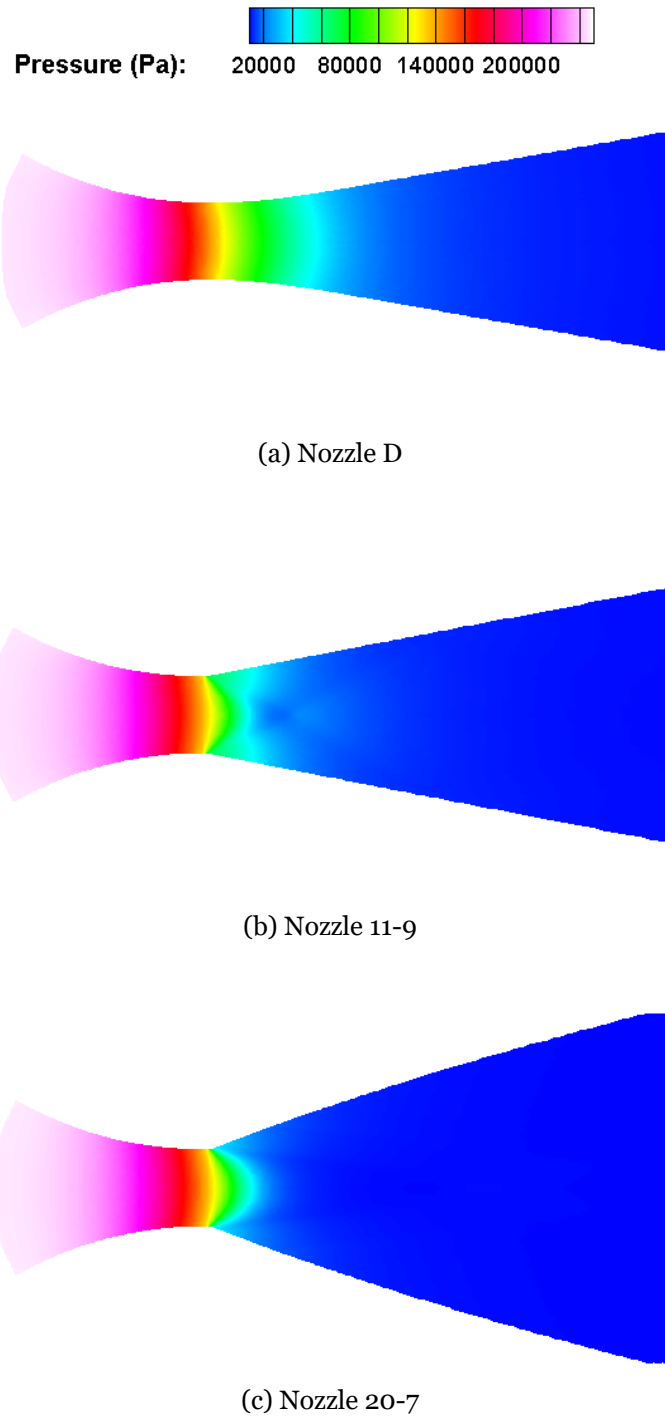


Figura 6.4: Pressão na região da garganta: (a) o Nozzle cônico D; (b) Nozzle contornado 11-9; e (c) o Nozzle contornado 20-7.

taxa semelhante para os três Nozzles. No entanto, na região de expansão, o maior ângulo de expansão do Nozzle 20-7 resulta numa diminuição mais rápida da entalpia específica em comparação com o Nozzle D e o Nozzle 11-9. Tal deve-se à maior quantidade de energia cinética necessária para acelerar o escoamento, o que conduz a um aumento mais rápido do número de Mach, conforme mostrado na Figura 6.2b.

Após um determinado ponto o ângulo de expansão do Nozzle 20-7 torna-se inferior ao ângulo de  $10^\circ$  do Nozzle D e a taxa de diminuição da entalpia específica abranda. Isto

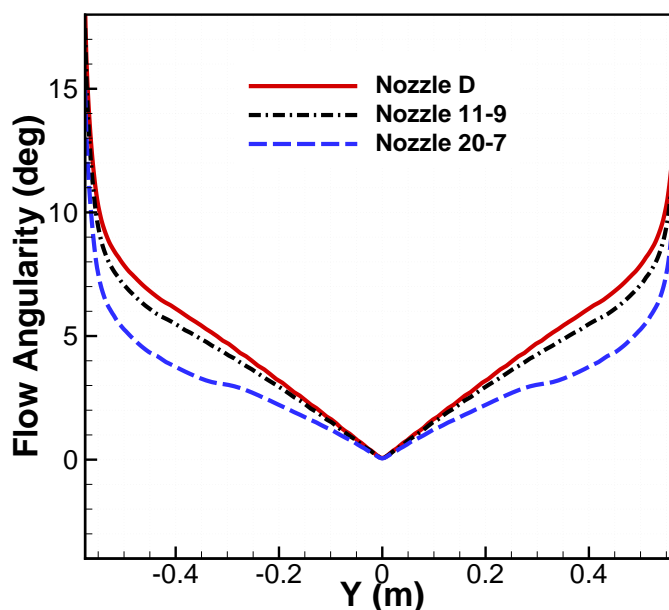


Figura 6.5: Perfil de angularidade do escoamento à saída de cada Nozzle.

resulta numa menor perda de entalpia específica para o Nozzle 20-7. À saída a entalpia específica é 2,6% superior no Nozzle 11-9 e 3,7% superior no Nozzle 20-7, sempre em comparação com o Nozzle D.

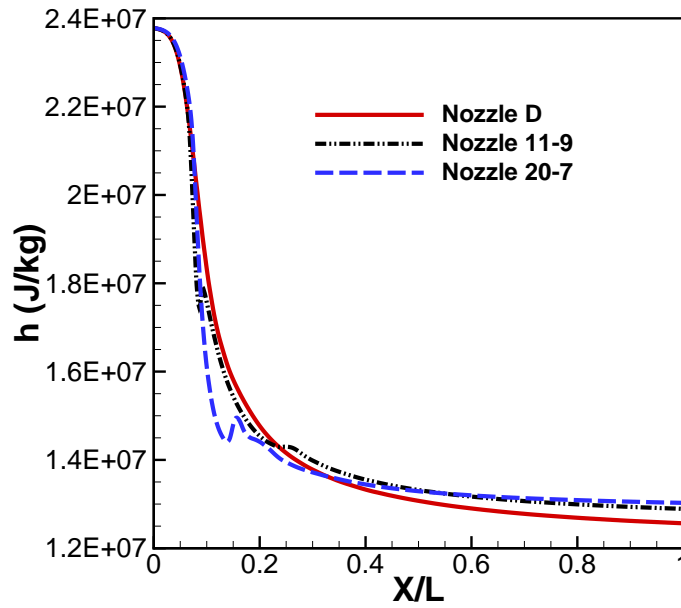
A pequena diferença de 1,1% entre as entalpias específicas à saída do Nozzle 20-7 e do Nozzle 11-9 deve-se às perdas provocadas pelas ondas de choque geradas no ponto de inflexão dos seus contornos. Devido ao seu maior ângulo de inflexão, o Nozzle 20-7 sofre perdas mais significativas, o que contribui para a diminuição da entalpia específica e consequentemente para uma redução da energia cinética. Isto explica a queda no número de Mach observada na Figura 6.2b para ambos os Nozzles 20-7 e 11-9, sendo essa queda mais acentuada no Nozzle 20-7. O aumento do ângulo de inflexão para valores significativamente mais elevados poderia provocar a separação do escoamento, aumentar as perdas no interior do Nozzle e comprometer a qualidade do escoamento à saída.

Tabela 6.5: Entalpia específica e geração de entropia específica ao longo dos eixos das tubeiras.

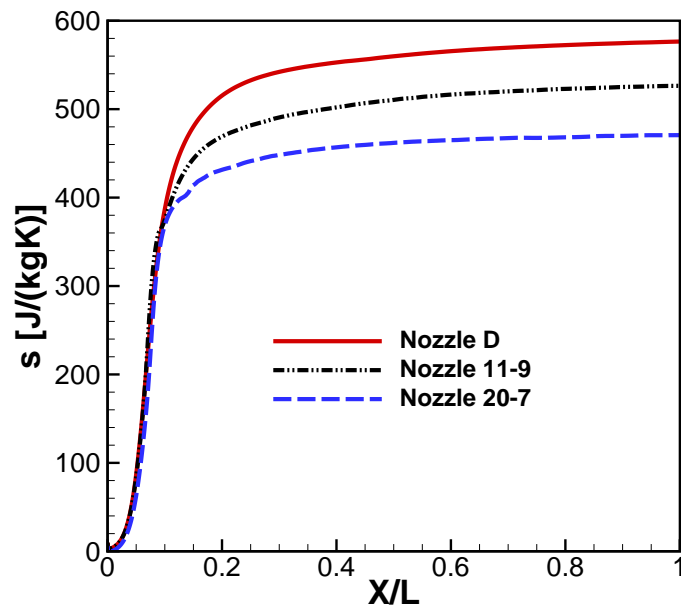
	Nozzle D	Nozzle 11-9	Nozzle 20-7
h (MJ/kg)	12,56	12,89	13,03
s [J/(kg·K)]	576	526	471

Como mostrado na Figura 6.6b, a expansão do escoamento através dos Nozzles resulta na geração de entropia, como seria de esperar de acordo com a segunda lei da termodinâmica. A entropia específica foi calculada com base na definição de variação de entropia para um gás perfeito, incorporando a constante dos gases reais e o calor específico da mistura e considerando o valor de referência de entropia específica zero à entrada.

Inicialmente a entropia específica aumenta rapidamente devido a uma alteração significativa da energia cinética, que provoca uma subida acentuada do número de Mach. À medida que o escoamento continua a desenvolver-se a taxa de aumento da entropia diminui, atingindo-se o valor máximo à saída. Estes resultados relativos à entropia específica estão de acordo com o esperado, uma vez que a geração de entropia é superior no Nozzle



(a)



(b)

Figura 6.6: (a) Entalpia específica e (b) geração de entropia específica ao longo dos eixos das tubeiras.

D, que apresenta também maiores perdas de entalpia específica. À saída do Nozzle a entropia específica é 8,7% inferior para o Nozzle 11-9 e 18,4% inferior para o Nozzle 20-7, em comparação com o Nozzle cônico D. Os valores de entalpia e entropia específicas à saída das tubeiras (Nozzle D, Nozzle 11-9 e Nozzle 20-7) estão resumidos na Tabela 6.5.

### 6.1.2 Não-equilíbrio termoquímico

A Figura 6.7 apresenta os perfis de temperatura trans-rotacional ( $T_{tr}$ ) e vibro-eletrônica ( $T_{ve}$ ) ao longo dos eixos das tubeiras. Os valores foram normalizados pela temperatura total do reservatório (7204 K). Devido à rápida expansão do escoamento,  $T_{tr}$  diminui de forma significativamente mais rápida, enquanto as espécies químicas permanecem num

estado de energia vibracional elevado. Estas não conseguem atingir níveis vibracionais mais baixos (processo conhecido como relaxação vibracional) à mesma taxa do aumento da energia cinética, o que faz com que  $T_{ve}$  fique congelada na região de expansão.

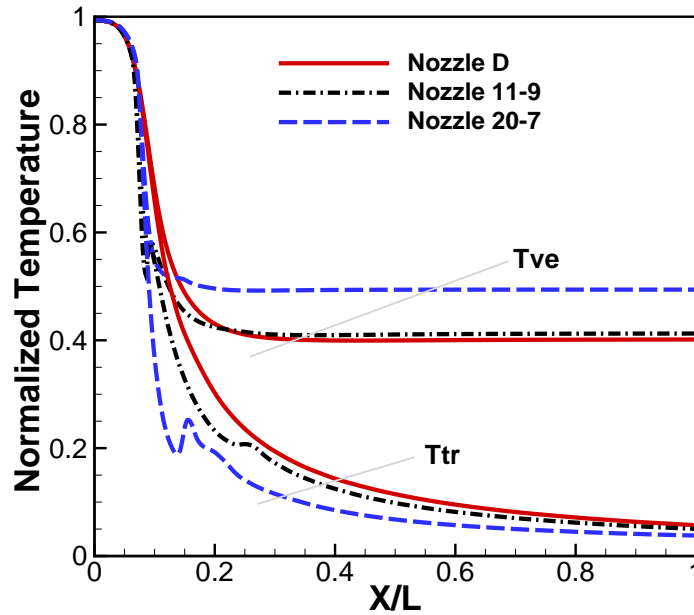


Figura 6.7: Distribuição da temperatura ao longo do eixo de cada tubeira.

Uma análise preliminar sugere que a tubeira mais curta (Nozzle 20-7) e que apresenta o maior ângulo inicial de expansão evidencia o grau mais elevado de não equilíbrio. O seu maior ângulo de inflexão resulta numa expansão mais rápida, fazendo com que a temperatura trans-rotacional diminua mais rapidamente e permitindo que o escoamento atinja um número de Mach mais elevado, conforme ilustrado na Figura 6.2b.

Tabela 6.6: Parâmetros de não-equilíbrio vibracional determinados para cada tubeira.

	Nozzle D	Nozzle 11-9	Nozzle 20-7
Ponto de congelamento (X/L)	0,28	0,24	0,18
$T_{ve}/T_{tr}$	7,0	8,2	13,0

A Figura 6.8 ilustra os contornos de  $T_{ve}$  e  $T_{tr}$  para o Nozzle 20-7. O início do não equilíbrio térmico é observado imediatamente a jusante da garganta e persiste ao longo de todo o Nozzle. A temperatura vibro-eletrônica não só congela a um valor mais elevado, como também o faz mais a montante no Nozzle 20-7, em comparação com os Nozzles 11-9 e D. A Tabela 6.6 apresenta a localização do ponto de congelamento e o grau de não equilíbrio ( $T_{ve}/T_{tr}$ ) à saída de cada Nozzle. Como se pode observar, a tubeira com o ângulo de expansão mais elevado e a com maior razão de expansão efetiva (Nozzle 20-7) evidencia o grau de não equilíbrio mais acentuado. À saída do Nozzle o grau de não equilíbrio térmico aumenta 17% no Nozzle 11-9 e 86% no Nozzle 20-7, em relação ao Nozzle cônico D.

A Figura 6.9a ilustra a distribuição da entalpia química específica ( $h_c$ ) ao longo dos eixos das tubeiras, definida como a soma das entalpias específicas de formação padrão de cada espécie ( $h_s^\circ$ ) ponderadas pelas respectivas frações mássicas ( $Y_s$ ) na mistura:

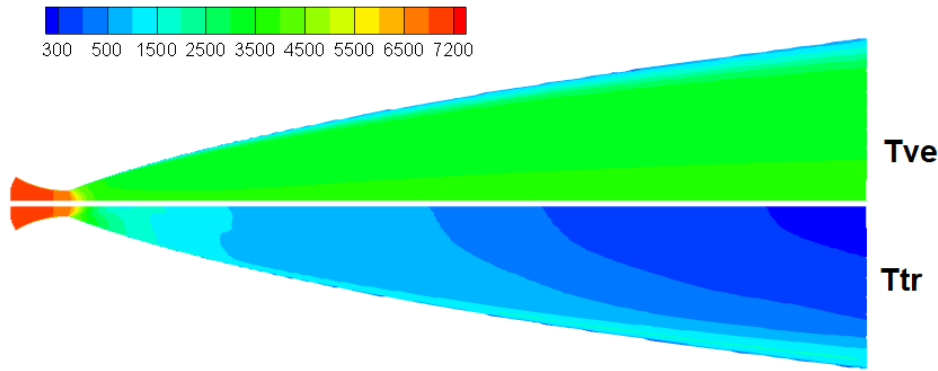
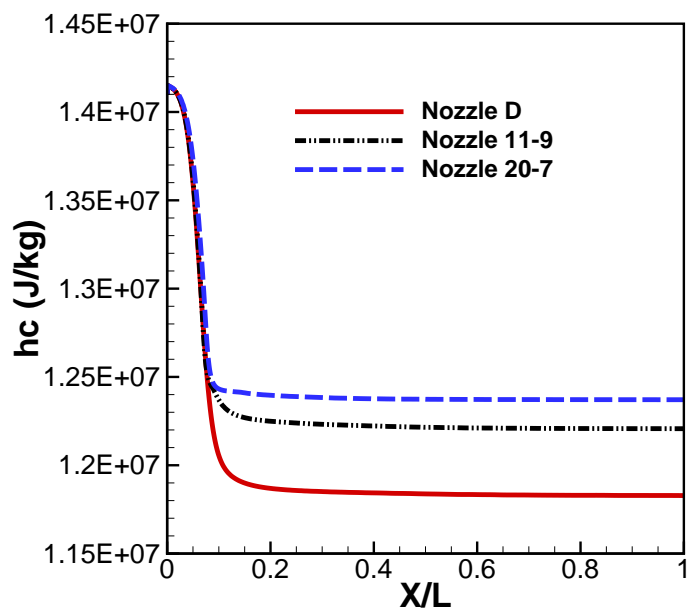


Figura 6.8: Contornos de temperatura vibro-eletrónica ( $T_{ve}$ ) e trans-rotacional ( $T_{tr}$ ) para o Nozzle 20-7.

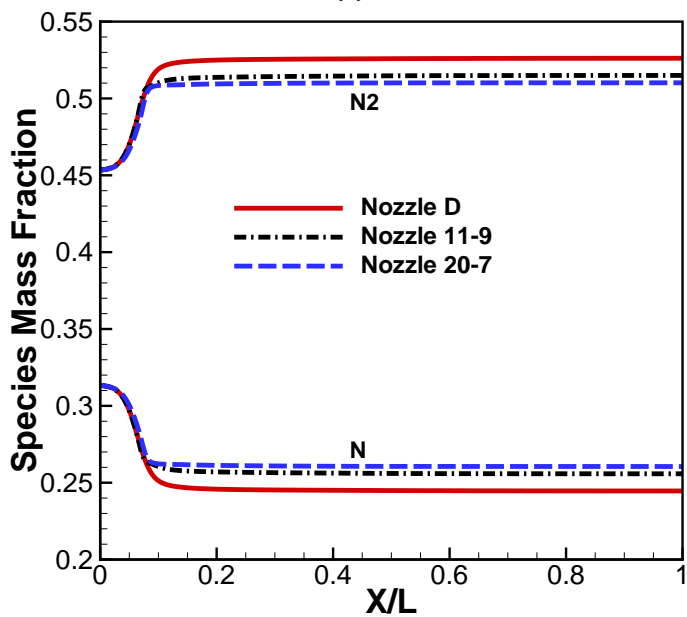
$$\sum_s Y_s h_s^\circ \quad (6.8)$$

O tubeira cónica Nozzle D apresenta as maiores perdas de entalpia química específica, seguida das tubeiras Nozzle 11-9 e Nozzle 20-7. O consumo de entalpia química específica é maioritariamente impulsionado pelas reações de dissociação e de ionização. A entalpia química específica diminui ao longo das tubeiras. À medida que o escoamento se expande e arrefece, átomos e iões de alta energia recombinam-se em moléculas. Estas reações de recombinação conduzem o escoamento para um estado de menor energia, dominado por moléculas, reduzindo assim a quantidade total de energia química armazenada no escoamento, a qual é predominantemente convertida em energia cinética do gás. A reação principal que contribui para este comportamento é a recombinação N–N<sub>2</sub>. A Figura 6.9b apresenta a distribuição da fração mássica das espécies envolvidas. Como se pode constatar, o Nozzle D é o que sofre as maiores perdas de entalpia química específica e apresenta também a taxa mais elevada de recombinação N–N<sub>2</sub>, seguido dos Nozzles 11-9 e 20-7.

A Figura 6.10 apresenta a distribuição axial das espécies iónicas mais representativas no escoamento, dividida em dois gráficos distintos para maior clareza. Como se pode observar, de um modo geral, a diminuição da fração mássica é mais acentuada no Nozzle cónico D, o que indica taxas de recombinação mais elevadas. Consequentemente, o Nozzle D evidencia um grau inferior de não-equilíbrio químico, uma vez que a recombinação acentuada de espécies atómicas e iónicas em moléculas conduz o escoamento para um estado mais próximo do equilíbrio químico.



(a)



(b)

Figura 6.9: (a) Distribuição da entalpia química específica e (b) frações mássicas as espécies de  $N_2$  e  $N$  ao longo do eixo de cada tubeira.

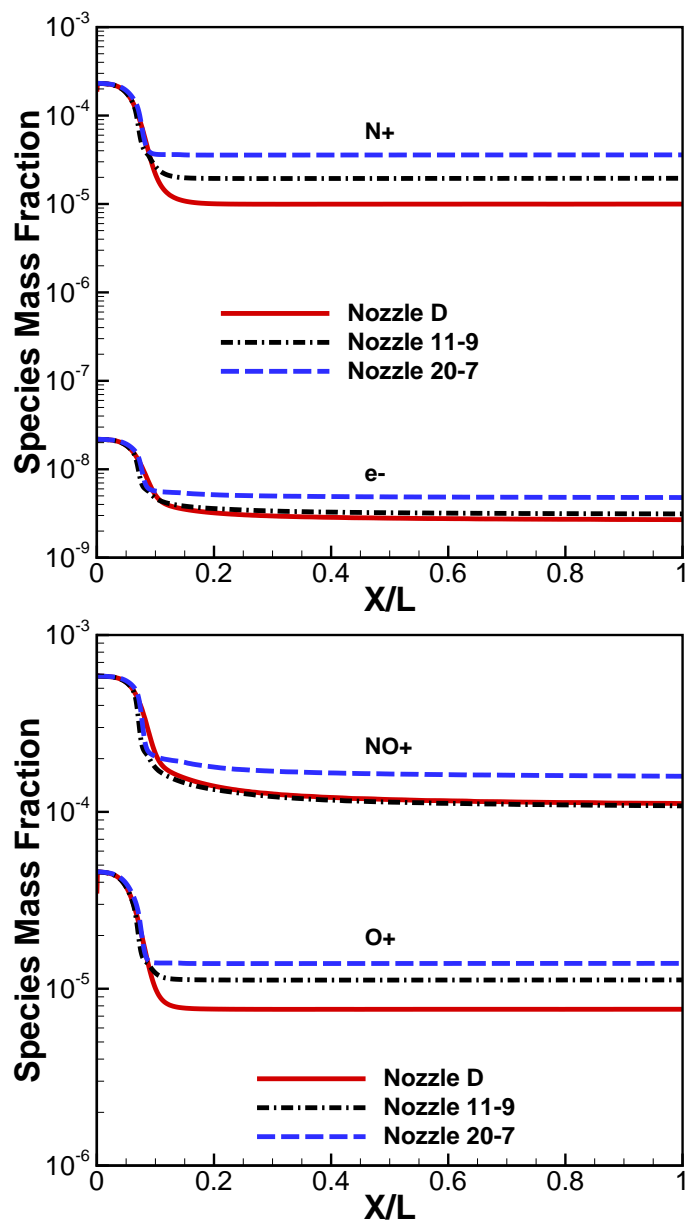


Figura 6.10: Distribuição da fração mássica das espécies iónicas ao longo dos eixos dos Nozzles.

### 6.1.3 Interações MAD na câmara de teste

O parâmetro de interação magnética, ou número de Stuart ( $Q_{\text{MAD}}$ ) é frequentemente utilizado para quantificar a influência do campo magnético sobre o escoamento. Este é definido como o rácio entre as forças eletromagnéticas e as forças inerciais, sendo aqui expresso na sua forma unitária, ou seja, por unidade de comprimento:

$$Q_{\text{MAD}} = \frac{\sigma B^2}{\rho V}, \quad (6.9)$$

onde  $\sigma$  representa a condutividade elétrica,  $B$  a intensidade do campo magnético,  $\rho$  a massa volúmica e  $V$  a velocidade do escoamento.

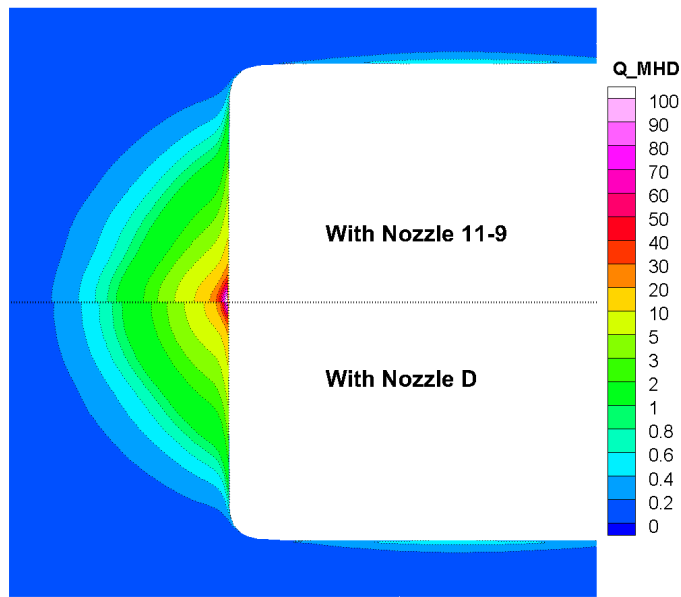
A Figura 6.11 apresenta os contornos do parâmetro de interação magnética para as tubeiras estudadas, considerando um campo magnético máximo na parede do corpo cilíndrico longitudinal de  $B_{\text{max}} = 0,8$  T. A distribuição espacial da intensidade do campo magnético corresponde à representada na Figura 4.21.

Conforme mostrado na Figura 6.11a, o valor de  $Q_{\text{MAD}}$  obtido com o Nozzle contornado 11-9 é ligeiramente superior ao do Nozzle cónico D, sendo as suas distribuições espaciais muito semelhantes. Em contraste, para o Nozzle 20-7 (Figura 6.11b) as diferenças nos contornos são mais pronunciadas, com uma expansão da região de interação magnética. Quando o campo magnético na parede do corpo cilíndrico é aumentado para  $B_{\text{max}} = 1,5$  T, o crescimento da região de interação torna-se mais evidente. Este efeito é particularmente notório nos nozzles contornados, estendendo-se não só à face frontal cilíndrica, mas também à região lateral, conforme ilustrado na Figura 6.12.

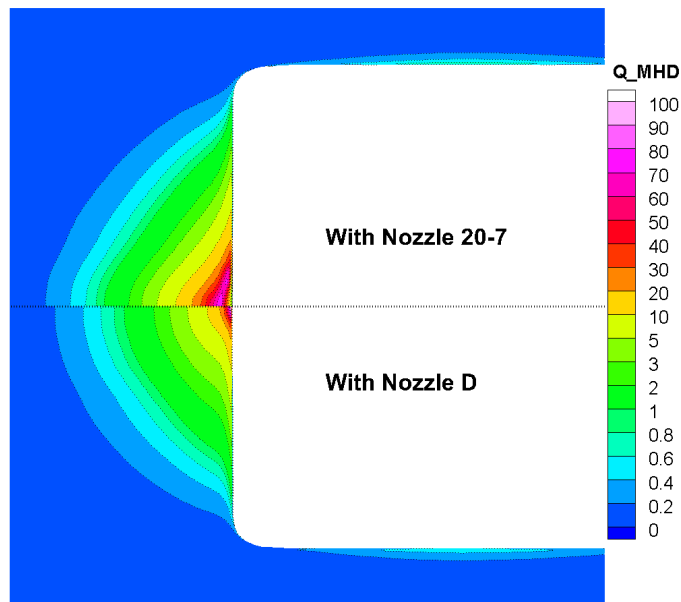
As Figuras 6.13 e 6.14 apresentam as distribuições da condutividade elétrica e da correspondente densidade numérica dos eletrões para os nozzles em estudo. Apesar do maior grau de ionização observado à saída do Nozzle 20-7, os valores máximos da condutividade na camada de choque e da densidade numérica dos eletrões na câmara de teste são atingidos com o Nozzle cónico D. Este resultado é atribuído à maior temperatura trans-rotacional na saída do Nozzle D, que gera um choque mais intenso e temperaturas mais elevadas na camada de choque. As temperaturas elevadas aumentam significativamente a taxa de ionização e a mobilidade das partículas carregadas, conduzindo a maiores densidades locais do eletrão e consequentemente a uma condutividade elétrica superior, conforme previsto pela Equação (3.46).

Para as tubeiras contornadas (Nozzle 11-9 e Nozzle 20-7) observa-se uma expansão dos contornos de condutividade na região a montante do corpo cilíndrico. Esta expansão resulta de uma camada de choque mais espessa, que alarga a região onde o parâmetro de interação magnética assume valores que embora moderados são suficientes para que haja ocorrência de interações MAD. A Figura 6.15 confirma esta observação. A distribuição da massa volúmica na camada de choque é mais baixa para o Nozzle 20-7, em comparação com o Nozzle 11-9 e o Nozzle D.

Uma tendência semelhante é observada para a velocidade, conforme ilustrado na Figura 6.16. No caso do Nozzle 20-7 o aumento da espessura da camada de choque é mais evidente,



(a)

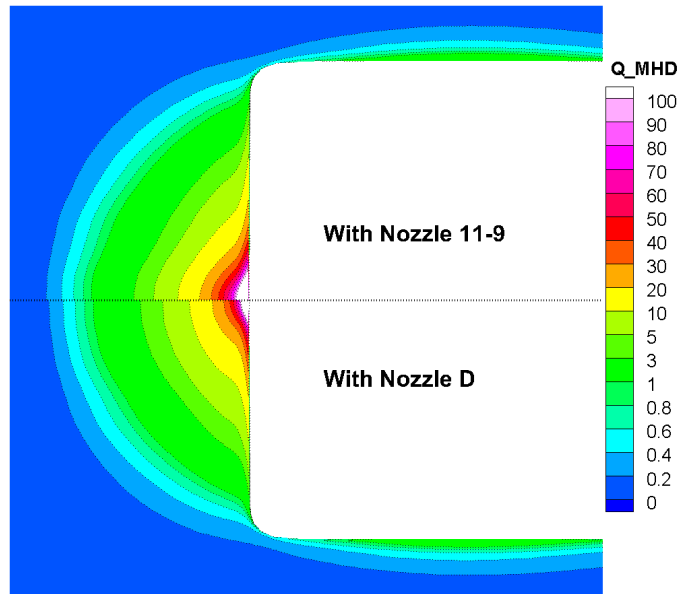


(b)

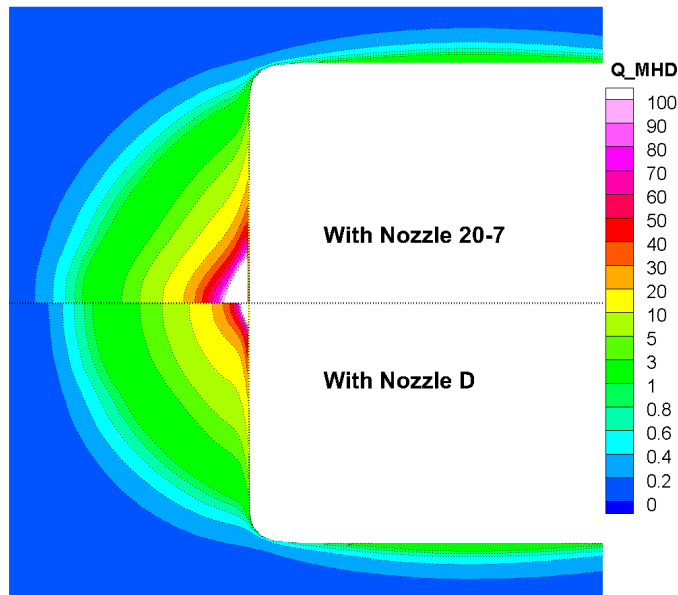
Figura 6.11: Parâmetro de interação magnética em torno do corpo cilíndrico para  $B_{\max} = 0.8$  T.

resultando numa região mais alargada de velocidade reduzida e de menor massa volúmica em torno do corpo. Tanto a menor velocidade como a menor massa volúmica contribuem para o aumento do parâmetro de interação magnética, o qual é inversamente proporcional a ambas as quantidades. Como resultado, a área na qual o parâmetro de interação magnética apresenta valores suficientemente elevados é mais extensa no caso do Nozzle 20-7, conforme mostrado nas Figuras 6.11 e 6.12. Este efeito é também visível no contorno da temperatura trans-rotacional na Figura 6.17a. A camada de choque expandida conduz a gradientes de temperatura menos acentuados e consequentemente a fluxos térmicos reduzidos na superfície do corpo cilíndrico, tal como representado na Figura 6.17b.

Estes resultados demonstram que o Nozzle contornado 20-7 apresenta uma região de inte-



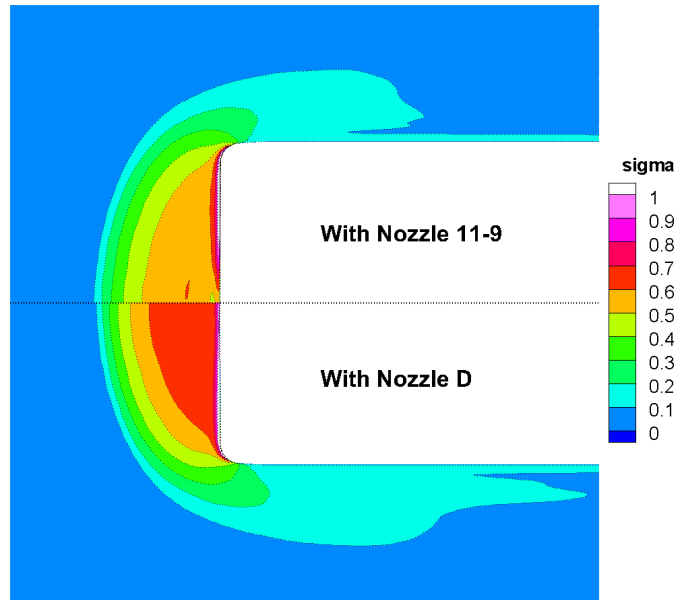
(a)



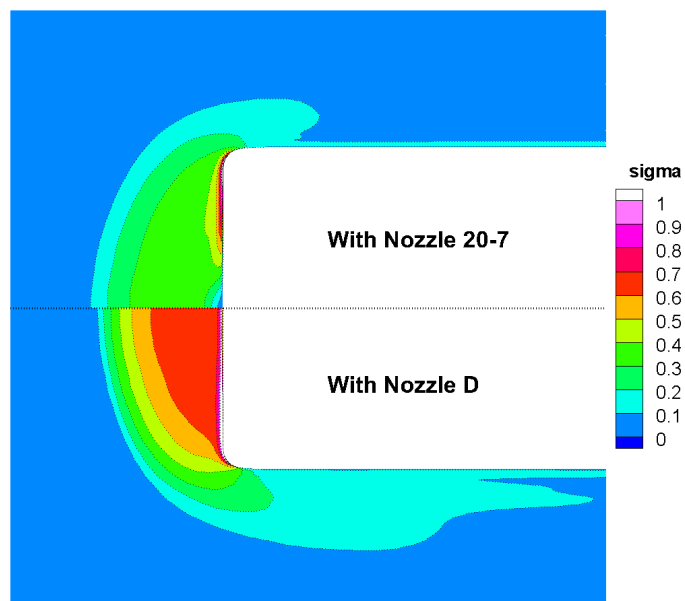
(b)

Figura 6.12: Parâmetro de interação magnética em torno do corpo cilíndrico para  $B_{\max} = 1.5 \text{ T}$ .

ração MAD significativamente mais extensa em comparação com o Nozzle 11-9 e o Nozzle cônico D. Para  $B_{\max} = 0,8 \text{ T}$ , a espessura da camada de choque aumenta 2,4% para o Nozzle 11-9 e 7,8% para o Nozzle 20-7, relativamente ao Nozzle cônico D. Este aumento corresponde a uma ampliação da região de interação magnética de 21% para o Nozzle 11-9 e de 66% para o Nozzle 20-7. Como resultado, o fluxo térmico na zona frontal do corpo cilíndrico é reduzido em 17% para o Nozzle 11-9 e em 47% para o Nozzle 20-7. Aumentando a intensidade do campo magnético para  $B_{\max} = 1,5 \text{ T}$ , o alargamento da região de interação MAD é ainda mais pronunciado, atingindo 35% para o Nozzle 11-9 e 77% para o Nozzle 20-7.

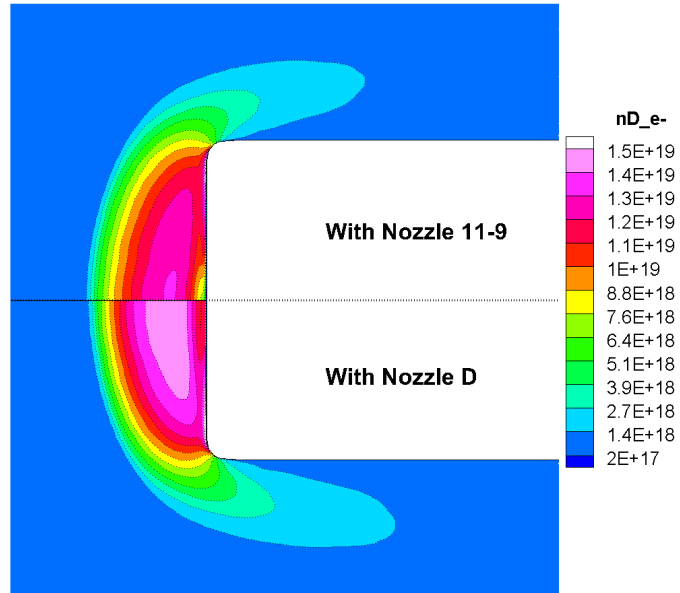


(a)

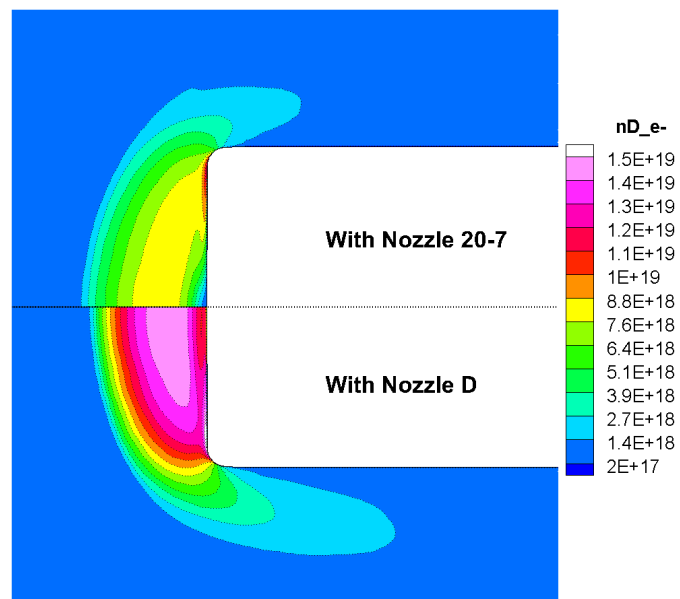


(b)

Figura 6.13: Condutividade elétrica em torno do corpo cilíndrico para  $B_{\max} = 0.8$  T.



(a)



(b)

Figura 6.14: Densidade numérica dos elétrons junto ao corpo cilíndrico para  $B_{\max} = 0.8$  T.

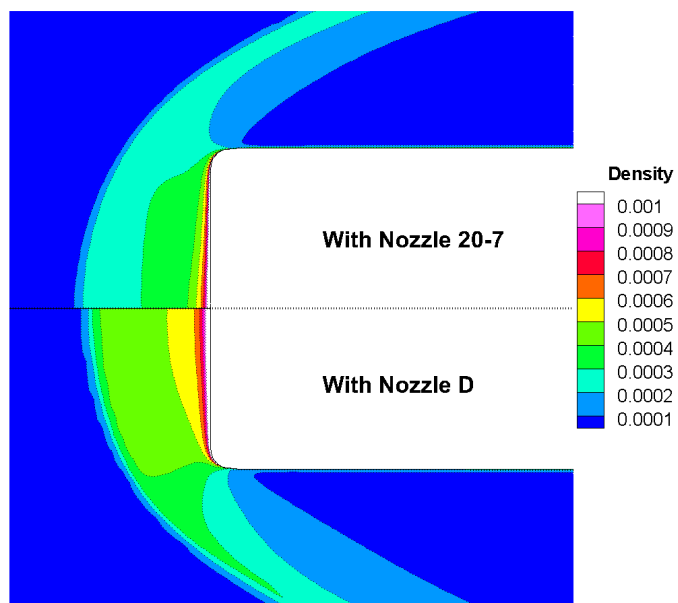
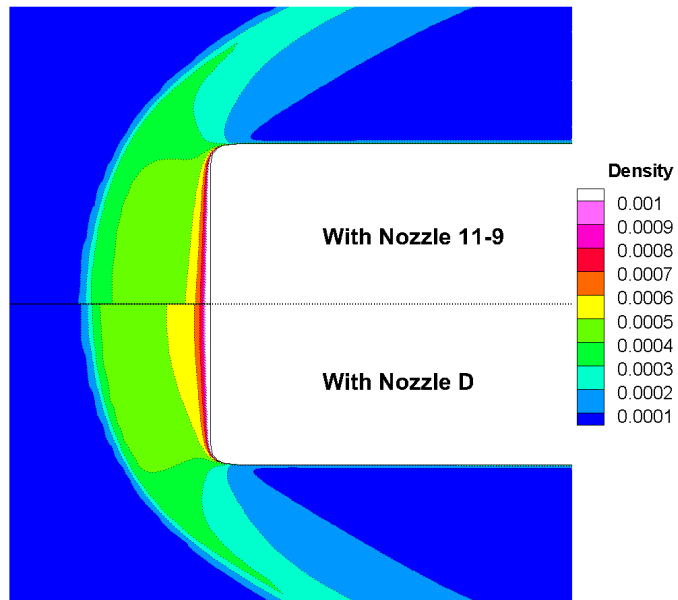
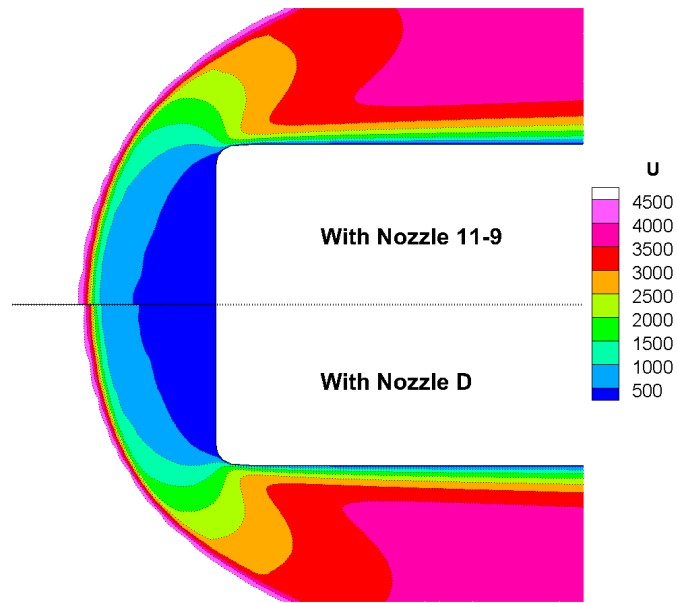
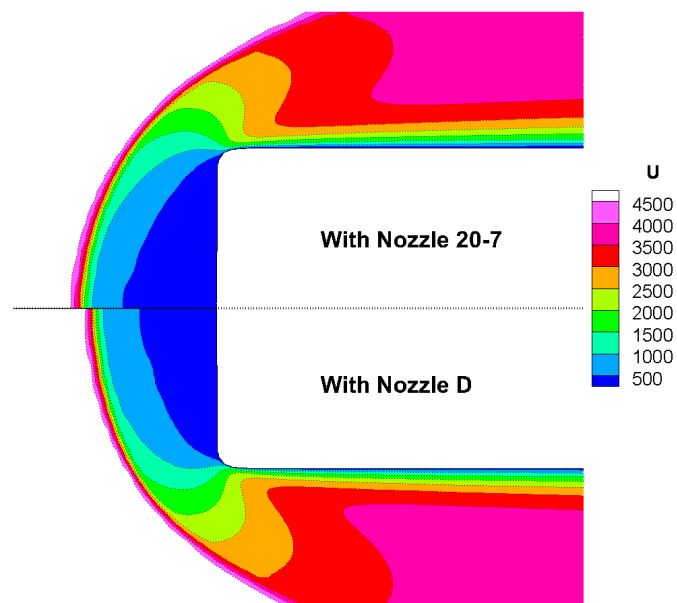


Figura 6.15: Massa volúmica na proximidade do corpo cilíndrico para  $B_{\max} = 0.8 T$ .

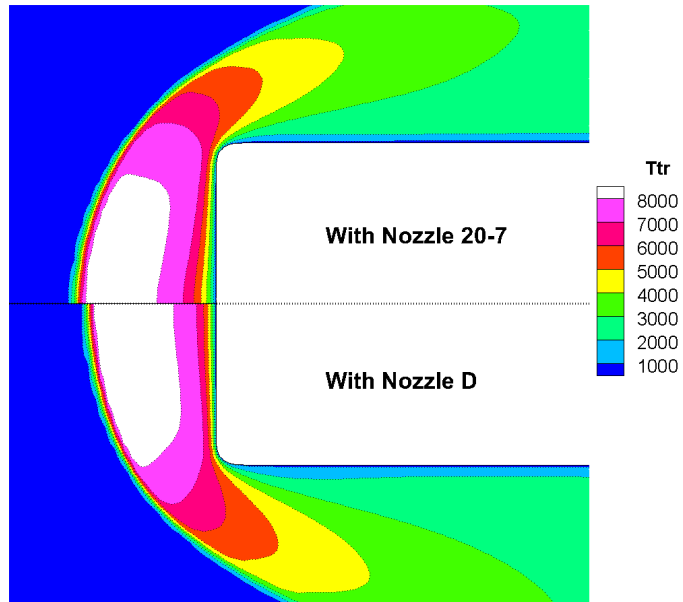


(a)

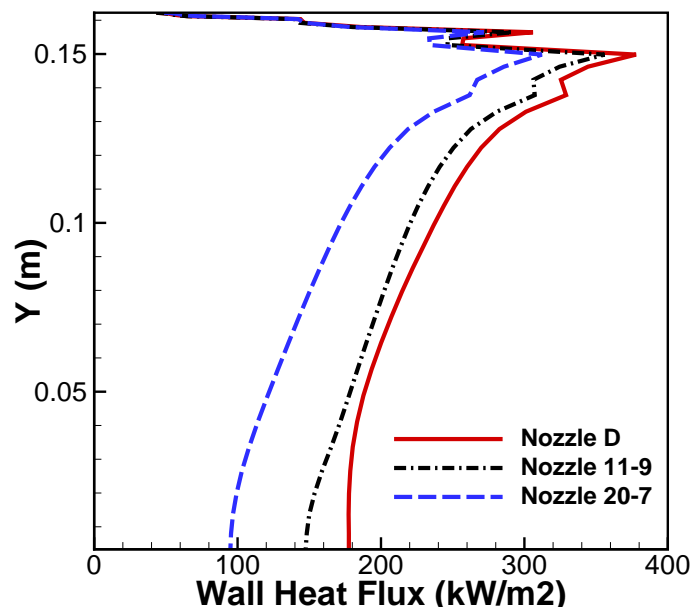


(b)

Figura 6.16: Velocidade na proximidade do corpo cilíndrico para  $B_{\max} = 0.8 \text{ T}$ .



(a)



(b)

Figura 6.17: (a) Contorno da temperatura trans-rotacional e (b) distribuição do fluxo térmico ao longo do corpo cilíndrico para  $B_{\max} = 0.8 T$ .

## 6.2 Sistemas de proteção térmica por MAD: efeitos catalíticos na superfície de uma cápsula de reentrada

Neste estudo será analisada a influência da catalicidade da parede nas interações MAD, bem como o seu impacto no desempenho do sistema de proteção térmica baseado em MAD. Para esse fim será considerado o escoamento de um plasma de ar fracamente ionizado em não-equilíbrio termoquímico em torno de uma cápsula axisimétrica contendo uma bobina magnética no seu interior. Serão analisadas duas condições de catalicidade superficial, nomeadamente uma parede não-catalítica e outra totalmente catalítica, com o objetivo de avaliar a respetiva influência na proteção térmica MAD.

### 6.2.1 Formulação do problema

Um modelo da parte frontal da cápsula de entrada em Marte estudado para escoamento de ar é utilizado na presente investigação, usando uma abordagem numérica. O modelo é composto por uma calote esférica e um ombro suavemente ligados, conforme ilustrado na Figura 6.18 (à esquerda). O raio da base ( $R_b$ ) é de 662,369 mm e a razão  $R_n/R_b$  é igual a 0,5.

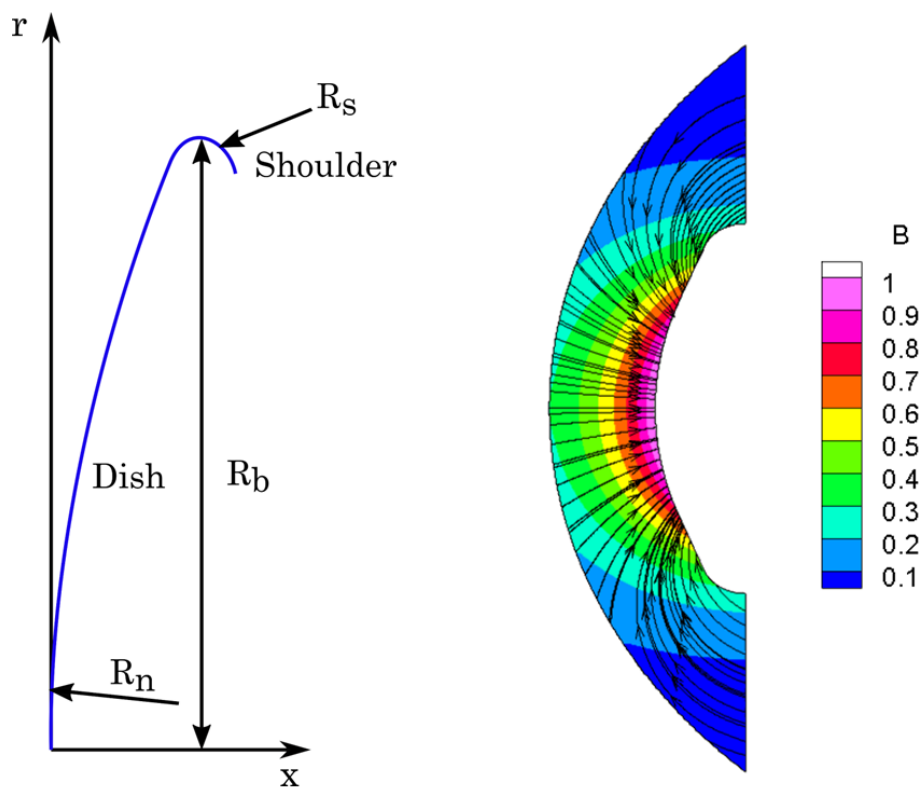


Figura 6.18: Geometria da cápsula de reentrada e contornos da intensidade do campo magnético com linhas de indução.

É utilizada uma bobina magnética posicionada no centro da cápsula, a 383 mm do nariz. A Figura 6.18 (à direita) apresenta a intensidade do campo magnético e as linhas de indução, evidenciando um valor máximo de campo magnético próximo da superfície da cápsula

Tabela 6.7: Condições do escoamento livre.

Caso	$h_0$ (MJ/kg)	Mach	U (m/s)	$K_n$	T (K)	P (Pa)	$Y_{N_2}$	$Y_{O_2}$
A	5,07	11,3	3123	1,50E-04	189	34,39	0,765	0,235
B	14,88	17,1	5410	5,25E-06	250	1300	0,7	0,3

Tabela 6.8: Reações químicas.

Reação	Direta		Inversa	$A$ ( $m^3 s^{-1} kmol^{-1}$ )	$\beta$	$T_a$ (K)
1	$N_2 + M_1$	$\rightleftharpoons$	$2N + M_1$	$7,0 \times 10^{18}$	-1,6	113220
	$N_2 + M_2$	$\rightleftharpoons$	$2N + M_2$	$3,0 \times 10^{19}$	-1,6	113220
2	$O_2 + M_1$	$\rightleftharpoons$	$2O + M_1$	$2,0 \times 10^{18}$	-1,5	59500
	$O_2 + M_2$	$\rightleftharpoons$	$2O + M_2$	$1,0 \times 10^{19}$	-1,5	59500
3	$NO + M_1$	$\rightleftharpoons$	$N + O + M_1$	$5,0 \times 10^{12}$	0,0	75500
	$NO + M_2$	$\rightleftharpoons$	$N + O + M_2$	$1,1 \times 10^{14}$	0,0	75500
4	$NO + O$	$\rightleftharpoons$	$O_2 + N$	$8,4 \times 10^9$	0,0	19450
5	$N_2 + O$	$\rightleftharpoons$	$NO + N$	$6,4 \times 10^{14}$	-1,0	38400
6	$N + e^-$	$\rightleftharpoons$	$N^+ + 2 e^-$	$2,5 \times 10^{31}$	-3,82	168600
7	$O + e^-$	$\rightleftharpoons$	$O^+ + 2 e^-$	$3,9 \times 10^{30}$	-3,78	158500
8	$N + O$	$\rightleftharpoons$	$NO^+ + e^-$	$5,3 \times 10^9$	0,0	31900
9	$N + N$	$\rightleftharpoons$	$N_2^+ + e^-$	$4,4 \times 10^4$	1,5	67500
10	$O + O$	$\rightleftharpoons$	$O_2^+ + e^-$	$7,1 \times 10^{-1}$	2,7	80600
11	$O^+ + N_2$	$\rightleftharpoons$	$N_2^+ + O$	$9,1 \times 10^8$	0,36	22800
12	$O^+ + NO$	$\rightleftharpoons$	$N^+ + O_2$	$1,4 \times 10^2$	1,9	26600
13	$NO^+ + O_2$	$\rightleftharpoons$	$O_2^+ + NO$	$2,4 \times 10^{10}$	0,41	32600
14	$NO^+ + N$	$\rightleftharpoons$	$N_2^+ + O$	$7,2 \times 10^{10}$	0,0	35500
15	$NO^+ + O$	$\rightleftharpoons$	$N^+ + O_2$	$1,0 \times 10^9$	0,5	77200
16	$O_2^+ + N$	$\rightleftharpoons$	$N^+ + O_2$	$8,7 \times 10^{10}$	0,14	28600
17	$O_2^+ + N_2$	$\rightleftharpoons$	$N_2^+ + O_2$	$9,9 \times 10^9$	0,0	40700
18	$NO^+ + N$	$\rightleftharpoons$	$O^+ + N_2$	$3,4 \times 10^{10}$	-1,08	12800
19	$NO^+ + O$	$\rightleftharpoons$	$O_2^+ + N$	$7,2 \times 10^9$	0,29	48600
20	$N_2 + e^-$	$\rightleftharpoons$	$2N + e^-$	$1,2 \times 10^{22}$	-1,6	113220

$M_1 = N_2, O_2, NO, N_2^+, O_2^+, NO^+$  e  $M_2 = N, O, N^+, O^+$ .

na região de estagnação de 1 T. Na Tabela 6.7 encontram-se descritas as condições do escoamento livre, expressas em termos de entalpia específica de estagnação ( $h_0$ ), número de Mach, velocidade (U), número de Knudsen ( $K_n$ ), temperatura (T), pressão e fração mássica das espécies. Neste caso, a temperatura refere-se à temperatura trans-rotacional ( $T_{tr}$ ) e à temperatura vibro-eletrónica ( $T_{ve}$ ), ambas em equilíbrio no escoamento livre.

A escolha dos números de Mach de 11,3 e 17,1 (correspondentes a condições de entalpia específica de aproximadamente 5 e 15 MJ/kg, respetivamente) baseou-se na sua relevância para condições típicas encontradas em cenários de reentrada. Foram realizadas simulações para estes dois números de Mach com o objetivo de representar duas situações extremas. A primeira condição está associada a um número de Mach de reentrada mais baixo, mas ainda suficiente para manter as reações de ionização que ativam os efeitos MAD. Com um número de Mach suficientemente mais elevado, a segunda condição apresenta interações MAD e choques mais intensos e evita simultaneamente os efeitos de rarefação que poderiam violar a hipótese do meio contínuo e ultrapassar o âmbito deste tese.

A Figura 6.19 apresenta o modelo da parte frontal da cápsula MSL (Mars Science Laboratory) [263] e o respetivo domínio de solução, incluindo as condições de fronteira. Devido às características axisimétricas do modelo da cápsula, o domínio de solução é representado por uma porção tridimensional utilizando a condição de fronteira de wedge, con-

forme ilustrado na Figura 6.19b.

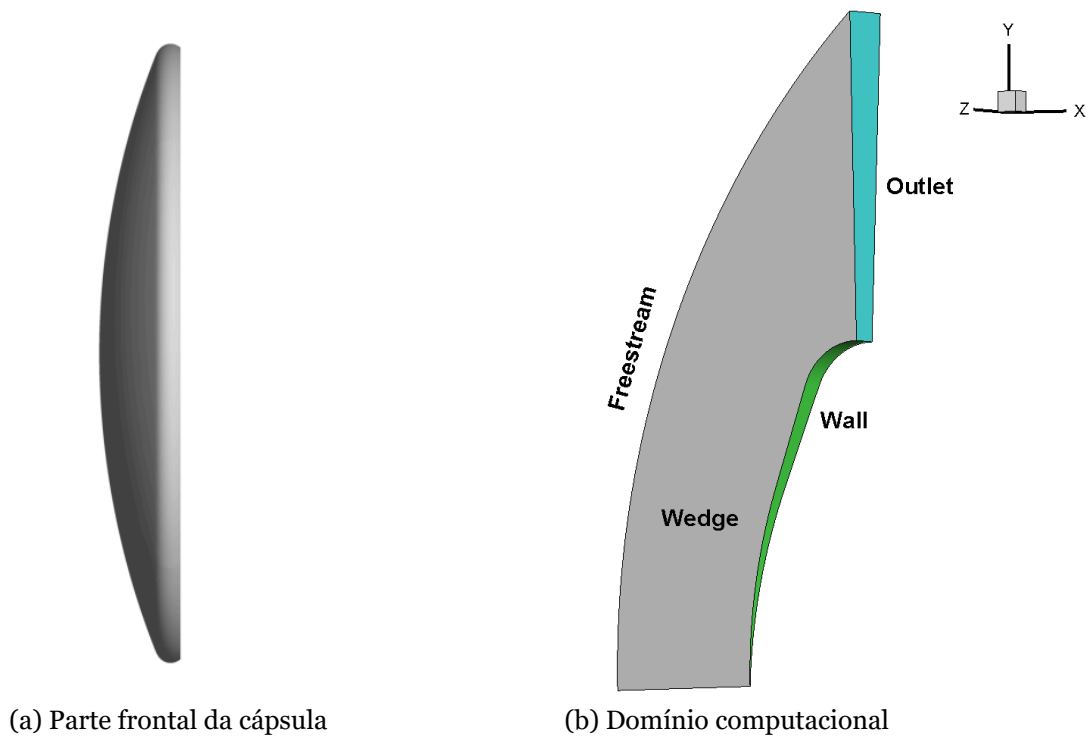


Figura 6.19: Perfil tridimensional da parte frontal da cápsula MSL e o domínio de solução com as condições de fronteira.

Considera-se um plasma de ar fracamente ionizado e eletricamente condutor, composto por 11 espécies químicas ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $N^+$ ,  $O^+$  e  $e^-$ ). A Tabela 6.8 apresenta as reações assumidas com base no modelo de Park (1993) [201]. O símbolo  $A$  refere-se ao fator pré-exponencial,  $\beta$  é o coeficiente de temperatura e  $T_a$  corresponde à temperatura de ativação utilizada na equação de Arrhenius.

A parede é considerada eletricamente isolada e em não-equilíbrio térmico, com uma temperatura de base de 300 K, sendo aplicadas as condições de fronteira de salto de temperatura de Smoluchowski e de deslizamento de velocidade de Maxwell em regime de não-equilíbrio.

## 6.2.2 Análise de independência da malha

Tabela 6.9: Análise de independência da malha

Malha	Nº de Células	$Y_{min}$ ( $\mu\text{m}$ )
Coarse	9600	50
Medium	27300	8,3
Fine	77000	5

Foi realizada uma análise de convergência da malha de forma a garantir a independência dos resultados relativamente à discretização. A Tabela 6.9 apresenta as malhas utilizadas, incluindo o correspondente número de células e o espaçamento junto à parede,  $Y_{min}$ , com o objetivo de resolver eficazmente a camada limite e prever com precisão as propriedades da superfície. A Figura 6.20 mostra as malhas utilizadas no estudo de convergência e a aglomeração das células nas regiões próximas da parede, de modo a melhorar a resolução do escoamento.

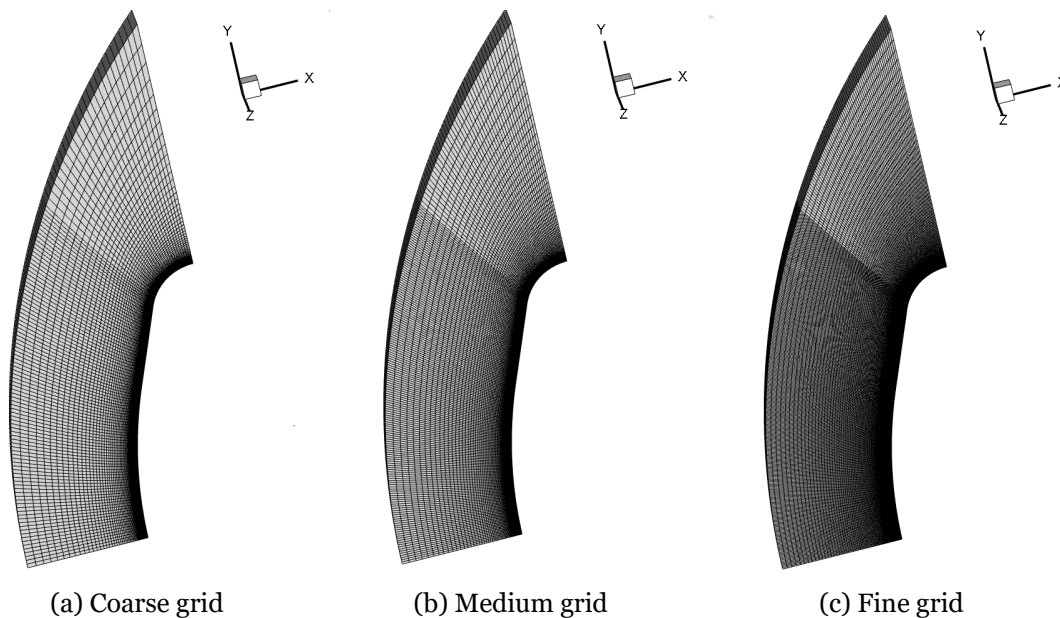


Figura 6.20: Configurações das malhas usadas na análise de independência. Número de células nas direções  $x \times y \times z$ : (a)  $80 \times 120 \times 1$ , (b)  $130 \times 210 \times 1$  e (c)  $220 \times 350 \times 1$ .

A Figura 6.21 apresenta a distribuição da pressão e do fluxo de calor ao longo da superfície da cápsula para as diferentes malhas. Verifica-se que a pressão na superfície é insensível ao refinamento da malha, enquanto o fluxo de calor à superfície é altamente sensível, com as distribuições a convergirem à medida que o refinamento da malha aumenta. Verificou-se que a malha fina apresenta uma convergência adequada, com uma diferença máxima de cerca de 5% em relação aos resultados da malha média na região de estagnação.

Os critérios de convergência foram definidos com base no acompanhamento dos resíduos e de vários parâmetros do escoamento ao longo do tempo. A Figura 6.22 apresenta os resíduos das três componentes da velocidade ( $U_x$ ,  $U_y$ ,  $U_z$ ), da energia vibro-eletrónica específica ( $e_v$ ) e da energia total específica ( $e$ ), bem como o fluxo de calor integrado na parede ao longo do tempo. Pode observar-se que os resíduos estabilizam, com valores

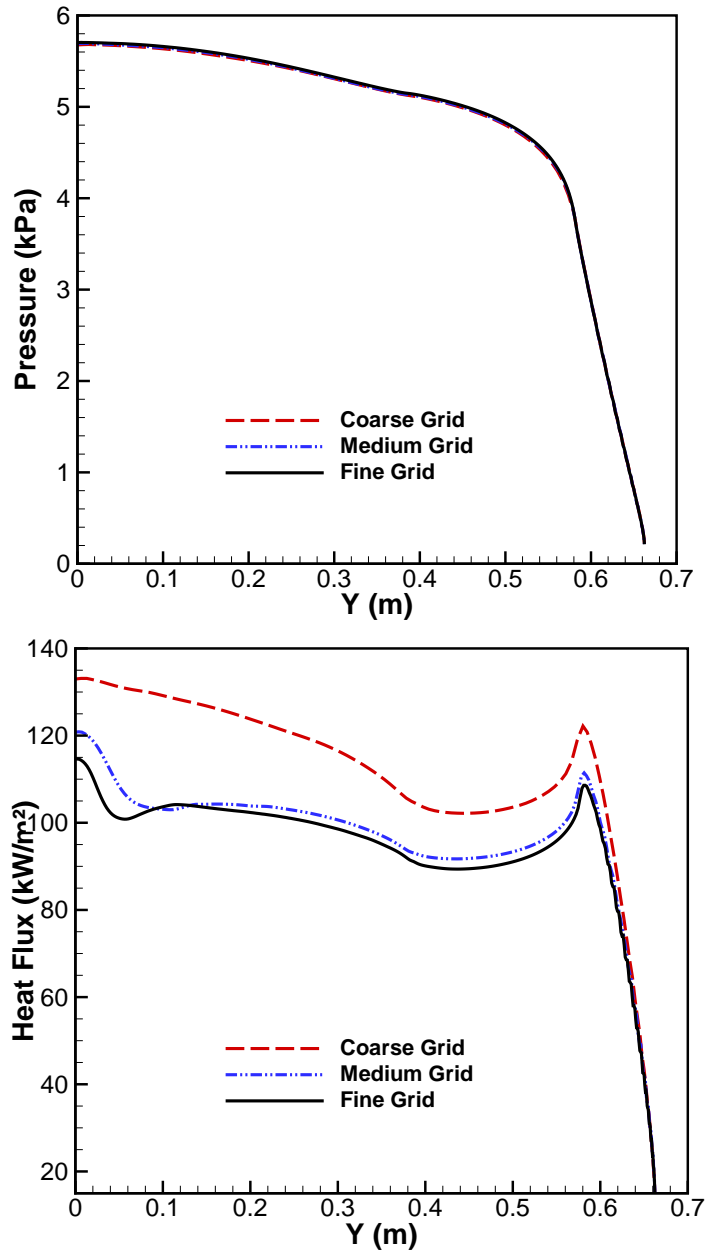


Figura 6.21: Distribuição da pressão e do fluxo de calor na superfície para diferentes malhas.

finais mais de três ordens de magnitude inferiores aos valores iniciais. Adicionalmente, é evidente a convergência do fluxo de calor integrado na parede, uma vez que não se verifica qualquer variação significativa após determinado ponto.

### 6.2.3 Caracterização geral do escoamento

As simulações numéricas são realizadas para dois tipos de superfície: não-catalítica e totalmente catalítica, sendo investigado o impacto da catálise superficial na interação MAD no escoamento, em particular no fluxo de calor na superfície.

A condição de fronteira de deslizamento de Maxwell para a velocidade permite uma representação mais precisa do escoamento junto à parede quando o comportamento do gás se afasta da hipótese ideal de meio contínuo. Para avaliar o impacto desta condição de

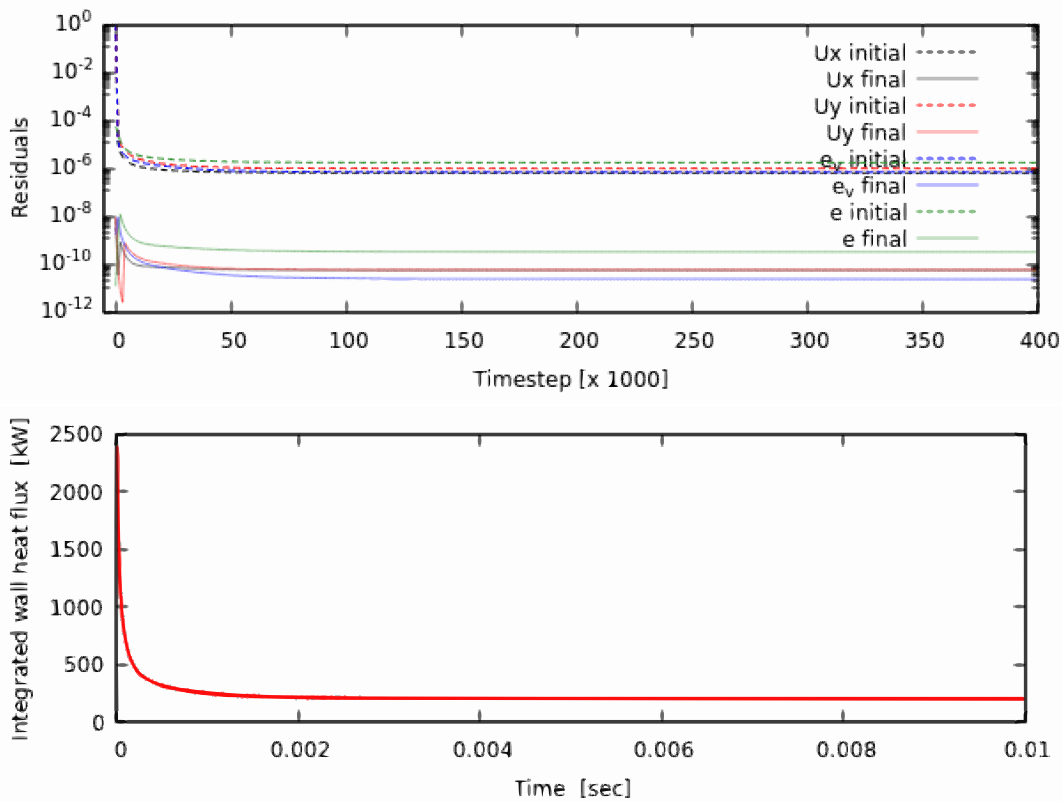


Figura 6.22: Critérios de convergência: resíduos e fluxo de calor integrado na parede ao longo do tempo.

fronteira no regime de meio contínuo foi realizada uma análise comparativa através da simulação de uma condição de não deslizamento para o Caso A, que corresponde a um número de Knudsen do escoamento livre mais reduzido.

A Figura 6.23 apresenta a evolução do número de Mach e da pressão estática junto à parede na célula adjacente ao ponto de estagnação ao longo do tempo. Como se pode observar, os resultados numéricos com a condição de deslizamento convergem para os resultados com a condição de não deslizamento, confirmando a validade da hipótese do meio contínuo e demonstrando a robustez e a fiabilidade do modelo utilizado.

As Figuras 6.24 e 6.25 apresentam os contornos de pressão e de temperatura trans-rotacional para as condições dos Casos A e B na ausência de campo magnético aplicado. Observa-se a formação de uma forte onda de choque à frente do veículo, acompanhada por um aumento substancial da temperatura na camada de choque. A essas temperaturas predominam as reações de dissociação e iniciam-se as reações de ionização. Como observado, devido ao maior número de Mach, o escoamento no Caso B apresenta uma onda de choque frontal mais intensa, localizada mais próxima da superfície da cápsula, resultando em pressões e temperaturas superiores na camada de choque.

Na análise individual de cada caso não se observam diferenças significativas dentro do domínio nos contornos de pressão e temperatura entre as superfícies não-catalítica e totalmente catalítica dentro do domínio. Assim, será apresentada na secção seguinte uma análise detalhada das propriedades termoquímicas e magnetoaerodinâmicas relevantes do escoamento, por forma a esclarecer o seu comportamento e a sua relação com o tipo de

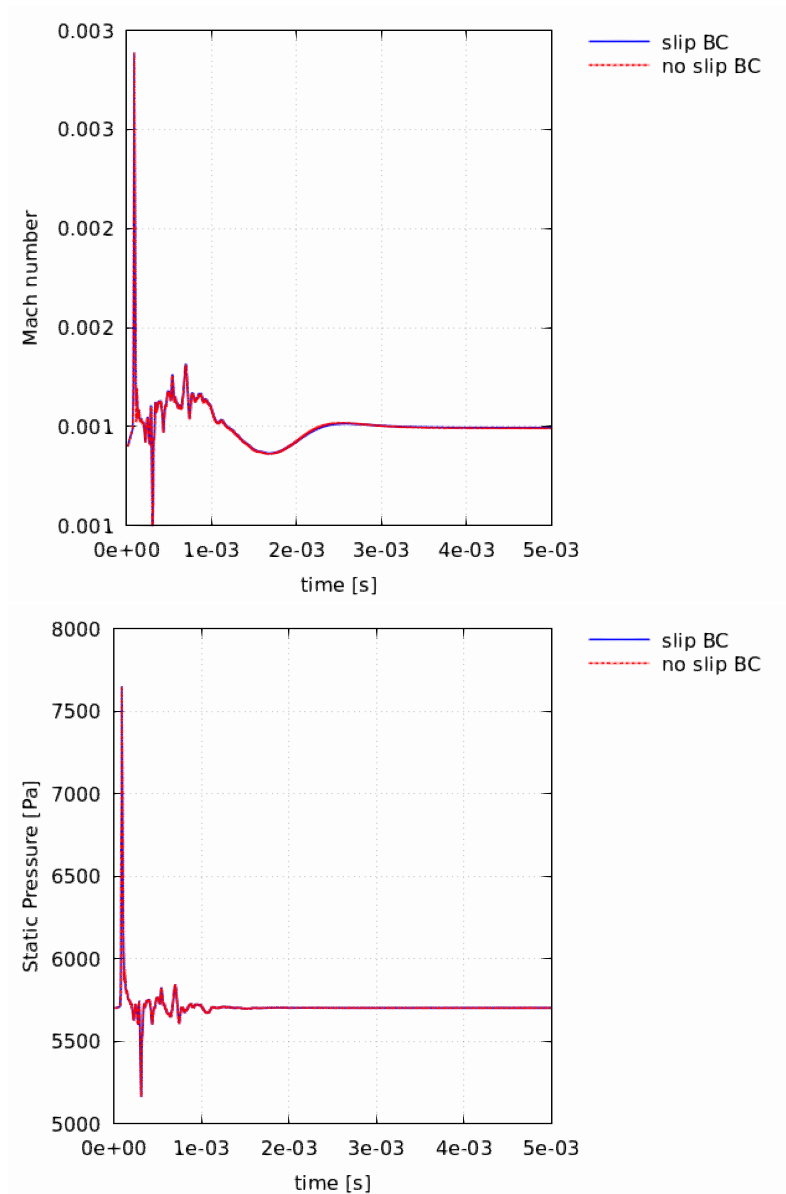
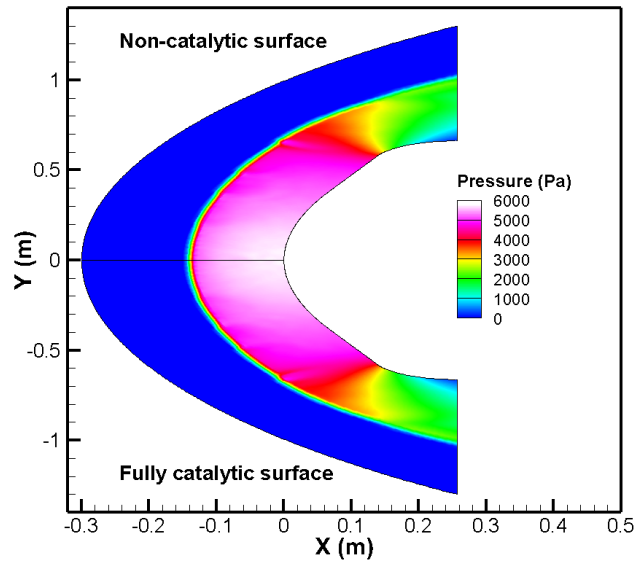
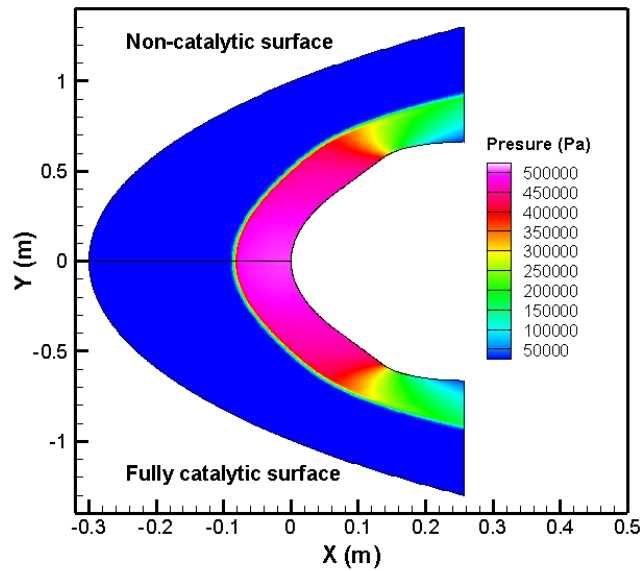


Figura 6.23: Número de Mach e pressão estática junto à parede frontal com condições de fronteira com e sem deslizamento.

superfície considerada. Os resultados apresentados foram obtidos para uma intensidade máxima de campo magnético de 1 T no ponto de estagnação; ver Figura 6.18 (à direita).

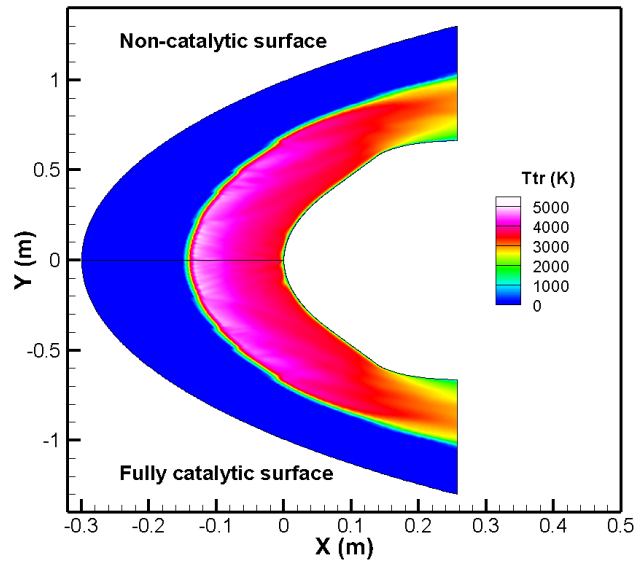


(a)

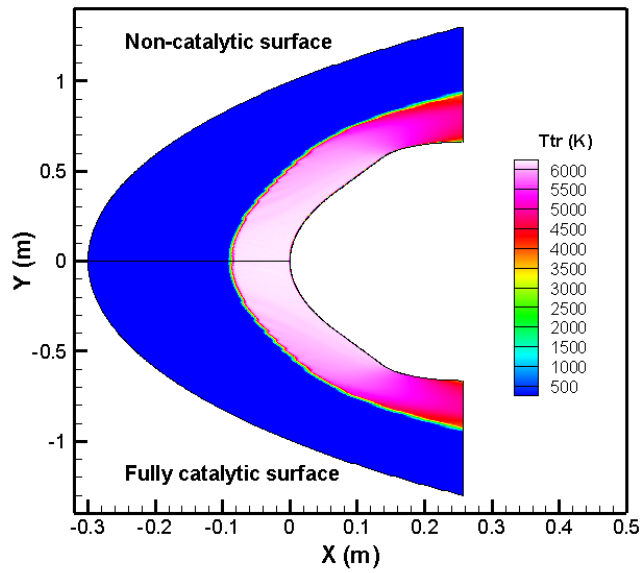


(b)

Figura 6.24: Contornos de pressão no escoamento. (a) Caso A e (b) Case B.



(a)

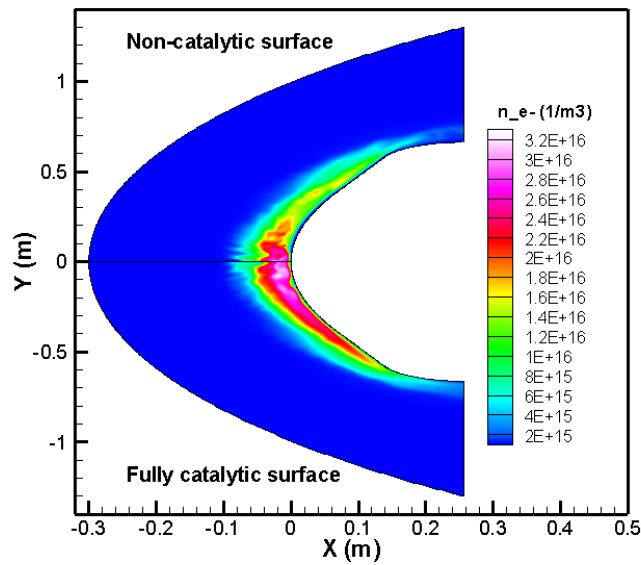


(b)

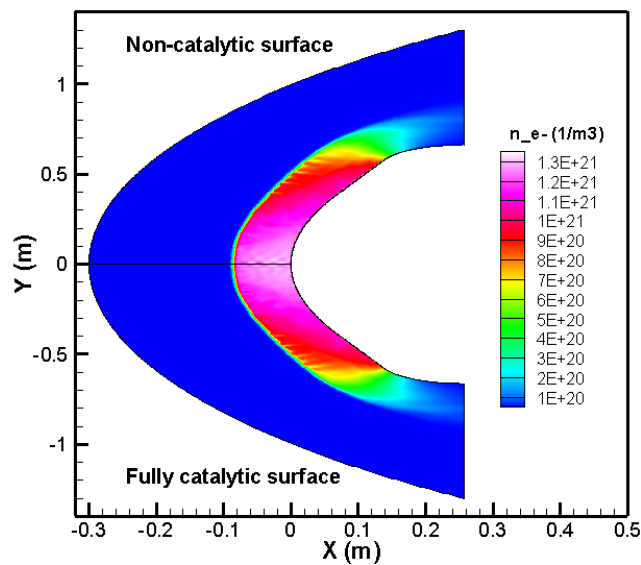
Figura 6.25: Contornos de temperatura trans-rotacional no escoamento: (a) Caso A, e (b) Caso B.

#### 6.2.4 Análise dos efeitos dos parâmetros MAD no escoamento

A condutividade elétrica do plasma gerado em torno de uma cápsula de reentrada depende fortemente do número de elétrons produzidos pelas reações de ionização. Quanto maior for a condutividade do plasma maior será a corrente elétrica induzida e mais intensas serão as forças eletromagnéticas que atuam sobre o escoamento. As Figuras 6.26 e 6.27 apresentam a densidade numérica de elétrons no escoamento para os Casos A e B, tanto para superfícies não-catalíticas como totalmente catalíticas, neste caso com o campo magnético aplicado a partir do interior da cápsula.

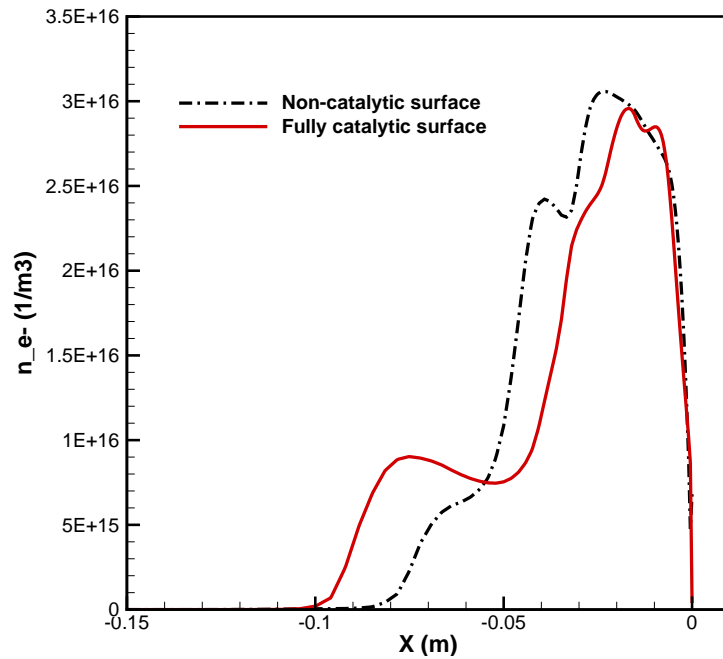


(a)

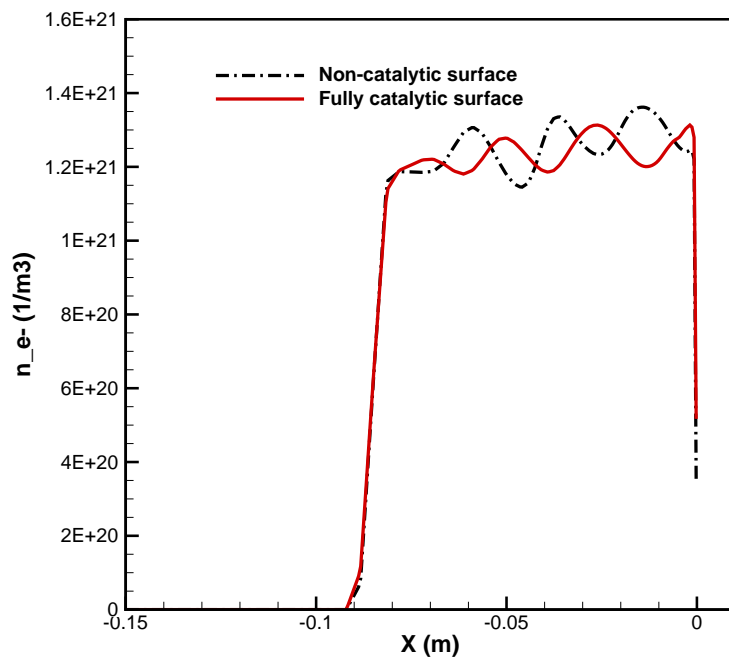


(b)

Figura 6.26: Contornos da densidade numérica de elétrons: (a) Caso A, e (b) Caso B.



(a)



(b)

Figura 6.27: Distribuição da densidade numérica de elétrons ao longo da linha de estagnação: (a) Caso A, e (b) Caso B.

No Caso A, ao contrário do comportamento observado para as restantes propriedades do escoamento, o tipo de superfície exerce uma influência notória na distribuição de elétrons, sobretudo na camada de choque. Para a superfície não-catalítica, verifica-se que o valor máximo da densidade numérica de elétrons no escoamento é inferior ao obtido para a superfície totalmente catalítica, tal como observado na Figura 6.26a.

A Figura 6.27a apresenta a distribuição da densidade numérica de elétrons ao longo da linha de estagnação. Para uma parede não-catalítica, a densidade numérica de elétrons

apresenta uma distribuição mais uniforme na camada de choque. Mais próximo da parede, a densidade numérica de elétrons na superfície totalmente catalítica é inferior, devido a processos de recombinação mais intensos que promovem perdas acrescidas de elétrons junto à superfície. Em média, ao longo da linha de estagnação, a densidade numérica de elétrons é aproximadamente 5% superior para a superfície não-catalítica.

Em contraste com o observado no Caso A, no Caso B a diferença na densidade numérica de elétrons entre as superfícies não-catalítica e totalmente catalítica é menos pronunciada (Figuras 6.26b e 6.27b). Este resultado sugere, que nas condições associadas ao número de Mach mais elevado, a química do escoamento é dominada pelas condições extremas na camada de choque. A temperatura pós-choque mais elevada e o maior grau de ionização fazem com que a química do gás no interior da camada de choque tenha um papel mais preponderante do que os efeitos de superfície. Em média, a densidade numérica de elétrons ao longo da linha de estagnação é 1% superior para a superfície não-catalítica, em comparação com a superfície totalmente catalítica.

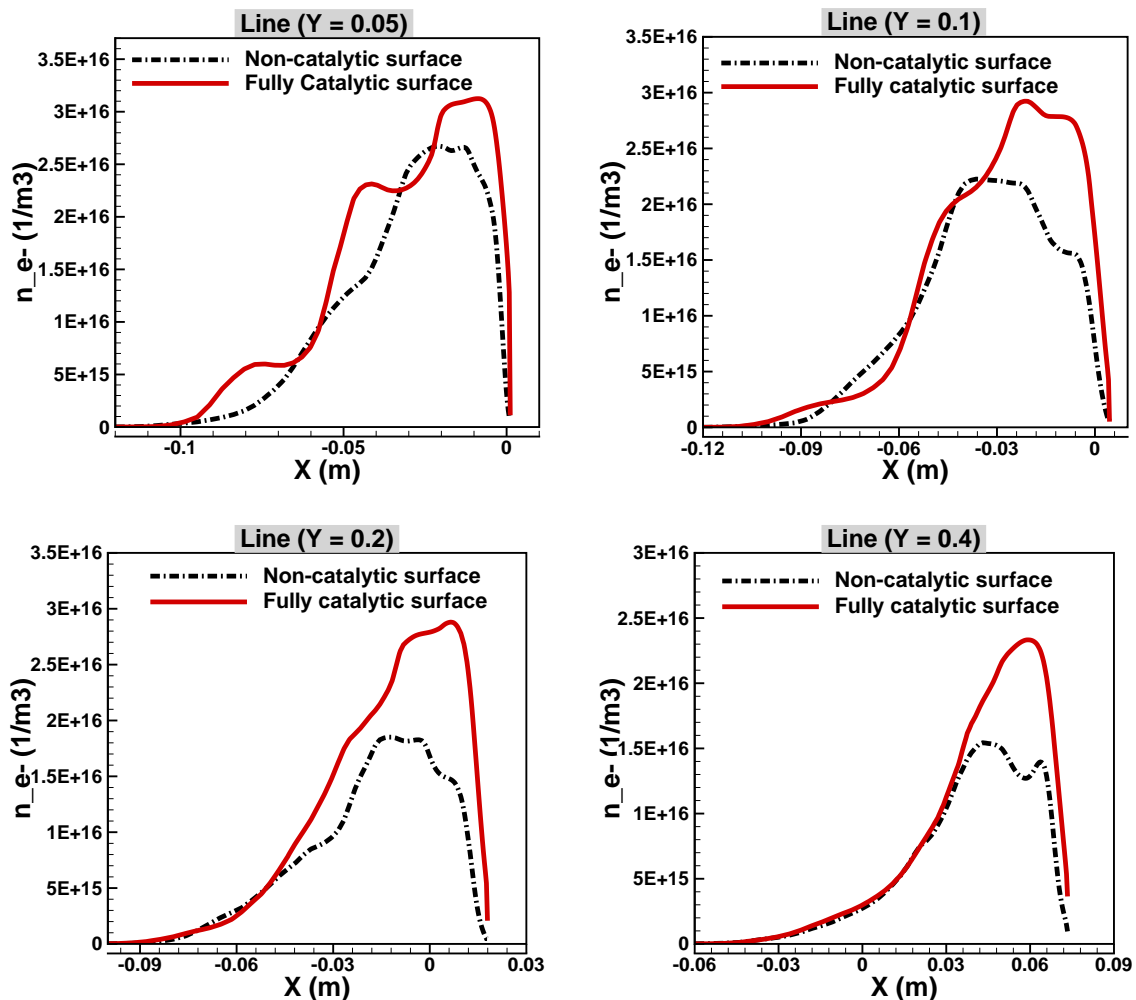


Figura 6.28: Distribuição da densidade numérica de elétrons ao longo de diferentes secções no escoamento para o Caso A.

Considerando agora a distribuição da densidade numérica de elétrons ao longo de diferentes linhas horizontais no escoamento ( $Y = 0,05$ ;  $Y = 0,1$ ;  $Y = 0,2$  e  $Y = 0,4$ ), a Figura 6.28

confirma o impacto da atividade catalítica da superfície na distribuição da densidade numérica de elétrons para a condição de menor número de Mach (Caso A). À medida que nos afastamos da linha de estagnação, de  $Y = 0$  até  $Y = 0,4$ , observa-se que a densidade numérica de elétrons para a superfície totalmente catalítica torna-se superior, o que corrobora as tendências observadas nos contornos da densidade numérica de elétrons na Figura 6.26a.

Este resultado pode ser explicado pela relação direta entre a concentração de espécies  $\text{NO}^+$  e a densidade numérica de elétrons na camada de choque. Como o  $\text{NO}^+$  é o ião positivo dominante em plasmas de ar durante a reentrada hipersônica [264], uma maior concentração de do mesmo pode sustentar, ou até aumentar, a densidade local de elétrons. Neste caso verificou-se que a distribuição de  $\text{NO}^+$  é mais elevada para a superfície totalmente catalítica. A recombinação das espécies atômicas N e O na parede conduz a um aumento da produção de moléculas de NO na vizinhança da superfície, o que por sua vez eleva a concentração de  $\text{NO}^+$  na camada de choque. Para este caso em particular, a condição de fronteira totalmente catalítica levou a uma taxa mais elevada de recombinação do NO junto à parede, resultando num conseqüente aumento da densidade numérica de elétrons.

Em contrapartida, a superfície não-catalítica não promove reações de recombinação, o que conduz a uma menor formação de NO e conseqüentemente a uma concentração reduzida de  $\text{NO}^+$ , resultando numa menor densidade numérica de elétrons.

Para o Caso B (Figura 6.29), a densidade numérica de elétrons apresenta uma distribuição semelhante para as superfícies não-catalítica e totalmente catalítica, confirmando as tendências observadas nos contornos do escoamento na Figura 6.26b e indicando que o efeito catalítico da parede tem uma influência mínima na densidade numérica de elétrons nestas condições de número de Mach mais elevado.

A Figura 6.30 apresenta as distribuições da condutividade elétrica, da magnitude da densidade de corrente elétrica, da magnitude da força de Lorentz e do aquecimento por efeito de Joule no escoamento, tanto para a superfície não-catalítica como para a totalmente catalítica para o Caso A. A condutividade elétrica na superfície totalmente catalítica é visivelmente superior à da superfície não-catalítica, conforme mostrado na Figura 6.30a. É evidente como a distribuição de elétrons no escoamento afeta a condutividade elétrica e conseqüentemente a densidade de corrente elétrica, como ilustrado na Figura 6.30b. Para a superfície totalmente catalítica, a força de Lorentz máxima no escoamento é 1,6 vezes superior à registada para a superfície não-catalítica, conforme apresentado na Figura 6.30c. De forma semelhante, o calor máximo dissipado por efeito de Joule (Figura 6.30d) segue a mesma tendência, sendo 1,4 vezes superior para a superfície totalmente catalítica em comparação com a não-catalítica.

A Figura 6.31 apresenta as propriedades MAD no escoamento para o Caso B. Tal como seria de esperar pela distribuição da densidade numérica de elétrons, as variações nos parâmetros MAD não são tão evidentes como no Caso A, devido à intensa atividade termoquímica na camada de choque.

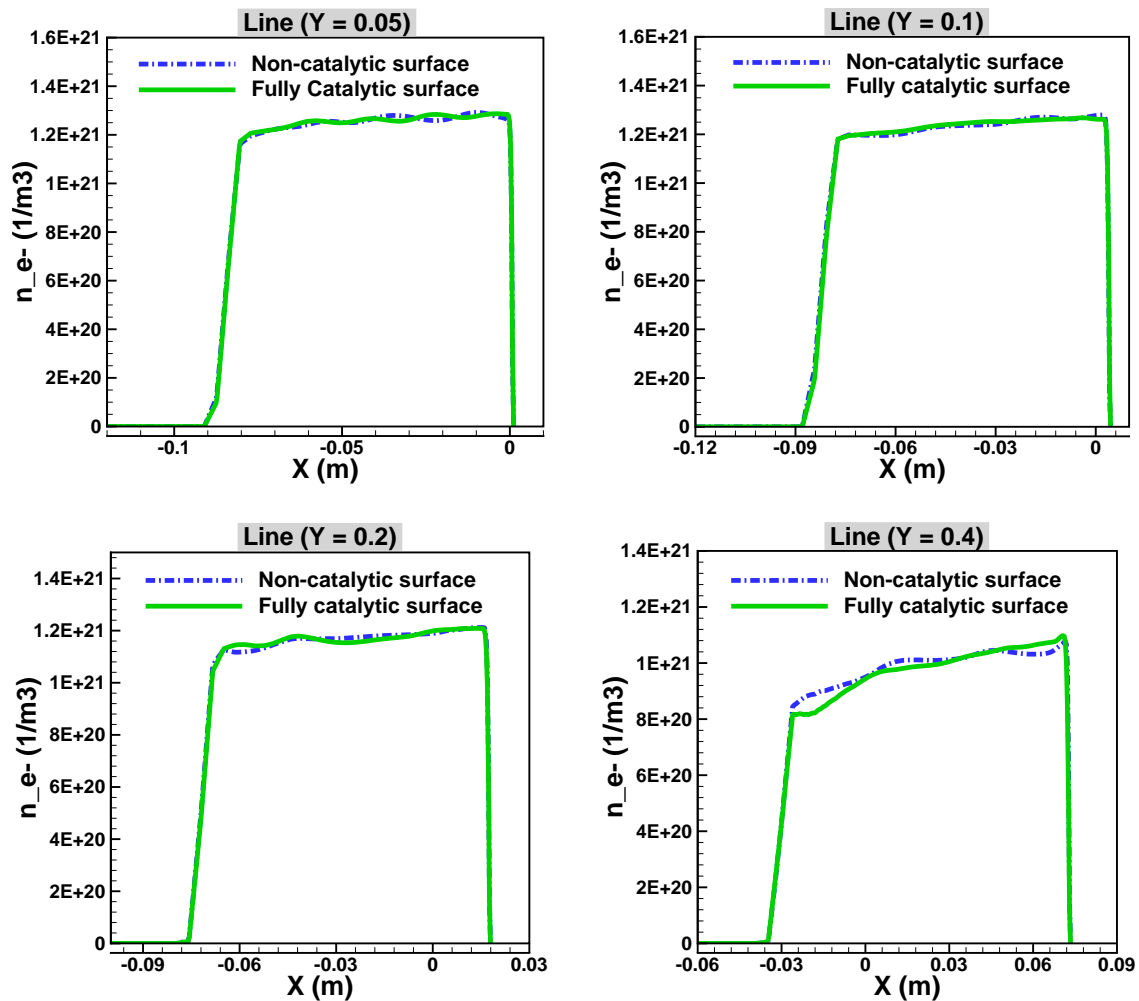


Figura 6.29: Distribuição da densidade numérica de elétrons em diferentes secções do escoamento para o Caso B.

Outro parâmetro MAD fundamental a analisar é o número de Stuart, também conhecido como parâmetro de interação magnética ( $Q_{MAD}$ ) que quantifica o grau de influência do campo magnético sobre o escoamento de plasma, tal como já foi mencionado na Secção 6.1.3.

A Figura 6.32 apresenta o  $Q_{MAD}$  para o Caso A ao longo de diferentes linhas horizontais extraídas no escoamento ( $Y = 0,05$ ;  $Y = 0,1$ ;  $Y = 0,2$  e  $Y = 0,4$ ). É interessante observar que, para todas as linhas analisadas, o parâmetro de interação magnética é mais elevado para a superfície totalmente catalítica. Este resultado está em concordância com as tendências observadas para as restantes propriedades MAD na Figura 6.30, resultantes do aumento da densidade numérica de elétrons. Tal facto indica que o mecanismo de controlo de escoamento por MAD terá melhor desempenho quando a superfície do veículo for totalmente catalítica. Além disso, verifica-se que o parâmetro de interação diminui à medida que nos afastamos da linha de estagnação, de  $Y = 0$  até  $Y = 0,4$ , o que é compreensível, dado que a intensidade do campo magnético aplicado é máxima na região de estagnação, junto ao nariz do veículo.

O parâmetro de interação magnética para as condições do Caso B é apresentado na Fi-

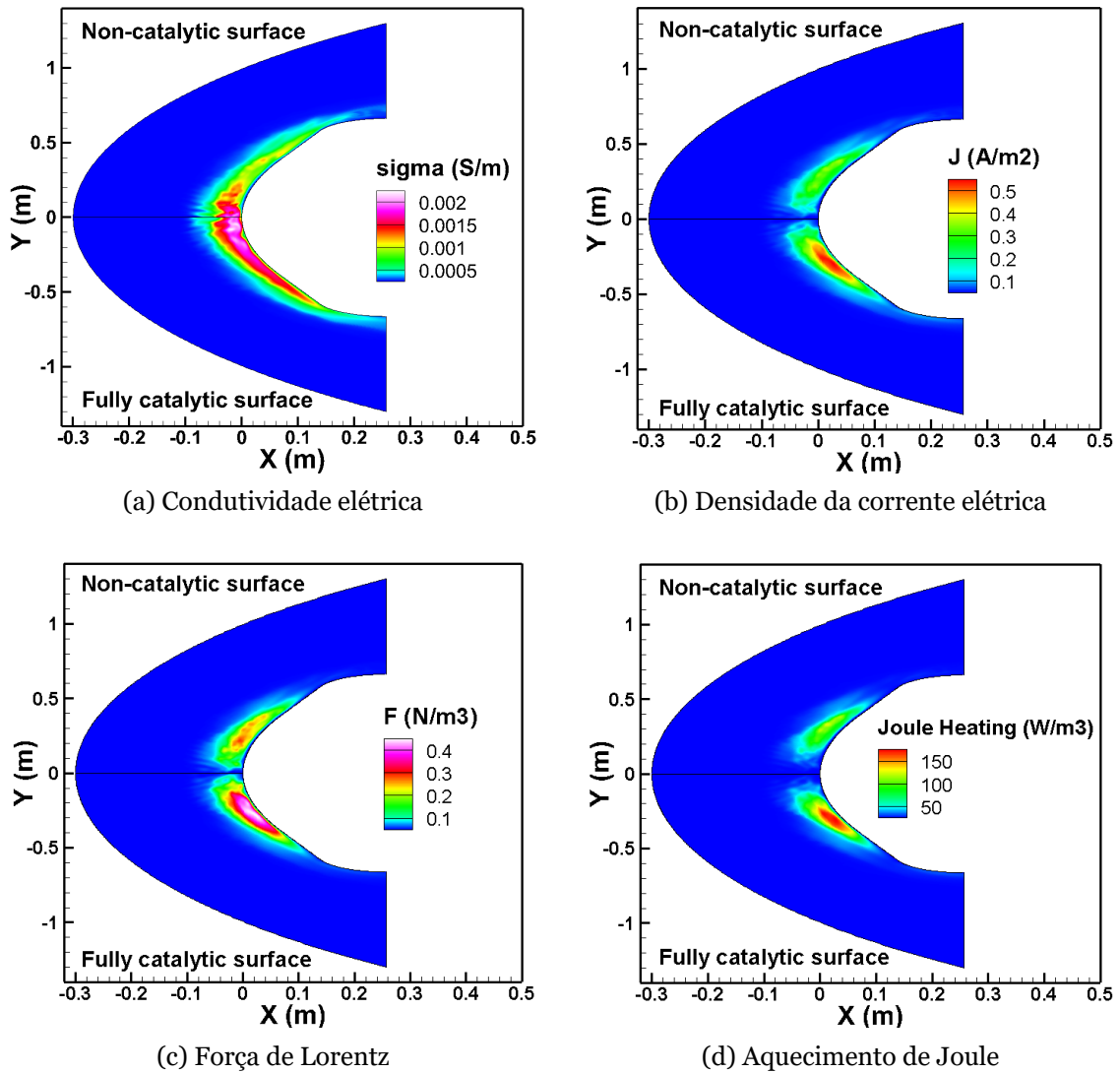


Figura 6.30: Propriedades magnetoaerodinâmicas no escoamento para superfícies não-catalíticas e totalmente catalíticas – Caso A.

gura 6.33. Tal como no Caso A o seu valor diminui à medida que nos afastamos da linha de estagnação. Embora não se verifique uma diferença significativa na distribuição da densidade numérica de eletrões, ao longo das linhas extraídas para esta condição de número de Mach observa-se um aumento do parâmetro de interação magnética para a superfície totalmente catalítica. Ao contrário do que sucede no Caso A este aumento resulta de uma redução da velocidade local do escoamento. As reações de recombinação que ocorrem nesta superfície fazem com que o escoamento perca energia térmica e cinética para a parede. Esta transferência de energia para a superfície conduz a uma redução da energia do gás na vizinhança da parede, resultando numa diminuição da velocidade local e consequentemente num aumento de  $Q_{MAD}$ .

Outro aspeto relevante neste caso é que o parâmetro de interação magnética é significativamente mais elevado tanto para a superfície não-catalítica como para a totalmente catalítica. Por exemplo, em  $Y = 0,05$  o valor máximo do parâmetro de interação ( $Q_{MAD_{max}}$ ) para a superfície totalmente catalítica é aproximadamente 300 vezes superior no Caso B

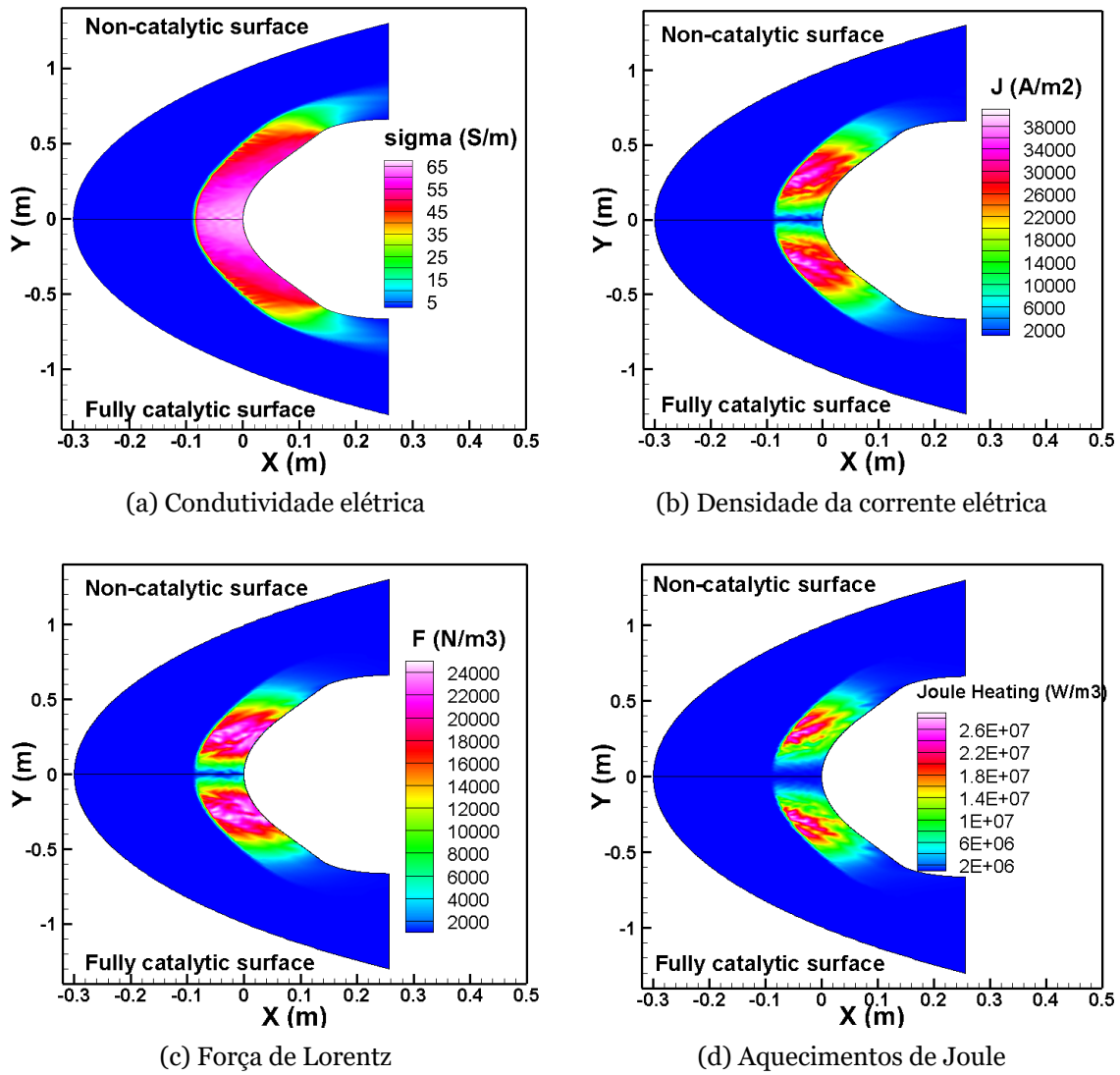


Figura 6.31: Propriedades magnetoaerodinâmicas no escoamento para superfícies não-catalíticas e totalmente catalíticas – Caso B.

em comparação com o Caso A, enquanto para a superfície não-catalítica  $Q_{MAD_{max}}$  é cerca de 1200 vezes superior no Caso B relativamente ao Caso A

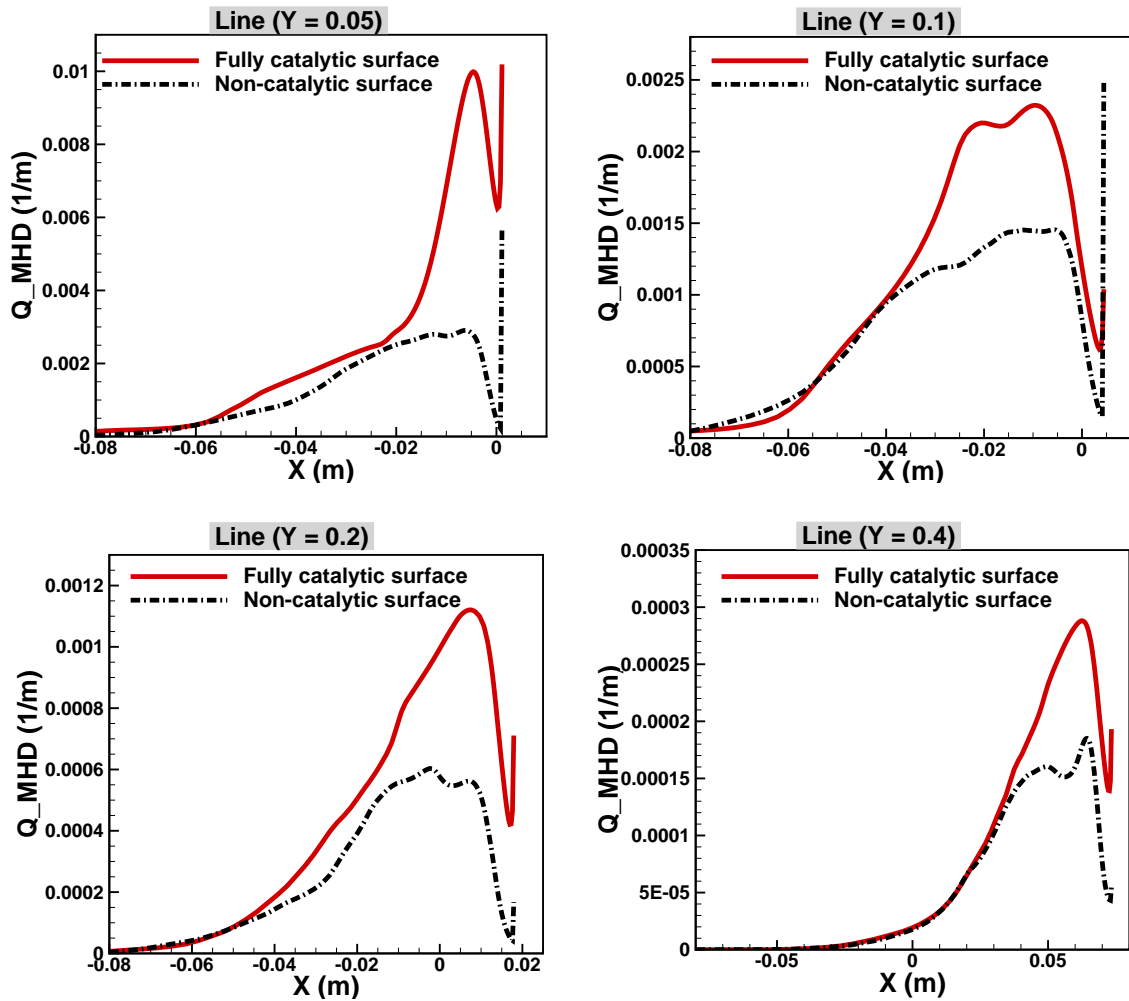


Figura 6.32: Parâmetro de interação magnética em diferentes secções do campo de escoamento para o Caso A.

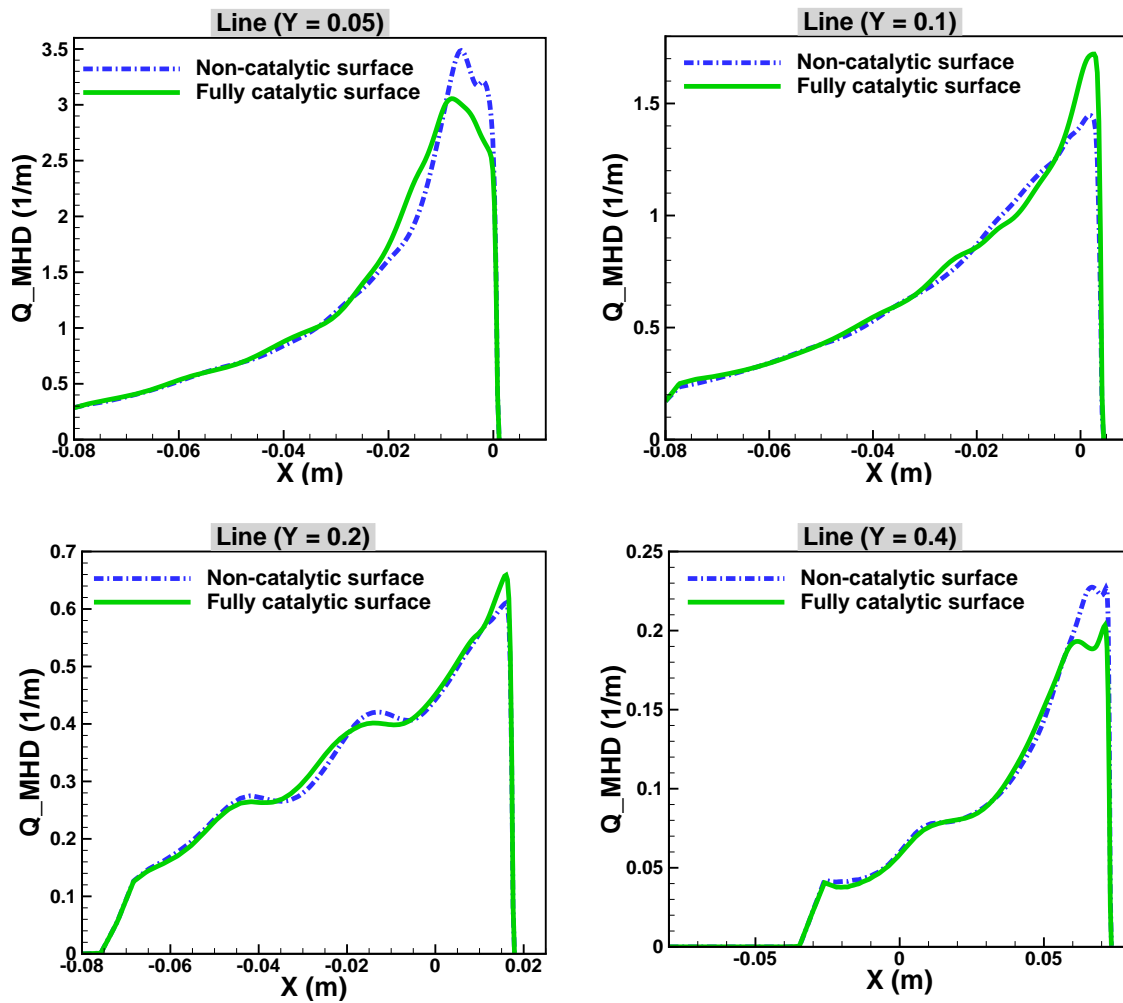


Figura 6.33: Parâmetro de interação magnética em diferentes secções do campo de escoamento para o Caso B.

### 6.2.5 Impacto na proteção térmica MAD

Os efeitos catalíticos de superfície no sistema de proteção térmica MAD são analisados através da distribuição do fluxo de calor na superfície da cápsula de reentrada, sob condições de parede não-catalítica e totalmente catalítica, tanto sem (B OFF) como com (B ON) campo magnético aplicado. A Figura 6.34 apresenta a distribuição do fluxo de calor para os Casos A e B, com os valores normalizados face ao valor correspondente no ponto de estagnação, na ausência de campo magnético (ou seja, B OFF).

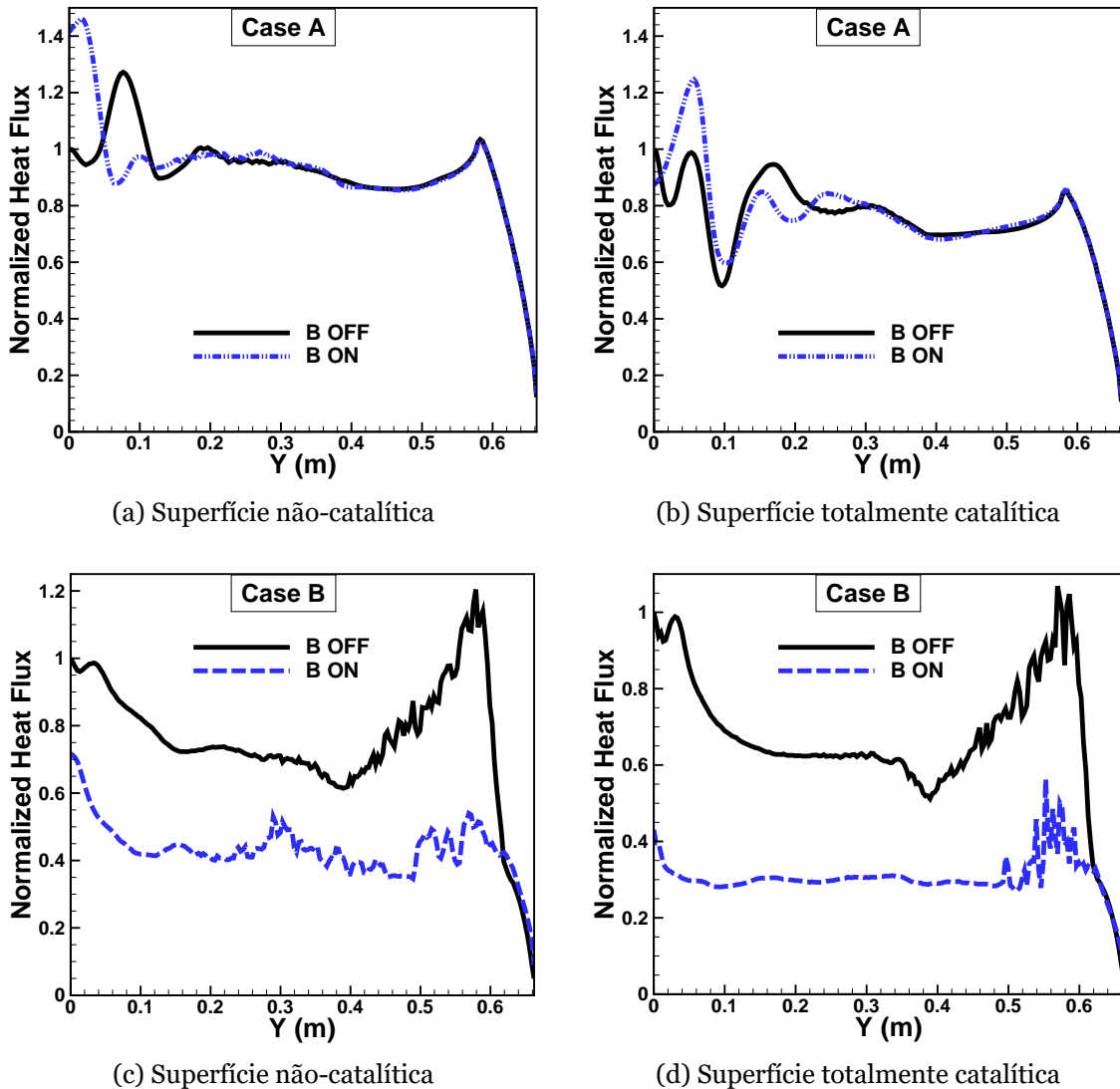


Figura 6.34: Distribuição do fluxo de calor ao longo da superfície da cápsula de reentrada para os Casos A e B.

Para as condições do Caso A com B OFF, o fluxo de calor máximo para a superfície totalmente catalítica (Figura 6.34b) ocorre no ponto de estagnação, enquanto para a superfície não-catalítica (Figura 6.34a) localiza-se ligeiramente a jusante. Este comportamento deve-se ao facto de, na superfície totalmente catalítica, a taxa de recombinação ser máxima no ponto de estagnação, devido à interação direta das espécies dissociadas com a superfície e à elevada temperatura local, o que conduz a um aumento do fluxo de calor.

Em contrapartida, na superfície não-catalítica, a recombinação é suprimida junto à parede, o que reduz o fluxo de calor no ponto de estagnação, em comparação com a parede totalmente catalítica. O fluxo de calor aumenta ligeiramente mais a jusante, onde as condições locais favorecem uma maior taxa de recombinação.

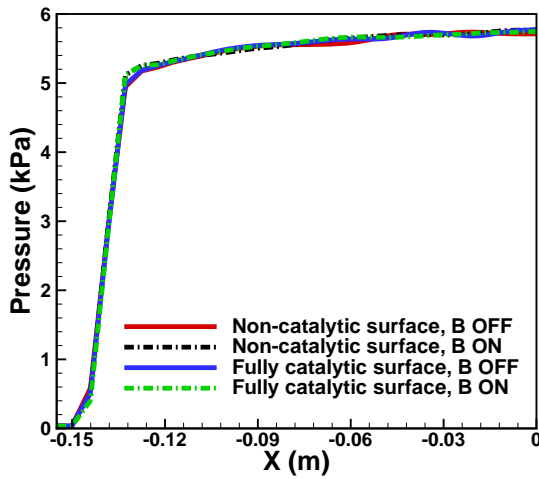
Quando o campo magnético é aplicado (B ON), é expectável que o fluxo de calor diminua, devido ao eventual aumento da espessura da camada de choque e à redução dos gradientes de temperatura. No entanto, em algumas regiões da superfície, o fluxo de calor ultrapassa aquele registado sem o sistema MAD, particularmente junto ao ponto de estagnação. Este comportamento é observado tanto para a superfície não-catalítica (Figura 6.34a) como para a superfície totalmente catalítica (Figura 6.34b).

Para compreender este aumento no fluxo de calor, a Figura 6.35 apresenta a distribuição da pressão, da temperatura trans-rotacional e da densidade numérica de eletrões ao longo da linha de estagnação, com e sem a aplicação de campo magnético. Como se pode observar, não se verifica uma diferença significativa na distância de descolamento da onda de choque com a aplicação do campo magnético (ver Figura 6.35a). Este resultado indica que o aquecimento por efeito Joule domina o efeito MAD e supera localmente a redução da transferência de calor por convecção causada pela força de Lorentz. Este comportamento está relacionado com os baixos valores de condutividade elétrica e com a força eletromagnética (atuando no sentido contrário ao escoamento) extremamente reduzida (da ordem das décimas de Newton) conforme mostrado na Figura 6.30c), a qual é insuficiente para contrariar o aquecimento por efeito de Joule na camada de choque.

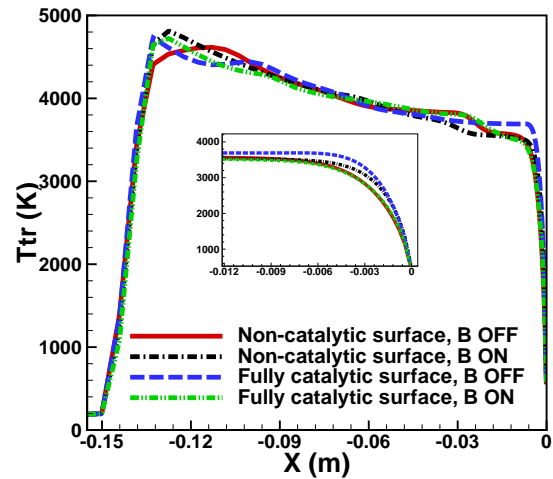
Além disso, quando o campo magnético é aplicado (B ON), observa-se um deslocamento na localização do fluxo de calor máximo. Para a superfície não-catalítica este desloca-se para mais próximo do ponto de estagnação, enquanto que para a superfície totalmente catalítica o fluxo de calor máximo move-se a jusante do ponto de estagnação. Como mostrado na Figura 6.35b, o gradiente de temperatura nas proximidades do ponto de estagnação diminui para a superfície totalmente catalítica com B ON, o que explica a redução do fluxo de calor nesse ponto e o deslocamento do seu valor máximo para jusante. Em contraste, para a superfície não-catalítica, o gradiente de temperatura na região do ponto de estagnação aumenta com B ON, o que justifica o acréscimo do fluxo de calor nessa zona.

Também foi observado um aumento geral da densidade numérica de eletrões na camada de choque ao longo da linha de estagnação com a aplicação do campo magnético (ver Figura 6.35c). Este fenómeno pode ser explicado pelo aumento da temperatura na camada de choque devido ao aquecimento por efeito de Joule. Estes resultados confirmam a fiabilidade das nossas observações e reforçam a conclusão de que o aumento do fluxo de calor deve-se ao aquecimento por efeito de Joule.

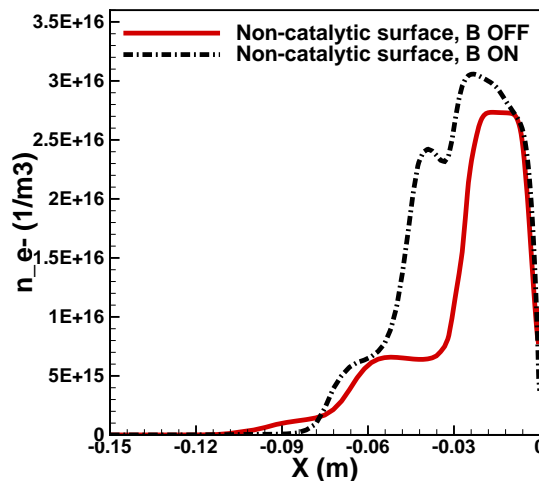
No Caso B, o fluxo de calor na superfície atinge valores significativamente mais elevados, da ordem de  $\text{MW/m}^2$ . No entanto, o escoamento apresenta um aumento da condutividade elétrica e valores mais elevados do parâmetro de interação magnética (ver Figura 6.36a). A força eletromagnética gerada atinge 25 kN para a superfície não-catalítica e 27 kN para a superfície totalmente catalítica, ambos valores substancialmente superiores aos observados no Caso A (ver Figura 6.36b). Estes valores de força eletromagnética são suficientes



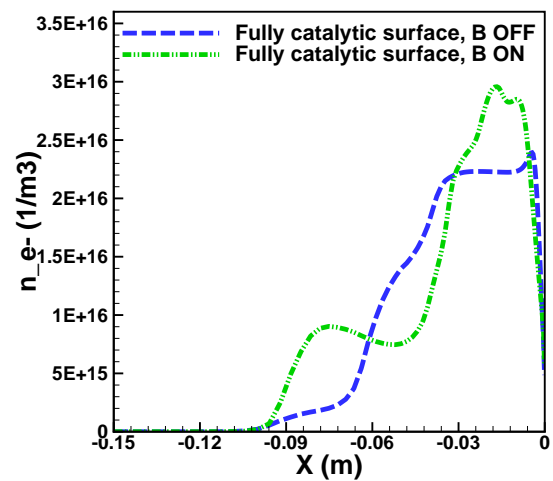
(a) Pressão



(b) Temperatura trans-rotacional



(c)  $n_{e^-}$  para a parede não-catalítica



(d)  $n_{e^-}$  para a parede totalmente catalítica

Figura 6.35: Distribuição das propriedades do escoamento na linha de estagnação para o Caso A

para superar os efeitos de aquecimento por efeito de Joule, resultando numa redução do fluxo de calor em todas as regiões da superfície da cápsula no caso da parede totalmente catalítica (Figura 6.34d) e em grande parte da superfície não-catalítica (Figura 6.34c). Pode-se assim inferir que o sistema de proteção térmica MAD é eficaz sob esta condição de número de Mach mais elevado.

A Tabela 6.10 apresenta a comparação dos principais parâmetros do escoamento, incluindo a distância de descolamento da onda de choque ( $\delta$ ), os valores máximos no escoamento da densidade numérica de elétrons ( $n_{e^-}$ ), da condutividade elétrica ( $\sigma$ ), da força de Lorentz ( $F$ ), do aquecimento por efeito de Joule ( $J.H.$ ) e do fluxo de calor máximo na superfície ( $H.F.$ ), com e sem a aplicação do campo magnético, sob diferentes condições de número de Mach. As siglas NCS e FCS referem-se à superfície não-catalítica e totalmente catalítica, respetivamente.

Analisando o fluxo de calor máximo podemos inferir que o sistema de proteção térmica MAD se revela ineficaz no Caso A. Observou-se um aumento de 15% no fluxo máximo para a superfície não-catalítica e um aumento de 24% para a superfície totalmente ca-

Tabela 6.10: Síntese dos efeitos do controlo MAD em diferentes condições de número de Mach para superfícies não-catalítica e totalmente catalítica.

Caso	Parede	MAD	$\delta$ (mm)	$n_e$ ( $m^{-3}$ )	$\sigma$ (S/m)	F ( $N/m^3$ )	J.H. ( $kW/m^3$ )	H.F. ( $MW/m^2$ )
A	NCS	OFF	139	3,09E16	—	—	—	0,121
		ON	139	3,06E16	0,0021	0,291	0,126	0,139
	FCS	OFF	139	2,99E16	—	—	—	0,111
		ON	139	3,25E16	0,0022	0,457	0,175	0,138
B	NCS	OFF	95	1,29E21	—	—	—	7,47
		ON	97	1,36E21	69,14	25472	28347	4,59
	FCS	OFF	95	1,34E21	—	—	—	7,23
		ON	97	1,31E21	66,79	27232	28470	3,73

talítica. No Caso B registou-se uma melhoria significativa no desempenho da proteção térmica MAD para ambas as superfícies, caracterizada por uma redução no fluxo de calor máximo. Para a superfície não-catalítica a redução foi de 39%, enquanto para a superfície totalmente catalítica foi de 48%.

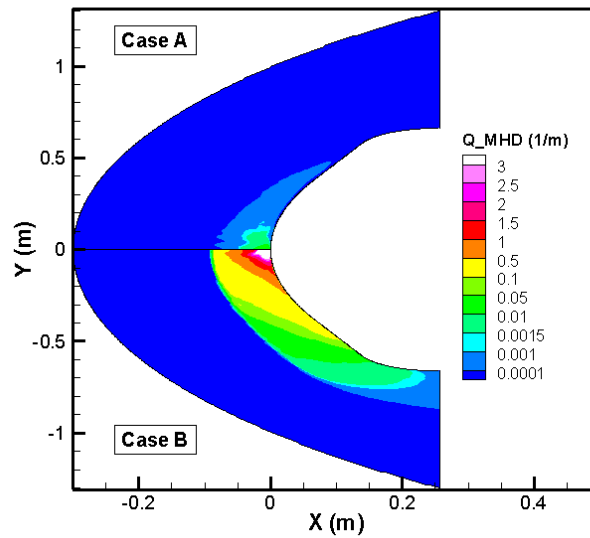
Apesar de se verificar um aumento no fluxo de calor máximo no Caso A, o fluxo de calor médio ao longo da superfície não parece sofrer alterações significativas. Observam-se mudanças na localização do valor máximo com a ativação do campo magnético, no entanto, o fluxo de calor global mantém-se aproximadamente constante.

Tabela 6.11: Efeitos do controlo MAD no fluxo de calor médio e na taxa total de transferência de calor sob diferentes condições de número de Mach, para superfícies não-catalítica e totalmente catalítica.

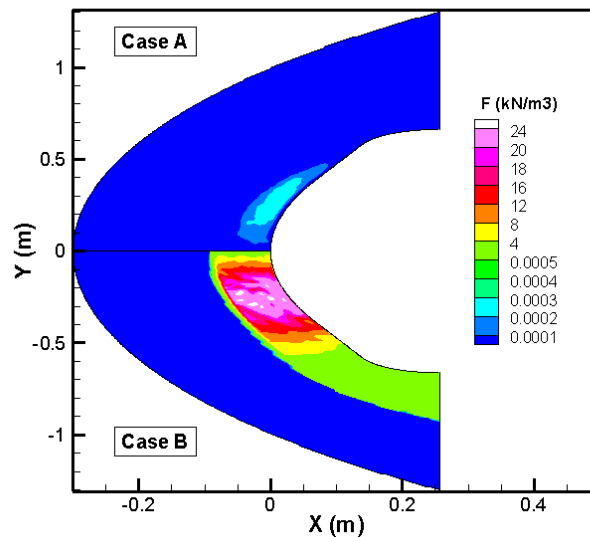
Caso	Parede	MAD	Fluxo de Calor Médio ( $kW/m^2$ )	Taxa de transferência de calor ( $kW$ )
A	NCS	OFF	81,2	160
		ON	81,8	161
	FCS	OFF	77,4	154
		ON	78,7	154
B	NCS	OFF	4250	8400
		ON	2502	5200
	FCS	OFF	4057	8100
		ON	1939	4095

A Tabela 6.11 apresenta o fluxo de calor médio ao longo da cápsula para as superfícies não-catalítica e totalmente catalítica, sob as diferentes condições de número de Mach. Podemos confirmar que o fluxo de calor médio é praticamente o mesmo para ambas as condições de número de Mach e para ambos os tipos de superfície. Os aumentos correspondentes no fluxo de calor médio são de 0,8% para a superfície não-catalítica e de 1,7% para a superfície totalmente catalítica, ambos substancialmente inferiores aos aumentos de 15% e 24% observados para o fluxo de calor máximo. Já para o Caso B, o fluxo de calor médio segue uma tendência semelhante à dos valores máximos, com reduções de 41% e 52% para as superfícies não-catalítica e totalmente catalítica, respetivamente.

De forma a compreender melhor o impacto dos efeitos MAD na transferência total de calor sobre a superfície da cápsula, foi calculada a transferência total de calor ao longo



(a) Parâmetro de interação magnética



(b) Força de Lorentz

Figura 6.36: Comparação entre as propriedades do escoamento MAD para os Casos A e B

das superfícies para as diferentes condições de número de Mach (ver Tabela 6.11). Verificou-se que a aplicação do campo magnético não altera a transferência total de calor na parede da superfície no Caso A, o que confirma a ineficácia do sistema de proteção térmica MAD nesta condição de número de Mach inferior. Para a superfície totalmente catalítica a transferência total de calor mantém-se inalterada com ou sem campo magnético, enquanto para a superfície não-catalítica foi observado um ligeiro aumento de 0,6%.

Para o Caso B, conforme esperado a partir dos resultados anteriores relativos ao fluxos de calor máximo e médio, a transferência total de calor diminui claramente com a aplicação do campo magnético. A redução para a superfície não-catalítica foi de 38%, enquanto para

a superfície totalmente catalítica foi de 49%, valores próximos às reduções observadas no fluxos de calor máximo e médio.

A superfície totalmente catalítica demonstrou um desempenho superior na proteção térmica MAD, alcançando reduções adicionais de aproximadamente 10%, 11% e 11% no fluxo de calor máximo, no fluxo de calor médio e na transferência total de calor, respectivamente, em comparação com a superfície não-catalítica. De forma relativa, a superfície totalmente catalítica revelou-se entre 26% e 30% mais eficaz do que a superfície não-catalítica, resultando em reduções superiores de cerca de 26% no fluxo de calor máximo, 27% no fluxo de calor médio e 30% na transferência total de calor, em relação às reduções obtidas com a superfície não-catalítica.

# Capítulo 7

## Conclusão

Neste capítulo, pretende-se fazer a síntese das conclusões do trabalho realizado no âmbito desta tese, enfatizando os resultados inovadores e apontando as limitações que constituem oportunidades para novos projetos e trabalhos a serem desenvolvidos no futuro. Este trabalho surgiu da necessidade de aprofundar a compreensão sobre os fenômenos associados ao escoamento hipersônico e de, com o auxílio da modelação computacional, contribuir para a melhoria das previsões realizadas em túneis de vento hipersônicos, em particular nos túneis de vento de plasma (PWT). A possibilidade de realização de um voo hipersônico sustentado e sustentável, através de aplicação de campos eletromagnéticos, também constituiu uma das motivações deste trabalho.

Tendo em conta a importância do tema no panorama da investigação espacial a nível mundial e a necessidade de responder a questões que surgiram durante a revisão bibliográfica, em particular sobre a correspondência entre os testes em PWT e a realidade do voo hipersônico, bem como sobre as relações geométricas do PWT com parâmetros aerodinâmicos do escoamento e os impactos no sistema de proteção térmica MAD, revelou-se necessária a criação de um modelo numérico robusto capaz de analisar esse tipo de escoamento de maneira precisa. Foi então desenvolvido um modelo numérico em OpenFOAM que integra a dinâmica do plasma com interferências MAD. Este modelo inclui tanto fenômenos termofísicos como químicos, permitindo captar as dinâmicas do plasma em não-equilíbrio termoquímico.

O modelo numérico mostrou-se bastante preciso na previsão das propriedades do escoamento e da relaxação vibracional que ocorre no interior das tubeiras hipersônicas, apresentando discrepâncias inferiores a 2% face aos resultados experimentais. Observou-se que temperaturas de estagnação mais elevadas deslocam o ponto de congelamento vibracional para mais próximo da saída da tubeira, aumentando a troca de energia entre os modos vibro-eletrónico e trans-rotacional, enquanto pressões de estagnação elevadas intensificam essa troca mas não afetam significativamente a posição do congelamento vibracional sob temperaturas relativamente baixas. Além disso, o não-equilíbrio químico foi relevante para temperaturas de estagnação de 5600 K, resultando numa diminuição da temperatura do fluido devido à redistribuição da energia entre os modos.

Foram implementados diferentes modelos químicos, tendo sido construído e validado um novo modelo designado *Our New Model*. Comparativamente aos resultados dos modelos aqui implementados e aos apresentados na literatura, apenas o nosso novo modelo apresentou valores dentro do intervalo de incerteza experimental, com todas as discrepâncias face aos dados experimentais abaixo do respetivo limiar de incerteza. Estes resultados confirmam que o nosso modelo reproduz com precisão as reações de não-equilíbrio termoquímico do plasma fracamente ionizado, demonstrando assim a sua fiabilidade.

Foram realizados testes de validação do modelo MAD para escoamentos hipersônicos com um corpo cilíndrico equipado por um solenoide operando a correntes de 80 A e 60 A, correspondendo a campos magnéticos máximos de 0,8 T e 0,6 T, respetivamente. O modelo MAD incluiu o modelo químico anteriormente validado, o que permitiu simular com precisão escoamentos hipersônicos de plasma fracamente ionizado em não-equilíbrio termoquímico com interações MAD, apresentando uma concordância superior a 99% face aos dados experimentais.

As aplicações do nosso modelo numérico em escoamentos hipersônicos resultaram nas contribuições que a seguir listamos.

## 7.1 Escoamento em tubeiras hipersónicas

- Foram utilizadas três tubeiras com diferentes geometrias e diferentes condições de entalpia específica de estagnação (3,3 MJ/kg, 7,56 MJ/kg e 23,8 MJ/kg) para estudar numericamente os efeitos da entalpia na termoquímica do escoamento, em particular nos efeitos de não-equilíbrio. O estudo foi motivado pela atual capacidade e utilidade deste componente dos túneis de vento para simular as condições de reentrada na atmosfera.
- A tubeira com a maior razão de expansão apresentou o impacto mais significativo do não-equilíbrio nas propriedades do escoamento. As diferenças registadas entre as condições de equilíbrio e não-equilíbrio foram de 17% para o número de Mach, 35% para a pressão estática e 38% para a temperatura estática.
- Para clarificar a relação entre a entalpia de estagnação e o não-equilíbrio termoquímico e compreender de que forma a entalpia específica de estagnação impacta o não-equilíbrio, foram consideradas três condições de estagnação diferentes: 4,92 MJ/kg, 5,98 MJ/kg e 7,56 MJ/kg. Essas condições foram analisadas para a tubeira com a maior razão de expansão, que apresenta os maiores efeitos de não-equilíbrio.
- Após o ponto de congelamento, que corresponde ao ponto em que a temperatura vibro-eletrónica congela, verificou-se que o impacto do não-equilíbrio nas propriedades do escoamento torna-se maior para a condição de entalpia específica mais elevada e menor para a condição de entalpia específica mais baixa.
- Foi possível concluir que, para a mesma tubeira, o aumento da entalpia específica de estagnação no reservatório conduz a um aumento do grau de não-equilíbrio no interior da tubeira, que atinge os seus valores máximos à saída da mesma, alterando a qualidade do escoamento na secção de teste do túnel. Conclui-se também que, dependendo do grau de não-equilíbrio, pode colocar-se em causa a viabilidade de reproduzir as condições reais de reentrada. Para a tubeira testada, um aumento da entalpia específica de estagnação em 1,58 MJ/kg resulta num aumento do grau de não-equilíbrio que se traduz numa diferença de 3,4% para o número de Mach, 5,5% para a pressão estática e 6,6% para a temperatura.
- A necessidade de compreender o impacto real da atividade catalítica da parede nas

simulações em túneis de vento hipersônicos e a falta de um critério que defina quando essa atividade se torna relevante em condições de elevada entalpia específica motivaram a apresentação de uma nova perspectiva sobre os principais efeitos no escoamento. Desta forma, foram discutidas as circunstâncias em que é justificável incluir modelos catalíticos da parede na caracterização do escoamento.

- Devido às reações de recombinação na parede totalmente catalítica verificou-se que a temperatura trans-rotacional na camada-limite apresenta grandes gradientes, resultando num aumento desta variável tanto nessa região como no núcleo do escoamento. Conseqüentemente, constatou-se uma redução do número de Mach e um aumento da pressão à saída da tubeira. Adicionalmente, observou-se que a temperatura vibro-eletrônica no núcleo do escoamento foi inferior sob condições de parede totalmente catalítica, devido às pressões mais elevadas nessa região. Estes resultados constituem uma descoberta relevante ao demonstrar que a atividade catalítica na parede das tubeiras pode influenciar as características do escoamento à saída da tubeira, um aspeto que até ao momento não tinha sido explorado na literatura.
- A análise de quatro configurações da tubeira do PWT SCIROCCO, com diferentes razões de expansão, demonstrou que a consideração de condições de parede totalmente catalítica provoca alterações significativas nas propriedades do escoamento em comparação com condições não catalíticas. Observou-se que, para todas as variáveis analisadas, exceto para a temperatura vibro-eletrônica que se congela no interior da tubeira, a diferença entre os resultados nas condições catalíticas e não catalíticas aumenta com a razão de expansão. Em particular, duplicar a razão de expansão provoca um aumento de 21% na diferença entre uma parede não catalítica e uma parede totalmente catalítica no número de Mach e de 25% na temperatura trans-rotacional e na pressão estática.
- Tomando a pressão estática como variável de referência verificou-se que, para uma tubeira com razão de expansão de 145, a diferença de pressão entre as condições não catalítica e totalmente catalítica é de 4,3%. Neste caso, pode assumir-se a simplificação de que a parede é não catalítica sem que ocorram alterações significativas nas propriedades do escoamento. Contudo, para uma tubeira com razão de expansão de 236, sob as mesmas condições, a diferença de pressão entre as paredes não catalítica e totalmente catalítica ascende a 5,6%. Neste caso, a diferença ultrapassa o valor de erro de inferência de 5% considerado. Assim, torna-se necessário modelar a atividade catalítica da parede para garantir uma previsão adequada das propriedades do escoamento à saída da tubeira e na câmara de teste em tubeiras com razões de expansão superiores a 186.
- Os resultados deste trabalho são particularmente relevantes para a realização de simulações numéricas e ensaios experimentais em túneis de vento hipersônicos de elevada entalpia, visando a caracterização do escoamento em torno de veículos espaciais. Tomando a pressão como variável de referência, foi possível estabelecer a inovadora conclusão de que, para tubeiras com razões de expansão superiores a

186 e número de Mach superior a 8,6, torna-se necessário incluir a modelação da atividade catalítica da parede para obter simulações fiáveis.

## 7.2 Escoamento hipersónico MAD no PWT SCIROCCO

Dada a importância crítica dos PWT na investigação do escoamento hipersónico, particularmente no desenvolvimento e qualificação de sistemas de proteção térmica para veículos espaciais, o presente estudo investigou as vantagens e desvantagens da utilização de tubeiras de perfil contornado concebidas para o PWT SCIROCCO, como alternativas à tubeira cónica convencional.

Foram concebidas duas tubeiras contornadas, utilizando a aproximação parabólica do método das características e as mesmas foram investigadas em paralelo com a tubeira cónica de  $10^\circ$  de ângulo de expansão. As três tubeiras partilham a mesma seção convergente, diâmetro de garganta e diâmetro de saída. A primeira tubeira contornada (Nozzle 11-9) apresenta um ângulo de inflexão de  $11^\circ$  e um ângulo de saída de  $9^\circ$ . A segunda (Nozzle 20-7) possui um ângulo de inflexão de  $20^\circ$  e um ângulo de saída de  $7^\circ$ . As simulações foram realizadas utilizando uma condição de estagnação de elevada entalpia específica de 23,8 MJ/kg à entrada da tubeira. Foram identificados os seguintes benefícios da utilização de tubeiras contornadas como alternativas à tubeira cónica:

1. Diâmetro efetivo de saída maior, com aumentos de 0,2% para o Nozzle 11-9 e 2,1% para o Nozzle 20-7, permitindo ensaios de modelos de maiores dimensões.
2. Número de Mach à saída superior, com aumentos de 4% para o Nozzle 11-9 e 19% para o Nozzle 20-7.
3. Menor angularidade do escoamento, com as tubeiras contornadas a reduzirem a angularidade média do escoamento central na saída em 9% (Nozzle 11-9) e 33% (Nozzle 20-7).
4. Redução das perdas de entalpia específica e da geração de entropia específica, com aumentos na entalpia específica de 2,6% (Nozzle 11-9) e 3,7% (Nozzle 20-7) e reduções na entropia específica de 8,7% e 18,4%, respetivamente.
5. Região de interação MAD maior, com aumentos de 21% (Nozzle 11-9) e 66% (Nozzle 20-7) para  $B_{\max} = 0,8 T$  e de 35% e 77% para  $B_{\max} = 1,5 T$ , respetivamente.

Apesar destas vantagens, as tubeiras contornadas apresentaram um maior grau de não-equilíbrio vibracional, com o ponto de congelamento vibracional a ocorrer mais a montante. À saída, o grau de não equilíbrio térmico aumenta em 17% para o Nozzle 11-9 e em 86% para o Nozzle 20-7, em comparação com a tubeira cónica (Nozzle D).

Reproduzir condições hipersónicas nos túneis de vento é mais difícil, senão impossível, em comparação com outras condições de voo. De facto, é muito complicado reproduzir simultaneamente a entalpia, a velocidade hipersónica, a composição química dos gases e as dimensões do modelo, que são os principais fatores que caracterizam o escoamento.

Conseqüentemente, torna-se necessária uma escolha entre túneis de vento concebidos para a simulação aerodinâmica e aqueles concebidos para a simulação térmica [84].

Dependendo dos objetivos dos ensaios no túnel de vento de plasma, a compreensão da influência do não-equilíbrio vibracional é essencial para determinar se uma tubeira contornada é a opção mais adequada, tendo em conta as vantagens anteriormente mencionadas. Quando o objetivo é realizar experiências de controlo do escoamento por MAD, a tubeira contornada constitui a escolha ótima. Para a mesma razão de expansão, facilita interações MAD mais intensas sem aumentar o consumo de potência da fonte MAD. Para  $B_{\max} = 0,8 T$ , isso traduz-se numa ampliação da região de interação MAD de 21% para o Nozzle 11-9 e 66% para o Nozzle 20-7.

A presente tese fornece uma compreensão aprofundada sobre como a utilização de uma tubeira contornada influencia os efeitos de não-equilíbrio e conseqüentemente as previsões do fluxo de calor nos ensaios em túneis de vento de plasma. Estas previsões são cruciais para a certificação de veículos hipersónicos e dos respetivos sistemas de proteção térmica. Verificou-se que a tubeira contornada induz efeitos de não-equilíbrio mais pronunciados em comparação com a tubeira cónica de razão de expansão equivalente. De acordo com os resultados das investigações realizadas por Teixeira e Páscoa [11], o não-equilíbrio termoquímico no interior da tubeira resulta em estimativas de pressão e fluxos de calor cerca de 40% inferiores aos valores reais em condições de equilíbrio. Conseqüentemente, o uso da tubeira contornada exigirá fatores de segurança mais elevados durante as fases de projeto dos veículos espaciais, particularmente no que respeita ao desempenho aerodinâmico e à seleção do sistema de proteção térmica adequado, em comparação com a tubeira cónica.

Conclui-se que a tubeira contornada é mais adequada para ensaios MAD do que a tubeira cónica, pois potencializa os efeitos MAD sem aumentar o consumo de energia. Assim, utilizando o mesmo PWT, propomos a utilização de diferentes tubeiras conforme o objetivo: tubeira cónica para análise aerodinâmica e tubeira contornada para análises MAD.

### **7.3 Sistemas de proteção térmica MAD**

Com o objetivo de investigar a influência da atividade catalítica da superfície no controlo do escoamento hipersónico por MAD, em particular no sistema de proteção térmica MAD, estudou-se o escoamento de plasma fracamente ionizado em não-equilíbrio termoquímico em torno de uma cápsula de reentrada equipada com uma bobina no seu interior, sob diferentes condições de número de Mach e para diferentes tipos de superfície. Foram obtidos resultados relevantes, que são a seguir apresentados:

- A atividade catalítica na superfície da cápsula de reentrada afeta a distribuição dos elétrons no escoamento, particularmente na camada de choque.
- O parâmetro de interação magnética ( $Q_{MAD}$ ) apresenta valores superiores para a superfície totalmente catalítica nas diferentes condições de número de Mach consideradas.

- Para a condição de número de Mach mais baixo (11,3), o sistema de proteção térmica MAD revelou-se ineficaz, registando-se um aumento do fluxo de calor máximo de 13% para a superfície não catalítica e de 20% para a superfície totalmente catalítica.
- Não foram observadas alterações no fluxo de calor médio nem na taxa total de transferência de calor na superfície da cápsula com a aplicação do campo magnético para a condição de número de Mach mais baixo.
- Para o número de Mach mais elevado (17,1) verificou-se uma melhoria notável no desempenho do escudo térmico MAD, com diminuição nos fluxos de calor máximo e médio e na taxa de transferência de calor na parede.
- Observou-se uma redução do fluxo de calor máximo de 39% e 48% para as superfícies não catalítica e totalmente catalítica, respetivamente, e uma redução na transferência total de calor na superfície de 38% e 49%, respetivamente.
- A superfície totalmente catalítica potencia o desempenho do escudo térmico MAD, reduzindo o fluxo de calor máximo, o fluxo de calor médio e a taxa total de transferência de calor em mais de 10% em comparação com a superfície não catalítica.

Os resultados do presente estudo numérico constituem um avanço significativo e um marco na investigação do controlo do escoamento hipersónico por MAD, pois revelam a relação entre a atividade catalítica e o controlo magnetoaerodinâmico do escoamento, bem como o impacto do número de Mach no desempenho e na eficácia do escudo térmico MAD.

## 7.4 Trabalhos futuros

No presente estudo, foi empregue o modelo convencional de relaxação vibracional (Landau–Teller/Millikan–White, com correção de Park) de forma uniforme tanto no escoamento de expansão dentro das tubeiras como nas regiões de compressão na câmara de teste. Esta abordagem pode conduzir a uma estimativa conservadora da excitação vibracional em escoamentos em expansão e poderá subestimar as taxas de relaxação vibracional na tubeira, levando conseqüentemente a uma estimativa mais elevada da temperatura vibracional à saída da tubeira. Contudo, esta sobrestimativa não se traduziu em imprecisões nas propriedades termoquímicas do escoamento, uma vez que a região de expansão é dominada por reações de recombinação (na direção inversa da dissociação), as quais são controladas pela temperatura trans-rotacional. Mais importante ainda, dado que o não-equilíbrio térmico é aqui assumido segundo o modelo de duas temperaturas (2-T) de Park, a energia vibracional é definida por um único modo e a troca de energia entre modos vibracionais das moléculas (que é a principal responsável por uma relaxação mais rápida em direção ao equilíbrio em escoamentos de expansão, comparativamente aos escoamentos de compressão) é nula.

A validação da densidade numérica de eletrões e da temperatura trans-rotacional à saída da tubeira confirma que, para o presente estudo e para as condições de escoamento

consideradas, a nossa abordagem de modelação utilizando o modelo 2-T e o modelo convencional para a relaxação vibracional fornece resultados válidos e quantitativamente relevantes, especialmente para análises comparativas e paramétricas.

Os trabalhos futuros poderão incorporar modelos de relaxação específicos para cada região do escoamento, aplicando a abordagem convencional nas zonas de choque/compressão e um outro modelo empírico com relaxação mais acelerada nas regiões de expansão, de forma a aumentar a precisão das previsões de não-equilíbrio termoquímico numa gama mais alargada de estruturas e condições de escoamento, diferentes das testadas no âmbito desta tese. Não obstante, os resultados presentes fornecem uma base sólida para a comparação e validação de tais abordagens avançadas de modelação.

No âmbito desta tese as simulações computacionais do escoamento em torno da cápsula de reentrada foram realizadas considerando o escoamento de plasma totalmente desenvolvido até atingir o regime estacionário, correspondente ao pior cenário expectável, onde as cargas aerodinâmicas sobre o veículo são máximas. Esta abordagem é plenamente aceitável para a indústria aeroespacial, onde a segurança constitui um fator essencial, pois permitiu-nos obter estimativas mais conservadoras dos fluxos de calor à superfície do veículo e da eficácia do sistema de proteção térmica MAD. No entanto, estes resultados também abrem espaço para trabalhos futuros que poderão introduzir uma abordagem transiente do escoamento. Tal abordagem trará uma compreensão mais aprofundada e realista da evolução temporal das cargas aerodinâmicas e do desempenho do sistema de proteção térmica MAD à medida que o veículo desce pela atmosfera, alterando os parâmetros do escoamento, como a massa volúmica e o número de Mach durante a simulação numérica.

Nesta tese, devido às tecnologias existentes ao nível do escoamento hipersónico MAD e pelo facto de durante a reentrada atmosférica o plasma ser fracamente ionizado, considerou-se a aproximação de número de Reynolds baixo, uma aproximação bastante realista que simplifica o processo de acoplamento CFD-MAD, evitando a complexidade das equações de Maxwell convencionais. Cria-se também aqui uma possibilidade de trabalho futuro, com a implementação das equações de Maxwell completas para o cálculo em escoamentos hipersónicos MAD a números de Reynolds magnéticos elevados. A simulação do escoamento hipersónico MAD a Reynolds magnéticos elevados poderá ser feita através da investigação e desenvolvimento de métodos de ionização artificial, o que poderá acompanhar a evolução do desenvolvimento de novos supercondutores de peso reduzido para a indústria aeroespacial, algo que ainda não acontece, mas que pode vir a ser realidade nas próximas décadas.

Com os resultados deste trabalho pretendeu-se lançar as bases para a análise e compreensão do escoamento hipersónico magnetoaerodinâmico, sendo que o modelo atual encontra-se limitado a escoamentos hipersónicos com números de Mach inferiores a 20 e altitudes de reentrada abaixo de aproximadamente 80 km. A altitudes mais elevadas verificam-se números de Mach superiores, nos quais os efeitos radiativos se tornam relevantes para o estudo aerodinâmico. Neste sentido, um dos trabalhos futuros será a ampliação do modelo numérico mediante a implementação de modelos que considerem

não só os fluxos de calor convectivos mas também os fluxos radiativos, de forma a obter previsões para condições a altitudes mais elevadas.

Com a simulação numérica a altitudes mais elevadas surge também a necessidade de considerar os efeitos da rarefação do ar. O modelo de meio contínuo utilizado nesta tese pode começar a apresentar falhas a essas altitudes, pelo que é necessário estendê-lo para incorporar esses efeitos. A solução mais eficiente do ponto de vista computacional será a implementação de um modelo híbrido que permita, através da avaliação local do número de Knudsen, identificar as zonas do escoamento que se encontram em regime de meio contínuo e de meio rarefeito, aplicando as equações de CFD ou DSMC conforme o regime. Adicionalmente, a partir das contribuições da presente tese, cuja ênfase recaiu principalmente nas interações aerotermodinâmicas, futuras investigações sobre os efeitos catalíticos no desempenho dos sistemas de proteção térmica MAD poderão ser desenvolvidas. Estas poderão beneficiar da exploração da integração do acoplamento fluido–térmico–estrutural, com vista a proporcionar uma compreensão mais aprofundada do comportamento termo-mecânico e eletromagnético acoplado em veículos hipersônicos.

# Bibliografia

- [1] J. C. Pascoa, O. Teixeira, and G. Filipe, “A Review of Propulsion Systems for CubeSats,” in *Proc. ASME 2018 Int. Mech. Eng. Congr. Expo. Vol. 1 Adv. Aerosp. Technol.* Pittsburgh, Pennsylvania, USA: ASME, nov 2018, p. V001T03A039. 1
- [2] SpaceTech Analytics, “Small Satellites,” 2024. [Online]. Available: <https://www.spacetechnology.com/global/small-satellites> 1
- [3] D. M. Murphy, M. Abou-Ghanem, D. J. Cziczko, K. D. Froyd, J. Jacquot, M. J. Lawler, C. Maloney, J. M. C. Plane, M. N. Ross, G. P. Schill, and X. Shen, “Metals from spacecraft reentry in stratospheric aerosol particles,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 120, no. 43, oct 2023. 2
- [4] J. P. Ferreira, Z. Huang, K. Nomura, and J. Wang, “Potential Ozone Depletion From Satellite Demise During Atmospheric Reentry in the Era of Mega-Constellations,” *Geophys. Res. Lett.*, vol. 51, no. 11, jun 2024. 2
- [5] A. E. van den Oever, S. Puricelli, D. Costa, N. Thonemann, M. Lavigne Philippot, and M. Messagie, “Revisiting the challenges of ozone depletion in life cycle assessment,” *Clean. Environ. Syst.*, vol. 13, p. 100196, jun 2024. 2
- [6] P. J. Aucamp, “Questions and answers about the effects of the depletion of the ozone layer on humans and the environment,” *Photochem. Photobiol. Sci.*, vol. 6, no. 3, pp. 319–330, mar 2007. 2
- [7] A. Tanaka, K. Murata, T. Minamisawa, and T. Doi, “Wooden satellite LignoSat and laser-induced surface-charring wood panel for space,” in *7th Winter Satell. Work.* Espoo, Dipole: Aalto University, 2025. 2
- [8] K. Murata, M. Nakamura, K. Kariya, M. Tsuchiya, Y. A. Yamashiki, and T. Doi, “Space exposure test of hardwood specimens in the International Space Station,” *J. Wood Sci.*, vol. 70, no. 1, p. 49, nov 2024. 2
- [9] L. M. Osornio and M. Hassanalian, “Navigating Regulatory and Ethical Hurdles With HexSat: A Detachable Net Casting Spider-Inspired Space Debris Removal Concept,” in *Small Satell. Conf.*, Logan, UT, 2024. 2
- [10] J. D. Anderson Jr., *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics, Second Edition.* Reston, VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2006. 3, 5, 25, 35, 38
- [11] O. Teixeira and J. Páscoa, “Numerical Analysis of a Hypersonic Body Under Thermochemical Non-Equilibrium and Different Catalytic Surface Conditions,” *Actuators*, vol. 14, no. 2, p. 102, feb 2025. 3, 24, 33, 175

- [12] B. P. Tucker and H. C. Alewine, "Like a Phoenix from the Ashes: Management Control and Organizational Resilience During NASA's Apollo and Space Shuttle Programs," *Abacus*, may 2024. [Online]. Available: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/abac.12325> 3
- [13] Y. Shen, J. Zhang, X. Xu, J. Liu, Z. Zhang, and Y. Jiao, "Investigation on the Opposing Jet in the Hypersonic Rarefied Flow over a Vehicle Based on the DSMC Method," *Actuators*, vol. 11, no. 6, p. 164, jun 2022. 3
- [14] G. Guo, Q. Luo, and J. Wu, "Numerical study on drag and heat flux reduction induced by a counterflowing jet for rarefied hypersonic flow over a blunt body," *Phys. Fluids*, vol. 36, no. 4, apr 2024. 3
- [15] F. Dias, J. Páscoa, and C. Xisto, "Numerical Analysis of a Multi-Species MHD Model for Plasma Layer Control of Re-Entry Vehicles," in *Vol. 1 Adv. Aerosp. Technol.* American Society of Mechanical Engineers, nov 2018. 3, 31
- [16] D. Mather, J. Pasqual, J. Sillence, and P. Lewis, "Radio Frequency (RF) Blackout During Hypersonic Reentry," in *AIAA/CIRA 13th Int. Sp. Planes Hypersonics Syst. Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, may 2005. 3
- [17] Isakeit D. et al. (Ed. A.Wilson), *The Atmospheric Reentry Demonstrator (ARD)*, A. Wilson, Ed. ESA BR-138 (ISBN 92-9092-613-9), 1998. 4
- [18] A. B. Peters, D. Zhang, S. Chen, C. Ott, C. Oses, S. Curtarolo, I. McCue, T. M. Pollock, and S. Eswarappa Prameela, "Materials design for hypersonics," *Nat. Commun.*, vol. 15, no. 1, p. 3328, apr 2024. 3
- [19] R. Shilwant and S. Mahulikar, "Aerothermal and aerodynamic characteristics of reusable hypersonic vehicles with heat transfer minimised sweepback," *Aeronaut. J.*, vol. 128, no. 1327, pp. 2003–2022, sep 2024. 3
- [20] D. E. Glass, "Thermal Protection Systems and Hot Structures for Hypersonic Vehicles," in *Aerosp. Mater. Appl.* Reston, VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., jan 2018, pp. 531–578. 3
- [21] D. Marshall, B. Cox, P. Kroll, G. Hilmas, W. Fahrenholtz, R. Raj, R. Ritchie, Q. Yang, and F. Zok, "National hypersonic science center for materials and structures," Air Force Office of Scientific Research, Marshall2014, Tech. Rep., 2014. 3
- [22] D. Glass, "Physical Challenges and Limitations Confronting the Use of UHTCs on Hypersonic Vehicles," in *17th AIAA Int. Sp. Planes Hypersonic Syst. Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, apr 2011. 3
- [23] D. Glass, R. Dirling, H. Croop, T. Fry, and G. Frank, "Materials Development for Hypersonic Flight Vehicles," in *14th AIAA/AHI Sp. Planes Hypersonic Syst. Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, nov 2006. 3

- [24] K. Tabuchi and T. Fujino, “Numerical Study of Plasma Characteristics Under Magnetohydrodynamic Flow Control in Mars Entry,” *J. Spacecr. Rockets*, pp. 1–13, may 2024. 4, 29
- [25] H. Jiang, J. Liu, X. Che, Y. Du, W. Huang, F. Ding, and T. Zhang, “Magnetic field control of high-enthalpy shock wave/boundary-layer interactions using a fully implicit thermochemical non-equilibrium solver,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 141, p. 108507, oct 2023. 4, 29, 47
- [26] Y. Nagata, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, “Influence of the Magnetic Configuration on the Electrodynamic Flow Control for the Weakly Ionized Flow,” in *42nd AIAA Plasmadynamics Lasers Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2011. 4, 29
- [27] H. Otsu, D. Konigorski, and T. Abe, “Influence of Hall Effect on Electrodynamic Heat Shield System for Reentry Vehicles,” *AIAA J.*, vol. 48, no. 10, pp. 2177–2186, oct 2010. 4, 29, 30
- [28] A. Gülhan, B. Esser, U. Koch, F. Siebe, J. Riehmer, D. Giordano, and D. Konigorski, “Experimental Verification of Heat-Flux Mitigation by Electromagnetic Fields in Partially-Ionized-Argon Flows,” *J. Spacecr. Rockets*, vol. 46, no. 2, pp. 274–283, mar 2009. 4, 29
- [29] M. Kawamura, A. Matsuda, H. Katsurayama, H. Otsu, D. Konigorski, S. Sato, and T. Abe, “Experiment on Drag Enhancement for a Blunt Body with Electrodynamic Heat Shield,” *J. Spacecr. Rockets*, vol. 46, no. 6, pp. 1171–1177, nov 2009. 4, 29
- [30] H. Otsu, A. Matsuda, T. Abe, and D. Konigorski, “Numerical Validation of the Magnetic Flow Control for Reentry Vehicles,” in *37th AIAA Plasmadynamics Lasers Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2006. 4, 29, 30
- [31] J. Poggie and D. Gaitonde, “Computational studies of magnetic control in hypersonic flow,” in *39th Aerosp. Sci. Meet. Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2001. 4, 29
- [32] S. Gu and H. Olivier, “Capabilities and limitations of existing hypersonic facilities,” *Prog. Aerosp. Sci.*, vol. 113, p. 100607, feb 2020. 5
- [33] D. G. Fletcher, “Fundamentals of hypersonic flow-aerothermodynamics,” in *RTO AVT Lect. Ser. “Critical Technol. Hypersonic Veh. Dev.* von Kármán Institute, Rhode-St-Genese: von Kármán Institute. 6
- [34] O. Teixeira and J. Páscoa, “Catalytic wall effects for hypersonic nozzle flow in thermochemical non-equilibrium,” *Acta Astronaut.*, vol. 203, pp. 48–59, feb 2023. 6, 19, 21, 27, 36, 68, 92, 118, 128

- [35] T. A. Heppenheimer, *Facing the heat barrier: a history of hypersonics*, nasa histo ed. NASA, 2006. 6, 18
- [36] Z. Jiang, Z. Hu, Y. Wang, and G. Han, “Advances in critical technologies for hypersonic and high-enthalpy wind tunnel,” *Chinese J. Aeronaut.*, vol. 33, no. 12, pp. 3027–3038, dec 2020. 6, 35
- [37] Aerospace Testing International (Web Team), “Hypersonic wind tunnels explained,” 2022. [Online]. Available: <https://www.aerospacetestinginternational.com/features/hypersonic-wind-tunnels-explained.html> 6
- [38] O. Teixeira and J. Páscoa, “Numerical Study of Magnetohydrodynamic Hypersonic Flow Around a Blunt Body Using OpenFOAM,” in *9th Eur. Congr. Comput. Methods Appl. Sci. Eng.* CIMNE, 2024. 6
- [39] OpenCFD Ltd, “OpenFOAM,” 2025. [Online]. Available: <https://www.openfoam.com/> 6, 28
- [40] K. Benz, “Bell X-1,” in *Flight and Motion*. Routledge, 2015, pp. 126–129. 11
- [41] J. G. Funtanilla, “Supersonic Commercial Aircraft,” in *Prep. Pap. AIAA Tech. Conf.*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Ed., University of Colorado, Boulder, Boulder, CO, 2016. 11
- [42] R. V. V. Petrescu, “About supersonic flight and mach 3 flying,” *Am. J. Eng. Appl. Sci.*, vol. 13, no. 3, pp. 451–476, 2020. 12
- [43] S. O’Neill, “Supersonic Travel Seeks an Encore,” *Engineering*, vol. 10, pp. 1–3, mar 2022. 12
- [44] P. E. Ross, “Supersonic Travel Returns: Boom’s XB-1 test aircraft may usher in faster-than-sound commercial flight,” *IEEE Spectr.*, vol. 58, no. 1, pp. 40–41, jan 2021. 12
- [45] T. Fryer, “News - Briefing. The Measure of: X-59 Quiet SuperSonic Technology (QueSST) X-Plane,” *Eng. Technol.*, vol. 15, no. 1, pp. 92–93, feb 2020. 12
- [46] D. Göge, D. Zimper, H. Besser, M. Huggins, and S. Alan, “Hypersonic vehicles-game changers for future warfare?” *Transform. Jt. Air Power J. JAPCC*, vol. 24, pp. 11–27, 2017. 12
- [47] G. Pezzella and A. Viviani, Eds., *Hypersonic Vehicles: Past, Present and Future Developments*. BoD-Books on Demand, 2019. 12, 13
- [48] D. M. Van Wie, D. G. Drewry Jr., D. E. King, and C. M. Hudson, “The hypersonic environment: Required operating conditions and design challenges,” *J. Mater. Sci.*, vol. 39, no. 19, pp. 5915–5924, oct 2004. 12

- [49] H. Beach, Jr. and I. Blankson, "Prospects for future hypersonic air-breathing vehicles," in *3rd Int. Aerosp. Planes Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, dec 1991. [Online]. Available: <https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.1991-5009> 12
- [50] T. Mauriello, J. Wilken, S. Callsen, L. Bussler, and M. Sippel, "Multidisciplinary design analysis and optimization of the aerodynamic shape of the SpaceLiner passenger stage," *Acta Astronaut.*, vol. 224, pp. 244–265, nov 2024. 12
- [51] L. Pollock and G. Wild, "An examination of high-speed aircraft – Part 1: Past, Present, and Future," *Transp. Eng.*, vol. 18, p. 100290, dec 2024. 13
- [52] H.-L. Besser, M. Huggins, D. Zimper, and D. Göge, "Hypersonic vehicles: State-of-the-art and potential game changers for future warfare," in *2016 Sci. Technol. Board Symp. Futur. Warf.*, Science & Technology Organization. Brüssel: 2016 NATO Science & Technology Symposium Brochure, 2016, pp. 31–34. 13
- [53] C. Mullins and R. Lehmer, *Commercial hypersonic transportation market study*, 2021. 13
- [54] W. Bastedo, *Commercial Hypersonic Transportation Market Study*, 2021. 13
- [55] D. M. V. Wie, "Hypersonics: Past, Present, and Potential Future," *Johns Hopkins APL Tech. Dig.*, vol. 35, no. 4, pp. 335–341, 2021. 14, 16, 17, 18
- [56] G. Saccone, A. C. Ispir, B. H. Saracoglu, L. Cutrone, and M. Marini, "Computational evaluations of emissions indexes released by the STRATOFLY air-breathing combined propulsive system," *Aircr. Engine Saccone, Guid. Ali Can Ispir, Bayindir Huseyin Saracoglu, Luigi Cutrone, Marco Mar. 2022. "Computational Eval. Emiss. Indexes Released by Strat. Air-Breathing Comb. Propulsive Syst. Aircr. Eng.*, vol. 94, no. 9, pp. 1499–1507, sep 2022. 15
- [57] N. Viola, R. Fusaro, B. Saracoglu, C. Schram, V. Grewe, J. Martinez, M. Marini, S. Hernandez, K. Lammers, A. Vincent, D. Hauglustaine, B. Liebhardt, F. Linke, and C. Fureby, "Main Challenges and Goals of the H2020 STRATOFLY Project," *Aerotec. Missili Spaz.*, vol. 100, no. 2, pp. 95–110, jun 2021. 15
- [58] G. Saccone, P. Natale, L. Cutrone, and M. Marini, "Hydrogen/Air Supersonic Combustion Modelling and Validation for Scramjet Applications," *J. Fluid Flow, Heat Mass Transf.*, 2022. 15
- [59] C. Valluchi and M. Sippel, "Hypersonic Morphing for the SpaceLiner Cabin Escape System," in *7th Eur. Conf. Aeronaut. Sp. Sci.*, 2017. 15
- [60] T. Schwanekamp and M. Sippel, "The SpaceLiner Hypersonic System - Aerothermodynamic Requirements and Design Process," in *8th Eur. Symp. Aerothermodyn. Sp. Veh.*, 2015. 15

- [61] A. Sidorenko, Y. Gromyko, D. Bountin, P. Polivanov, and A. Maslov, “Effect of the local wall cooling/heating on the hypersonic boundary layer stability and transition,” in *Prog. Flight Phys. – Vol. 7*, D. Knight, I. Lipatov, and P. Reijasse, Eds. Les Ulis, France: EDP Sciences, jun 2015, pp. 549–568. 15
- [62] A. Fedorov, V. Soudakov, I. Egorov, A. Sidorenko, Y. Gromyko, D. Bountin, P. Polivanov, and A. Maslov, “High-Speed Boundary-Layer Stability on a Cone with Localized Wall Heating or Cooling,” *AIAA J.*, vol. 53, no. 9, pp. 2512–2524, sep 2015. 15
- [63] J. Steelant, T. Langener, K. Hannemann, M. Marini, L. Serre, M. Bouchez, and F. Falempin, “Conceptual Design of the High-Speed Propelled Experimental Flight Test Vehicle HEXAFly,” in *20th AIAA Int. Sp. Planes Hypersonic Syst. Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jul 2015. 15
- [64] T. Schwanekamp, J. Bütünley, and D. Sippel, “Preliminary Multidisciplinary Design Studies on an Upgraded 100 Passenger SpaceLiner Derivative,” in *18th AIAA/3AF Int. Sp. Planes Hypersonic Syst. Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, sep 2012. 15
- [65] M. Sippel, A. Kopp, K. Sinkó, and D. Mattsson, “Advanced Hypersonic Cryo-Tanks Research in CHATT,” in *18th AIAA/3AF Int. Sp. Planes Hypersonic Syst. Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, sep 2012. 15
- [66] J. Steelant, “ATLLAS: Aero-Thermal Loaded Material Investigations for High-Speed Vehicles,” in *15th AIAA Int. Sp. Planes Hypersonic Syst. Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, apr 2008. 15
- [67] —, “LAPCAT: an EC Funded Project on Sustained Hypersonic Flight,” in *57th Int. Astronaut. Congr.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, oct 2006. 15
- [68] A. Thirkettle, M. Steinkopf, and E. Joseph-Gabriel, “The mission and post-flight analysis of the Atmospheric Re-entry Demonstrator (ARD),” *ESA Bull.*, vol. 109, pp. 56–63, 2002. 15
- [69] R. Haya-Ramos, G. Blanco, I. Pontijas, D. Bonetti, J. Freixa, C. Parigini, E. Bassano, R. Carducci, M. Sudars, A. Denaro, R. Angelini, and S. Mancuso, “The design and realisation of the IXV Mission Analysis and Flight Mechanics,” *Acta Astronaut.*, vol. 124, pp. 39–52, jul 2016. 15, 16
- [70] A. Parsonson, “Santa Maria to be Landing Site of Inaugural Space Rider Flight,” 2024. [Online]. Available: <https://europeanspaceflight.com/santa-maria-to-be-landing-site-of-inaugural-space-rider-flight/> 16

- [71] S. Lee, Y. Zhao, J. Luo, J. Zou, J. Zhang, Y. Zheng, and Y. Zhang, “A Review of Flow Control Strategies for Supersonic/Hypersonic Fluid Dynamics,” *Aerosp. Res. Commun.*, vol. 2, nov 2024. 18
- [72] A. Peyvan, K. Shukla, J. Chan, and G. Karniadakis, “High-order methods for hypersonic flows with strong shocks and real chemistry,” *J. Comput. Phys.*, vol. 490, p. 112310, oct 2023. 18
- [73] X. Jin, P. Su, Z. Chen, X. Cheng, Q. Wang, and B. Wang, “Numerical and experimental investigation of rarefied hypersonic flow in a nozzle,” *Phys. Fluids*, vol. 36, no. 11, nov 2024. 18
- [74] K. Taira, G. Rigas, and K. Fukami, “Machine learning in fluid dynamics: A critical assessment,” *Phys. Rev. Fluids*, vol. 10, no. 9, p. 090701, sep 2025. 18
- [75] H. Wang, Y. Cao, Z. Huang, Y. Liu, P. Hu, X. Luo, Z. Song, W. Zhao, and J. Liu, “Recent advances on machine learning for computational fluid dynamics: A survey,” *arXiv Prepr. arXiv2408.12171*, 2024. 18
- [76] M. Auweter-Kurtz, H. L. Kurtz, and S. Laure, “Plasma generators for re-entry simulation,” *J. Propuls. Power*, vol. 12, no. 6, pp. 1053–1061, nov 1996. 19
- [77] M. Auweter-Kurtz and T. Wegmann, “Overview of IRS plasma wind tunnel facilities,” RTO Educational Notes 8, Tech. Rep., 1999. 19
- [78] M. K. Kim, B. Esser, U. Koch, and A. Guelhan, “Numerical and Experimental Study of High Enthalpy Flows in a Hypersonic Plasma Wind Tunnel: L3K,” in *42nd AIAA Thermophys. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2011. 19
- [79] Y. Takahashi, H. Takasawa, K. Yamada, and T. Shimoda, “Nonequilibrium shock layer in large-scale arc-heated wind tunnel,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 55, no. 23, p. 235205, jun 2022. 19
- [80] D. Horn, W. Bruce, III, and E. Felderman, “Results and predictions for the new H3 arc heater at AEDC,” in *27th Plasma Dyn. Lasers Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 1996. 19
- [81] M. Mitsuda, T. Oda, S. Tagashira, H. Shirai, M. Mitsuda, T. Oda, S. Tagashira, and H. Shirai, “On the characteristics of a plasma arc heater for a high enthalpy wind tunnel,” in *32nd Thermophys. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 1997. 19
- [82] R. Smith, D. Wagner, and J. Cunningham, “Experiments with a dual electrode plasma arc facility at the Deutsche Forschungsanstalt fuer Luft-und-Raumfahrt E.V. (DLR),” in *Adv. Meas. Gr. Test. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 1996. 19

- [83] “The SCIROCCO 70-MW Plasma Wind Tunnel: A New Hypersonic Capability,” in *Adv. Hypersonic Test Facil.* Reston, VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2002, pp. 315–351. 19
- [84] R. Borrelli and A. Martucci, “SCIROCCO plasma wind tunnel: synergy between numerical and experimental activities for tests on aerospace structures,” in *Wind Tunnels Exp. Fluid Dyn. Res.* IntechOpen, 2011. 20, 21, 175
- [85] F. De Filippis, A. D. Vecchio, S. Caristia, and E. Graps, “SCIROCCO Arc-Jet Facility for Large Scale Spacecraft TPS Verification,” in *55th Int. Astronaut. Congr. Int. Astronaut. Fed. Int. Acad. Astronaut. Int. Inst. Sp. Law.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, oct 2004. 19, 20
- [86] D. Cinquegrana, R. Votta, C. Purpura, and E. Trifoni, “Continuum breakdown and surface catalysis effects in NASA arc jet testing at SCIROCCO,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 88, pp. 258–272, may 2019. 20, 109
- [87] C. Purpura, F. De Filippis, P. Barrera, and D. Mandanici, “Experimental characterisation of the CIRA plasma wind tunnel SCIROCCO test section,” *Acta Astronaut.*, vol. 62, no. 6-7, pp. 410–421, mar 2008. 20
- [88] M. Yu, Z. Qiu, B. Zhong, and Y. Takahashi, “Numerical simulation of thermochemical non-equilibrium flow-field characteristics around a hypersonic atmospheric reentry vehicle,” *Phys. Fluids*, vol. 34, no. 12, dec 2022. 23, 33
- [89] V. Alfyorov, G. Shcherbakov, A. Rudakova, I. Yegorov, V. Skirda, A. Bushmin, L. Dmitriyev, B. Yegorov, Y. Markachev, A. Morozov, and A. Orlov, “Investigation of relaxation processes in flow about models in hypersonic wind tunnels of different types,” in *ICLASF ’95 Rec. Int. Congr. Instrum. Aerosp. Simul. Facil.* IEEE, pp. 48/1–4811. 21, 43
- [90] W. Y. K. Chan, P. A. Jacobs, M. K. Smart, S. Grieve, C. S. Craddock, and L. J. Doherty, “Aerodynamic Design of Nozzles with Uniform Outflow for Hypervelocity Ground-Test Facilities,” *J. Propuls. Power*, vol. 34, no. 6, pp. 1467–1478, nov 2018. 21
- [91] J. Shen, H. Lu, R. Li, X. Chen, and H. Ma, “The thermochemical non-equilibrium scale effects of the high enthalpy nozzle,” *Adv. Aerodyn.*, vol. 2, no. 1, p. 20, dec 2020. 21
- [92] F. Shope, “Contour Design Techniques for Super/Hypersonic Wind Tunnel Nozzles,” in *24th AIAA Appl. Aerodyn. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2006. 21, 23, 127
- [93] Y. WANG and Z. JIANG, “Theories and methods for designing hypersonic high-enthalpy flow nozzles,” *Chinese J. Aeronaut.*, vol. 35, no. 1, pp. 318–339, jan 2022. 23

- [94] A. Munafò, R. Chiodi, S. Kumar, V. Le Maout, K. A. Stephani, F. Panerai, D. J. Bondon, and M. Panesi, “A Multi-Physics Modeling Framework for Inductively Coupled Plasma Wind Tunnels,” in *AIAA SCITECH 2022 Forum*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2022. 23
- [95] T. J. Remec, J. O. Flores Govea, and H. Ali, “Design, Modeling, and Implementation of Nozzle and Diffuser Geometry for an Inductively Coupled Plasma Wind Tunnel Facility for Hypersonics and Magnetoaerodynamics,” in *AIAA SCITECH 2024 Forum*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2024. 23
- [96] H. K. Ali, “Development of an Inductively Coupled Plasma Wind Tunnel Facility for Hypersonics and Magnetoaerodynamics,” in *AIAA SCITECH 2025 Forum*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2025. 23, 32
- [97] B. G. Hong, B. R. Kang, J. C. Choi, and P. Y. Oh, “Characteristics of a plasma wind tunnel for the development of thermal protection materials,” *Aeronaut. J.*, vol. 121, no. 1240, pp. 821–834, jun 2017. 23
- [98] M. I. Boulos, P. L. Fauchais, and E. Pfender, “High-Power Plasma Torches and Transferred Arcs,” in *Handb. Therm. Plasmas*. Cham: Springer International Publishing, 2023, pp. 905–960. 23
- [99] —, “DC Plasma Torch Design and Performance,” in *Handb. Therm. Plasmas*. Cham: Springer International Publishing, 2023, pp. 595–657. 23
- [100] P. W. Agostinelli, E. Trifoni, and R. Savino, “Aerothermodynamic analyses and re-design of GHIBLI Plasma Wind Tunnel hypersonic diffuser,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 87, pp. 218–229, apr 2019. 23
- [101] D. Choi, J. S. Baek, and K.-H. Kim, “Efficient diffuser design for plasma wind tunnels with a large blockage model,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 119, p. 107206, dec 2021. 23
- [102] J. Sol Baek, D. Choi, and K.-H. Kim, “Numerical Investigation of Diffusers in Arc-Heated Wind Tunnel: Introducing a Novel and Efficient Hypersonic Diffuser,” *J. Aerosp. Eng.*, vol. 35, no. 5, sep 2022. 23
- [103] M. Kim, “Active plasma layer manipulation scheme during hypersonic flight,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 35, pp. 135–142, may 2014. 23, 24
- [104] K. M. Hanquist and I. D. Boyd, “Plasma Assisted Cooling of Hot Surfaces on Hypersonic Vehicles,” *Front. Phys.*, vol. 7, feb 2019. 23
- [105] B. M. Ringel, F. Panerai, B. Helber, A. Fagnani, and A. Turchi, “Ablation of carbon thermal protection system materials in high enthalpy air plasma,” in *AIAA Aviat. 2022 Forum*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2022. 23

- [106] C. Xisto, J. Páscoa, J. Monteiro, and A. Gerlach, “Multi-Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator for Cycloidal Rotor Active Flow Control,” in *4th EASN Assoc. Int. Work. Flight Phys. Aircr. Des.*, Aachen, 2014. 24
- [107] F. F. Rodrigues, K. O. Shvydyuk, J. Nunes-Pereira, J. C. Páscoa, and A. P. Silva, “Plasma Actuators Based on Alumina Ceramics for Active Flow Control Applications,” *Ceramics*, vol. 7, no. 1, pp. 192–207, feb 2024. 24
- [108] M. Moreira, F. Rodrigues, and J. Páscoa, “An experimental study on the use of dielectric barrier discharge plasma actuators for electrospray dynamics enhancement,” *Phys. Fluids*, vol. 37, no. 2, feb 2025. 24
- [109] J. Shang, S. Surzhikov, R. Kimmel, D. Gaitonde, J. Menart, and J. Hayes, “Mechanisms of plasma actuators for hypersonic flow control,” *Prog. Aerosp. Sci.*, vol. 41, no. 8, pp. 642–668, nov 2005. 24
- [110] M. Abdullah, M. T. Galib, M. S. A. Khan, T. Rahman, and M. M. Hossain, “Recent advancements in flow control using plasma actuators and plasma vortex generators,” *Heat Transf.*, vol. 53, no. 8, pp. 4244–4267, dec 2024. 24
- [111] V. Sharma, V. F. Giangaspero, S. Poedts, and A. Lani, “Influence of magnetohydrodynamics configuration on aerothermodynamics during Martian reentry,” *Phys. Fluids*, vol. 36, no. 3, mar 2024. 24, 33
- [112] R. A. Müller, A. S. Pagan, P. P. Upadhyay, and G. Herdrich, “Numerical Assessment of Magnetohydrodynamic Heat Flux Mitigation for Pico-Sized Entry Capsule Mockup,” *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 33, no. 4, pp. 1018–1025, oct 2019. 24, 33
- [113] J.-J. O. Hoste, V. Casseau, M. Fossati, I. J. Taylor, and R. Gollan, “Numerical Modeling and Simulation of Supersonic Flows in Propulsion Systems by Open-Source Solvers,” in *21st AIAA Int. Sp. Planes Hypersonics Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, mar 2017. 25
- [114] C. M. Xisto, J. C. Páscoa, and P. J. Oliveira, “A pressure-based high resolution numerical method for resistive MHD,” *J. Comput. Phys.*, vol. 275, pp. 323–345, oct 2014. 25, 28, 29
- [115] G. Candler, D. Mavriplis, and L. Trevino, “Current status and future prospects for the numerical simulation of hypersonic flows,” in *47th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. new horizons forum Aerosp. Expo.*, Orlando, Florida, 2009. 25, 27, 44
- [116] S. Zhang, X. Li, J. Zuo, J. Qin, K. Cheng, Y. Feng, and W. Bao, “Research progress on active thermal protection for hypersonic vehicles,” *Prog. Aerosp. Sci.*, vol. 119, p. 100646, nov 2020. 25
- [117] G. V. Candler, “High-Temperature Effects in Hypersonic Flight,” in *Encycl. Aerosp. Eng.* Wiley, dec 2010. 25

- [118] V. Casseau, “An Open-Source CFD Solver for Planetary Entry,” Ph.D. dissertation, University of Strathclyde, 2017. 26, 40, 42, 43, 44, 62, 66, 203, 207
- [119] J. M. Burt and I. D. Boyd, “A hybrid particle approach for continuum and rarefied flow simulation,” *J. Comput. Phys.*, vol. 228, no. 2, pp. 460–475, feb 2009. 26
- [120] D. Petkow, M. Zaretskaya, A. Kling, and G. Herdrich, “Progress in probabilistic modelling of atomic spontaneous emission processes in DSMC,” in *Proc. 5th Int. Work. Radiat. High Temp. Gases Atmos. Entry*. ESA Special Publication, 2012, pp. 16–19. 26
- [121] O. Teixeira, J. Páscoa, and C. Purpura, “Numerical model validation and aerodynamic MHD performance assessment with novel designs of contoured nozzles for hypersonic plasma wind tunnel testing,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 164, no. 110439, sep 2025. 27, 47
- [122] O. Teixeira and J. Páscoa, “Sensitivity of Hypersonic MHD Flow Control to the Surface Catalytic Properties of a Reentry Body,” *J. Aerosp. Eng.*, vol. 39, no. 1, jan 2026. 27
- [123] D. Knight, “RTO WG 10 - Test cases for CFD validation of hypersonic flight,” in *40th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2002. 26
- [124] G. Candler, I. Nompelis, and M.-C. Druguet, “Navier-Stokes predictions of hypersonic double-cone and cylinder-flare flow fields,” in *39th Aerosp. Sci. Meet. Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2001. 26
- [125] G. Candler, I. Nompelis, M.-C. Druguet, M. Holden, T. Wadhams, I. Boyd, and W.-L. Wang, “CFD validation for hypersonic flight - Hypersonic double-cone flow simulations,” in *40th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2002. 26
- [126] J. Olejniczak, G. Candler, H. Hornung, J. Olejniczak, G. Candler, and H. Hornung, “Computation of double-cone experiments in high enthalpy nitrogen,” in *32nd Thermophys. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 1997. 27
- [127] J. Olejniczak, G. V. Candler, M. J. Wright, I. Leyva, and H. G. Hornung, “Experimental and Computational Study of High Enthalpy Double-Wedge Flows,” *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 13, no. 4, pp. 431–440, oct 1999. 27
- [128] J. Moss and J. Olejniczak, “Shock-wave/boundary-layer interactions in hypersonic low density flows,” in *7th AIAA/ASME Jt. Thermophys. Heat Transf. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 1998. 27
- [129] B. Chanetz, R. Benay, J.-M. Bousquet, R. Bur, T. Pot, F. Grasso, and J. Moss, “Experimental and numerical study of the laminar separation in hypersonic flow,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 2, no. 3, pp. 205–218, mar 1998. 27

- [130] K. Sinha, M. Wright, and G. Candler, “The effect of turbulence on double-cone shock interactions,” in *37th Aerosp. Sci. Meet. Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 1999. 27
- [131] M. Holden, “Experimental studies of laminar separated flows induced by shock wave/boundary layer and shock/shock interaction in hypersonic flows for CFD validation,” in *38th Aerosp. Sci. Meet. Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2000. 27
- [132] J. Hao and C. Y. Wen, “Effects of vibrational nonequilibrium on hypersonic shock-wave/laminar boundary-layer interactions,” *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 97, no. August, pp. 136–142, 2018. 27, 75
- [133] N. Kianvashrad and D. D. Knight, “The Effect of Thermochemistry on Prediction of Aerothermodynamic Loading over a Double Cone in a Laminar Hypersonic Flow,” in *2018 AIAA Aerosp. Sci. Meet.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2018. 27
- [134] J. Hao, J. Wang, and C. Lee, “Numerical Simulation of High-Enthalpy Double-Cone Flows,” *AIAA J.*, vol. 55, no. 7, pp. 2471–2475, jul 2017. 27
- [135] N. Kianvashrad and D. D. Knight, “Simulation of Hypersonic Shock Wave Laminar Boundary Layer Interaction on Hollow Cylinder Flare, Part II,” in *47th AIAA Fluid Dyn. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2017. 27
- [136] I. Nompelis and G. V. Candler, “US3D Predictions of Double-Cone and Hollow Cylinder-Flare Flows at High-Enthalpy (Invited),” in *44th AIAA Fluid Dyn. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2014. 27
- [137] J. Longo, “Modelling of hypersonic flow phenomena,” in *RTO/AVT/VKI Lect. Ser. “Critical Technol. Hypersonic Veh. Dev. Technol.* Rhode-St-Genève: von Kármán Institute, 2004, pp. 10–14. 27
- [138] P. Papadopoulos, E. Venkatapathy, D. Prabhu, M. P. Loomis, and D. Olynick, “Current grid-generation strategies and future requirements in hypersonic vehicle design, analysis and testing,” *Appl. Math. Model.*, vol. 23, no. 9, pp. 705–735, sep 1999. 27
- [139] F. M. Cheatwood and P. A. Gnoffo, “User’s manual for the langley aerothermodynamic upwind relaxation algorithm (LAURA),” National Aeronautics and Space Administration, Langley Research Center, Tech. Rep., 1996. 28
- [140] M. J. Wright, T. White, and N. Mangini, “Data parallel line relaxation (DPLR) code user manual: Acadia-version 4.01. 1,” *NASA/TM-2009-215388*, 2009. 28
- [141] G. V. Candler, M. J. Wright, and J. D. McDonald, “Data-parallel lower-upper relaxation method for reacting flows,” *AIAA J.*, vol. 32, no. 12, pp. 2380–2386, dec 1994. 28

- [142] A. Mack and V. Hannemann, “Validation of the Unstructured DLR-TAU-Code for Hypersonic Flows,” in *32nd AIAA Fluid Dyn. Conf. Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2002. 28
- [143] L. Scalabrin and I. Boyd, “Development of an Unstructured Navier-Stokes Solver for Hypersonic Nonequilibrium Aerothermodynamics,” in *38th AIAA Thermophys. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2005. 28
- [144] G. V. Candler, “Next-Generation CFD for Hypersonic and Aerothermal Flows (Invited),” in *22nd AIAA Comput. Fluid Dyn. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2015. 28
- [145] I. ANSYS, “Ansys Fluent Fluid Simulation Software,” 2025. [Online]. Available: <https://www.ansys.com/> 28
- [146] Aerothermal Solutions, “CFD++,” 2025. [Online]. Available: <https://aerothermalsolutions.co/en/software-cfd/> 28
- [147] Siemens, “Simcenter STAR-CCM+ CFD software,” 225. [Online]. Available: <https://plm.sw.siemens.com/en-US/simcenter/fluids-thermal-simulation/star-ccm/> 28
- [148] R. Gollan and P. Jacobs, “About the formulation, verification and validation of the hypersonic flow solver Eilmer,” *Int. J. Numer. Methods Fluids*, vol. 73, no. 1, pp. 19–57, sep 2013. 28
- [149] A. Lani, N. Villedie, K. Bensassi, L. Koloszar, M. Vymazal, S. M. Yalim, and M. Panesi, “COOLFluid: an open computational platform for multi-physics simulation and research,” in *21st AIAA Comput. Fluid Dyn. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2013. 28
- [150] C. M. Xisto, J. C. Páscoa, and P. J. Oliveira, “Numerical analysis of real gas MHD flow on two-dimensional self-field MPD thrusters,” *Acta Astronaut.*, vol. 112, pp. 89–101, 2015. 28, 29
- [151] H. Alfvén, “Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves,” *Nature*, vol. 150, no. 3805, pp. 405–406, oct 1942. 29
- [152] T. G. Cowling and R. B. Lindsay, “Magnetohydrodynamics,” *Phys. Today*, vol. 10, no. 9, pp. 40–40, sep 1957. 29
- [153] J. W. Dungey, “Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 6, no. 2, pp. 47–48, jan 1961. 29
- [154] C. C. Mayigué, “Numerical investigation of MPD thrusters using a density-based method with semi-discrete central-upwind schemes for MHD equations,” PhD Thesis, Staats-und Universitätsbibliothek Bremen, 2018. 30, 45

- [155] K. Takahashi, “Helicon-type radiofrequency plasma thrusters and magnetic plasma nozzles,” *Rev. Mod. Plasma Phys.*, vol. 3, no. 1, p. 3, dec 2019. 30
- [156] R. Poonthamil, S. Prakash, and D. S. A. Kumar Varma, “Enhancement of Power Generation in Thermal Power Plant Using MHD System,” *IOSR J. Mech. Civ. Eng.*, vol. 13, no. 05, pp. 142–146, may 2016. 30
- [157] Digital Science, “SpaceProp - MHD Numerical Modelling in nozzles of MPD Thrusters for Space Propulsion.” [Online]. Available: <https://app.dimensions.ai/details/grant/grant.3533053> 29
- [158] C. M. C. Xisto, “Métodos Numéricos Para A Dinâmica De Gases E Escoamentos Magnetohidrodinâmicos A Números De Mach Arbitrários: Aplicações Em Tubei-ras Magnetoplasmadinâmicas.” Ph.D. dissertation, Universidade da Beira Interior, 2014. 29, 31, 45
- [159] C. Xisto, J. Páscoa, and P. Oliveira, “A pressure-based method with AUSM-type fluxes for MHD flows at arbitrary Mach numbers,” *Int. J. Numer. Methods Fluids*, vol. 72, no. 11, pp. 1165–1182, aug 2013. 29
- [160] C. M. Xisto, J. C. Páscoa, P. J. Oliveira, and D. A. Nicolini, “A hybrid pressure-density-based algorithm for the Euler equations at all Mach number regimes,” *Int. J. Numer. Methods Fluids*, vol. 70, no. 8, pp. 961–976, nov 2012. 29
- [161] C. M. Xisto, J. C. Páscoa, and P. J. Oliveira, “Numerical Modelling of Electrode Geometry Effects on a 2D Self-Field MPD Thruster,” in *Vol. 1 Adv. Aerodyn.* American Society of Mechanical Engineers, nov 2013. 29
- [162] —, “Modeling of hypersonic flow on a MPD thruster geometry using a PISO based method,” in *44th AIAA Plasmadynamics Lasers Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2013. 29
- [163] W. B. Bush, “Magnetohydrodynamic-Hypersonic Flow Past a Blunt Body,” *J. Aerosp. Sci.*, vol. 25, no. 11, pp. 685–690, nov 1958. 29, 47
- [164] T. Fujino, T. Yoshino, and M. Ishikawa, “Numerical Analysis of Reentry Trajectory Coupled with Magnetohydrodynamics Flow Control,” *J. Spacecr. Rockets*, vol. 45, no. 5, pp. 911–920, sep 2008. 30, 46, 49
- [165] K. Li, J. Liu, and W. Liu, “Numerical analysis of Hall effect on the performance of magnetohydrodynamic heat shield system based on nonequilibrium Hall parameter model,” *Acta Astronaut.*, vol. 130, pp. 15–23, jan 2017. 30
- [166] K. Wasai, H. Makino, Y. Nagata, K. Yamada, T. Abe, and K. Hiraoka, “Electrodynamic Control of Shock Interactions in a 25/55 Biconic Model in Hypersonic Flow,” in *48th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. New Horizons Forum Aerosp. Expo.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2010. 30

- [167] Y. Nagata, K. Yamada, and T. Abe, “Hypersonic Double-Cone Flow with Applied Magnetic Field,” *J. Spacecr. Rockets*, vol. 50, no. 5, pp. 981–991, sep 2013. 30
- [168] H. A. Muir and N. Nikiforakis, “Numerical modeling of imposed magnetohydrodynamic effects in hypersonic flows,” *Phys. Fluids*, vol. 34, no. 10, oct 2022. 30, 33
- [169] F. Dias, C. Xisto, and J. Páscoa, “Study on the Manipulation of Plasma Density around a Cubesat Using Magnetohydrodynamics,” *KnE Eng.*, jun 2020. 31
- [170] F. Dias, J. Páscoa, and C. Xisto, “Numerical Computations of MHD Flow on Hypersonic and Re-Entry Vehicles,” in *Vol. 1 Adv. Aerosp. Technol.* American Society of Mechanical Engineers, nov 2016. 31
- [171] J. W. Oswald, A. Behnke, G. Herdrich, S. I. Schlachter, M. Dalban-Canassy, and A. Lani, “Assessment of MHD-relevant parameters in high enthalpy air plasma for flow manipulation experiments,” *Vacuum*, vol. 217, p. 112504, nov 2023. 32
- [172] A. Lani, V. Sharma, V. F. Giangaspero, S. Poedts, A. Viladegut, O. Chazot, J. Giacomelli, J. Oswald, A. Behnke, A. S. Pagan, G. Herdrich, M. Kim, N. D. Sandham, N. L. Donaldson, J. Thoemel, J. C. Duncan, J. S. Laur, S. I. Schlachter, R. Gehring, M. Dalban-Canassy, J. Tanchon, V. Große, P. Leyland, A. Casagrande, M. La Rosa Betancourt, M. Collier-Wright, and E. Bögel, “A Magnetohydrodynamic enhanced entry system for space transportation: MEESSST,” *J. Sp. Saf. Eng.*, vol. 10, no. 1, pp. 27–34, mar 2023. 32, 33
- [173] O. Uyanna and H. Najafi, “Thermal protection systems for space vehicles: A review on technology development, current challenges and future prospects,” *Acta Astronaut.*, vol. 176, pp. 341–356, nov 2020. 32
- [174] D. R. Komar, J. Green, and B. Moses, “Impact of Magnetohydrodynamic (MHD) Induced Drag on High Ballistic Coefficient Aerocapture at Neptune,” in *2025 AAS/AIAA Sp. Flight Mech. Meet.*, Kaua’i, HI, 2025. 32
- [175] Z. Zhou, Z. Zhang, Z. Gao, K. Xu, and C.-H. Lee, “Numerical Investigation on Mechanisms of MHD Heat Flux Mitigation in Hypersonic Flows,” *Aerospace*, vol. 9, no. 10, p. 548, sep 2022. 32
- [176] D. Wang, J.-f. Wang, L.-f. Li, and T.-p. Yang, “Flow Control Mechanism Based on Magnetic Induced Vortex for Reentry Vehicles,” *J. Spacecr. Rockets*, vol. 58, no. 4, pp. 1120–1137, jul 2021. 32
- [177] Q. Zhao, B. Mao, X. Bai, Y. Yang, R. Zhu, and C. Chen, “Advances in fields of flow and heat transfer control with magnetic field regulated plasma technology,” in *2021 IEEE 4th Int. Electr. Energy Conf.* IEEE, may 2021, pp. 1–6. 32
- [178] A. Lefevre, D. E. Gildfind, R. J. Gollan, P. A. Jacobs, and C. M. James, “Magnetohydrodynamic Experiments of Total Heat Flux Mitigation for Superorbital Earth Reentry,” *AIAA J.*, vol. 60, no. 9, pp. 5046–5059, sep 2022. 32

- [179] L. Kai, L. Jun, and L. Weiqiang, “Thermal protection performance of magnetohydrodynamic heat shield system based on multipolar magnetic field,” *Acta Astronaut.*, vol. 136, pp. 248–258, jul 2017. 32
- [180] V. A. Bityurin and A. Bocharov, “Study of Catalytic Effects at Reentry Vehicle,” in *52nd Aerosp. Sci. Meet.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2014. 32
- [181] K. Li, J. Liu, and W. Liu, “Performance Analysis and Enhancement of Magnetohydrodynamic Heat Shield System For Hypersonic Vehicles,” in *21st AIAA Int. Sp. Planes Hypersonics Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, mar 2017. 32
- [182] D. E. Gildfind, D. Smith, A. Lefevre, P. A. Jacobs, and T. J. McIntyre, “Magnetohydrodynamic Aerobraking Shock Stand-Off Measurements with Flight Representative Electrodynamic Boundary Conditions,” *AIAA J.*, pp. 1–15, oct 2021. 33
- [183] G. S. Baruzzi, A. Karchani, and V. Casseau, “Advances in the Numerical Simulation of Hypersonic Flows,” *Int. J. Comput. Fluid Dyn.*, vol. 35, no. 5, pp. 305–305, may 2021. 33
- [184] J. J. Bertin and R. M. Cummings, “CRITICAL HYPERSONIC AEROTHERMODYNAMIC PHENOMENA,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 38, no. 1, pp. 129–157, jan 2006. 35
- [185] F. K. Lu, Ed., *Advanced hypersonic test facilities*, vol. 198 ed. AIAA, 2002. 35
- [186] C. Park, “Two-temperature interpretation of dissociation rate data for N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub>,” in *26th Aerosp. Sci. Meet.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 1988. 37
- [187] C. Kim, K. H. Kim, Y. Yang, and J. G. Kim, “Effect of multi-temperature models on heat transfer and electron behavior in hypersonic flows,” *Phys. Fluids*, vol. 36, no. 9, sep 2024. 37, 38
- [188] M. E. Tauber and K. Sutton, “Stagnation-point radiative heating relations for earth and Mars entries,” *J. Spacecr. Rockets*, vol. 28, no. 1, pp. 40–42, jan 1991. 38
- [189] M. Di Clemente and D. Ferrarella, “Convective and Radiative Heat Flux Estimation on a Reentry Capsule,” in *10th AIAA/ASME Jt. Thermophys. Heat Transf. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2010. 38
- [190] A. A. Shevyrin, T. Y. Shkredov, G. V. Shoev, and Y. A. Bondar, “Modeling of the plasma environment of re-entry space vehicles,” 2018, p. 030031. 38
- [191] V. Casseau, D. Espinoza, T. Scanlon, and R. Brown, “A Two-Temperature Open-Source CFD Model for Hypersonic Reacting Flows, Part Two: Multi-Dimensional Analysis,” *Aerospace*, vol. 3, no. 4, p. 45, dec 2016. 39, 69

- [192] F. Blottner, M. Johnson, and M. Ellis, "Chemically Reacting Viscous Flow Program for Multi-Component Gas Mixtures." Sandia National Laboratories (SNL), Albuquerque, NM, and Livermore, CA (United States), Tech. Rep., jan 1971. 40
- [193] W. G. Vincenti, J. Charles H. Kruger, and T. Teichmann, *Introduction to physical gas dynamics*. Krieger Publishing Company, 1966. 40
- [194] C. R. Wilke, "A Viscosity Equation for Gas Mixtures," *J. Chem. Phys.*, vol. 18, no. 4, pp. 517–519, apr 1950. 40
- [195] B. Armaly and K. Sutton, "Viscosity of multicomponent partially ionized gas mixtures," in *15th Thermophys. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jul 1980. 40
- [196] G. E. Palmer and M. J. Wright, "Comparison of Methods to Compute High-Temperature Gas Viscosity," *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 17, no. 2, pp. 232–239, apr 2003. 40
- [197] K. Sutton and P. Gnoffo, "Multi-component diffusion with application to computational aerothermodynamics," in *7th AIAA/ASME Jt. Thermophys. Heat Transf. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 1998. 41, 42
- [198] S. Chapman and T. G. Cowling, *The mathematical theory of non-uniform gases: an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases*. Cambridge University Press, 1970. 42, 47
- [199] R. N. Gupta, J. M. Yos, and R. A. Thompson, "A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for the 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K," NASA TM-101528, Tech. Rep., 1989. 42, 204
- [200] R. J. Kee, M. E. Coltrin, and P. Glarborg, *Chemically Reacting Flow: Theory and Practice*. John Wiley & Sons, Inc., feb 2003. 42
- [201] C. Park, "Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. I - Earth entries," *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 7, no. 3, pp. 385–398, jul 1993. 43, 149
- [202] R. N. Gupta, J. M. Yos, R. A. Thompson, and K.-P. Lee, "A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K," NASA-RP-1232, Tech. Rep., 1990. 43, 69, 79, 99
- [203] C. PARK, "On convergence of computation of chemically reacting flows," in *23rd Aerosp. Sci. Meet.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 1985. 43, 44, 69
- [204] L. C. Scalabrin, "Numerical simulation of weakly ionized hypersonic flow over re-entry capsules," Ph.D. dissertation, University of Michigan, 2007. 43, 44

- [205] C. Park, *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*. New York: Wiley International, 1990. 43, 49
- [206] J. H. Goedbloed and S. Poedts, *Principles of magnetohydrodynamics: with applications to laboratory and astrophysical plasmas*. Cambridge University Press, 2004. 45
- [207] E. H. Hall, “On a New Action of the Magnet on Electric Currents,” *Am. J. Math.*, vol. 2, no. 3, p. 287, sep 1879. 46
- [208] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Cham: Springer International Publishing, 2016. 46
- [209] B. P. Pandey and M. Wardle, “Hall magnetohydrodynamics of partially ionized plasmas,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 385, no. 4, pp. 2269–2278, apr 2008. 46
- [210] T. Fujino, Y. Matsumoto, J. Kasahara, and M. Ishikawa, “Numerical Studies of Magnetohydrodynamic Flow Control Considering Real Wall Electrical Conductivity,” *J. Spacecr. Rockets*, vol. 44, no. 3, pp. 625–632, may 2007. 46, 49
- [211] T. Fujino, I. Funaki, M. Mizuno, H. Sugita, and M. Ishikawa, “Numerical Studies of Influences of Hall Effect on MHD Flow Control Around Blunt Body OREX,” in *35th AIAA Plasmadynamics Lasers Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2004. 46
- [212] T. Fujino and M. Ishikawa, “Numerical Simulation of control of plasma flow with magnetic field for thermal protection in Earth reentry flight,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, no. 2, pp. 409–420, apr 2006. 46, 47
- [213] O. Khan, K. Hoffmann, and J.-F. Dietiker, “Validity of Low Magnetic Reynolds Number Formulation of Magnetofluidynamics,” in *38th Plasmadynamics Lasers Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2007. 47
- [214] S.-c. Luo, L.-y. Wu, Y. Chang, and X. Li, “Thermochemical non-equilibrium and electromagnetic effects of double-cone in hypervelocity flow,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 132, p. 108041, jan 2023. 47
- [215] P. A. Davidson, *An Introduction to Magneto hydrodynamics*. Cambridge University Press, 2001. 48
- [216] L. Landau and E. Teller, “On the Theory of Sound Dispersion,” *Phys. Zeitschrift der Sowjetunion*, vol. 10, no. 34, pp. 147–153, 1936. 49, 89, 119
- [217] R. C. Millikan and D. R. White, “Systematics of Vibrational Relaxation,” *J. Chem. Phys.*, vol. 39, no. 12, pp. 3209–3213, dec 1963. 49, 86, 89, 119

- [218] P. V. Marrone and C. E. Treanor, “Chemical Relaxation with Preferential Dissociation from Excited Vibrational Levels,” *Phys. Fluids*, vol. 6, no. 9, p. 1215, 1963. 49
- [219] F. Moukalled, L. Mangani, and M. Darwish, *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics*, ser. Fluid Mechanics and Its Applications. Cham: Springer International Publishing, 2016, vol. 113. 50, 54
- [220] C. Greenshields and H. Weller, “Notes on Computational Fluid Dynamics: General Principles,” 2022. [Online]. Available: <https://doc.cfd.direct/notes/cfd-general-principles/axisymmetric-wedge-condition> 51, 66
- [221] H. K. Versteeg and W. Malalasekera, *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*, 2nd ed. Harlow, England: Pearson Education, 2007. 50, 63
- [222] A. Harten, “High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws,” *J. Comput. Phys.*, vol. 135, no. 2, pp. 260–278, aug 1997. 59
- [223] P. K. Sweby, “High Resolution Schemes Using Flux Limiters for Hyperbolic Conservation Laws,” *SIAM J. Numer. Anal.*, vol. 21, no. 5, pp. 995–1011, oct 1984. 60
- [224] C. Hirsch, *Numerical Computation of Internal and External Flows: The fundamentals of computational fluid dynamics*, 2nd ed., Butterworth-Heinemann, Ed. Elsevier, 2007. 60
- [225] C. J. Greenshields, H. G. Weller, L. Gasparini, and J. M. Reese, “Implementation of semi-discrete, non-staggered central schemes in a colocated, polyhedral, finite volume framework, for high-speed viscous flows,” *Int. J. Numer. Methods Fluids*, vol. 63, no. 1, pp. 1–21, 2010. 61, 62, 69, 71
- [226] A. Kurganov, S. Noelle, and G. Petrova, “Semidiscrete Central-Upwind Schemes for Hyperbolic Conservation Laws and Hamilton–Jacobi Equations,” *SIAM J. Sci. Comput.*, vol. 23, no. 3, pp. 707–740, jan 2001. 61, 62
- [227] A. Kurganov and G. Petrova, “Central-upwind schemes on triangular grids for hyperbolic systems of conservation laws,” *Numer. Methods Partial Differ. Equ.*, vol. 21, no. 3, pp. 536–552, may 2005. 61
- [228] M.-S. Liou, “A sequel to AUSM, Part II: AUSM+-up for all speeds,” *J. Comput. Phys.*, vol. 214, no. 1, pp. 137–170, may 2006. 62
- [229] Y. Wada and M.-S. Liou, “An Accurate and Robust Flux Splitting Scheme for Shock and Contact Discontinuities,” *SIAM J. Sci. Comput.*, vol. 18, no. 3, pp. 633–657, may 1997. 62
- [230] E. F. Toro, M. Spruce, and W. Speares, “Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver,” *Shock Waves*, vol. 4, no. 1, pp. 25–34, jul 1994. 62

- [231] J. H. Ferziger, M. Perić, and R. L. Street, *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Cham: Springer International Publishing, 2020. 63
- [232] J. C. Maxwell, “VII. On stresses in rarified gases arising from inequalities of temperature,” *Philos. Trans. R. Soc. London*, vol. 170, pp. 231–256, dec 1879. 65
- [233] C. J. Greenshields and J. M. Reese, “Rarefied hypersonic flow simulations using the Navier–Stokes equations with non-equilibrium boundary conditions,” *Prog. Aerosp. Sci.*, vol. 52, pp. 80–87, jul 2012. 65
- [234] M. von Smoluchowski, “Ueber wärmeleitung in verdünnten Gasen,” *Ann. der Phys. und Chemie*, vol. 64, pp. 101–130, 1898. 66
- [235] O. Rodrigues, *De l’attraction des sphéroïdes*. Correspondence Sur l’École Impériale Polytechnique, 1816. 66
- [236] V. Casseau, R. Palharini, T. Scanlon, and R. Brown, “A Two-Temperature Open-Source CFD Model for Hypersonic Reacting Flows, Part One: Zero-Dimensional Analysis,” *Aerospace*, vol. 3, no. 4, p. 34, oct 2016. 69
- [237] A. Lundström, “Simple gas phase reaction,” in *Proc. CFD with OpenSource Softw.*, H. Nilsson, Ed., 2008. 69
- [238] M. G. Dunn and S. Kang, “Theoretical and experimental studies of reentry plasmas (No NASA-CR-2232),” NASA, Tech. Rep., 1973. 69
- [239] A. Cristofolini, C. Borghi, A. Schettino, and F. Battista, “Numerical Rebuilding of MHD Tests In An Unseeded Mach 10 Air Flow around a Blunt Body,” in *43rd AIAA Plasmadynamics Lasers Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2012. 69, 91, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 103
- [240] M.-C. Druguet, G. V. Candler, and I. Nompelis, “Effects of Numerics on Navier-Stokes Computations of Hypersonic Double-Cone Flows,” *AIAA J.*, vol. 43, no. 3, pp. 616–623, mar 2005. 73
- [241] M. S. Holden, T. P. Wadhams, M. G. MacLean, and A. T. Dufrene, “Measurements of Real Gas Effects on Regions of Laminar Shock Wave/Boundary Layer Interaction in Hypervelocity Flows for ‘Blind’ Code Validation Studies,” *21st AIAA Comput. Fluid Dyn. Conf.*, pp. 1–13, 2013. 74
- [242] J. Martinez Schramm, K. Hannemann, W. Beck, and S. Karl, “Cylinder Shock Layer Density Profiles Measured in High Enthalpy Flows in HEG,” in *22nd AIAA Aerodyn. Meas. Technol. Gr. Test. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2002. 79
- [243] W. Gillespie, D. Bershader, S. Sharma, and S. Ruffin, “Raman scattering measurements of vibrational and rotational distributions in expanding nitrogen,” in *31st Aerosp. Sci. Meet.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 1993. 82, 85, 86, 109

- [244] H. Nagamatsu and R. Sheer, "Vibrational relaxation and recombination of nitrogen and air in hypersonic nozzle flows," *AIAA J.*, vol. 3, no. 8, pp. 1386–1391, aug 1965. 82, 88, 109
- [245] H. Nagamatsu, R. Geiger, and R. Sheer, "Hypersonic Shock Tunnel," *ARS J.*, vol. 29, no. 5, pp. 332–340, may 1959. 82
- [246] K. Hannemann, "High Enthalpy Flows in the HEG Shock Tunnel: Experiment and Numerical Rebuilding (Invited)," in *41st Aerosp. Sci. Meet. Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2003. 82
- [247] E. Josyula, R. Arslanbekov, V. Kolobov, and S. Gimelshein, "Evaluation of Kinetic/Continuum Solver for Hypersonic Nozzle-Plume Flow," *J. Spacecr. Rockets*, vol. 45, no. 4, pp. 665–676, jul 2008. 86
- [248] S. P. Sharma, S. M. Ruffin, W. D. Gillespie, and S. A. Meyer, "Vibrational relaxation measurements in an expanding flow using spontaneous Raman scattering," *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 7, no. 4, pp. 697–703, oct 1993. 86
- [249] M. Tuttafesta, G. Pascazio, and G. Colonna, "Multi-GPU unsteady 2D flow simulation coupled with a state-to-state chemical kinetics," *Comput. Phys. Commun.*, vol. 207, pp. 243–257, oct 2016. 86
- [250] M. Holden, T. Wadhams, and G. Candler, "Real Gas Effects on Viscous Inviscid Interaction Phenomena in Hypervelocity Flows," in *12th AIAA Int. Sp. Planes Hypersonic Syst. Technol.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, dec 2003. 88
- [251] A. Cristofolini, C. Borghi, G. Neretti, F. De Filippis, C. Purpura, and G. Colonna, "Non-Intrusive Characterization and Numerical Investigation on a Mach 10 Ionized Air Flow," in *43rd AIAA Plasmadynamics Lasers Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 2012. 91, 95, 96, 97, 98, 99, 100
- [252] A. Cristofolini, C. A. Borghi, G. Neretti, A. Schettino, E. Trifoni, F. Battista, A. Passaro, and D. Baccarella, "Experimental investigations on the magneto-hydro-dynamic interaction around a blunt body in a hypersonic unseeded air flow," *J. Appl. Phys.*, vol. 112, no. 9, nov 2012. 91
- [253] G. Pezzella and E. Bucchignani, "Numerical assessment of the flowfield features at the exit of Scirocco plasma wind tunnel nozzle," *Math. Comput. Simul.*, vol. 82, no. 1, pp. 118–131, sep 2011. 91
- [254] L. F. Richardson and J. A. Gaunt, "VIII. The deferred approach to the limit," *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A, Contain. Pap. a Math. or Phys. Character*, vol. 226, no. 636-646, pp. 299–361, jan 1927. 93

- [255] P. J. Roache, *Verification and validation in computational science and engineering*. Albuquerque (N.M.) : Hermosa, 1998. 93
- [256] C. Park, "A review of reaction rates in high temperature air," in *24th Thermophys. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jun 1989. 99
- [257] S.-H. Park, D. Neeb, G. Plyushchev, P. Leyland, and A. Gülhan, "A study on heat flux predictions for re-entry flight analysis," *Acta Astronaut.*, vol. 187, pp. 271–280, oct 2021. 118
- [258] K. Zhou, X. Zhu, D. Ou, Z. Hu, Z. Jiang, and Q. Mou, "Wall catalytic effects on aerodynamic heat of hypersonic flow," *Acta Aerodyn. Sin.*, vol. 38, no. 4, pp. 660–667, 2020. 118
- [259] M. Rhode and R. DeLoach, "Hypersonic Wind Tunnel Calibration Using the Modern Design of Experiments," in *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. & Exhib.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jul 2005. 124
- [260] W. F. Louisos and D. L. Hitt, "Numerical Studies of Supersonic Flow in Bell-Shaped Micronozzles," *J. Spacecr. Rockets*, vol. 51, no. 2, pp. 491–500, mar 2014. 126
- [261] G. V. R. Rao, "Exhaust Nozzle Contour for Optimum Thrust," *J. Jet Propuls.*, vol. 28, no. 6, pp. 377–382, jun 1958. 126
- [262] K. R. Sreenath and A. K. Mubarak, "Design and analysis of contour bell nozzle and comparison with dual bell nozzle," *Int. J. Res. Eng.*, vol. 3, no. 6, pp. 52–56, 2016. 126, 127
- [263] D. Prabhu and D. Saunders, "On Heatshield Shapes for Mars Entry Capsules," in *50th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. New Horizons Forum Aerosp. Expo.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan 2012, p. 399. 148
- [264] I. D. Boyd, "Modeling of associative ionization reactions in hypersonic rarefied flows," *Phys. Fluids*, vol. 19, no. 9, sep 2007. 159

# Apêndice A

## Publicações Resultantes do Trabalho da Tese

### A.1 Artigos em revistas internacionais com arbitragem científica

1. **O. Teixeira** and J. Páscoa, “Sensitivity of hypersonic MHD flow control to the surface catalytic properties of a re-entry body”, *Journal of Aerospace Engineering*, 39.1 (2026): 04025108, <https://doi.org/10.1061/JAEEZ.ASENG-6229>.
2. **O. Teixeira**, J. Páscoa, and C. Purpura, “Numerical model validation and aerodynamic MHD performance assessment with novel designs of contoured nozzles for hypersonic plasma wind tunnel testing”, *Aerospace Science and Technology*, vol. 164, no. 110439, sep 2025, <https://doi.org/10.1016/j.ast.2025.110439>.
3. **O. Teixeira** and J. Páscoa, “Numerical Analysis of a Hypersonic Body Under Thermochemical Non-Equilibrium and Different Catalytic Surface Conditions”, *Actuators*, 2025, 14(2):102, <https://doi.org/10.3390/act14020102>
4. **O. Teixeira** and J. Páscoa, “Catalytic wall effects for hypersonic nozzle flow in thermochemical non-equilibrium”, *Acta Astronautica*, vol. 203, pp. 48–59, feb 2023, <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.11.031>.
5. **O. Teixeira** and J. Páscoa, “Hypersonic Flow Simulation towards Space Propulsion Geometries”, *SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mobility* 2(2):803-810, 2020, <https://doi.org/10.4271/2019-01-1873>.

### A.2 Artigos em conferências internacionais com arbitragem científica

1. **O. Teixeira** and J. Pascoa, “Computational Study of Vibrational Non-equilibrium Effects on Surface Properties Of a Hypersonic Body”, in *International Congress on Engineering (ICEUBI2024)*, Univerisity of Beira Interior, Covilhã, Portugal, 2024.
2. **O. Teixeira** and J. Páscoa, “The Impact of the Incoming Non-Equilibrium Flow on the Hypersonic Wind Tunnel Heat Flux Prediction of A Re-Entry Body”, in *Proceedings of the 11th International Conference of Fluid Flow, Heat and Mass Transfer (FFHMT 2024)*, Chestnut Conference Centre—University of Toronto, ON, Canada, 2024.

3. **O. Teixeira** and J. Páscoa, “Numerical Study of Magnetohydrodynamic Hypersonic Flow Around a Blunt Body Using OpenFOAM”, in 9th Eur. Congr. Comput. Methods Appl. Sci. Eng. Lisbon, Portugal, ECCOMAS 2024.
4. **O. Teixeira** and J. Pascoa, “Computational Modelling of Hypersonic Nozzles: The Influence of Enthalpy on the Flow Thermochemistry”, SAE Technical Paper No. 2024-01-1935, in AeroTech Conference & Exhibition, Charlotte, NC, 2024.
5. **O. Teixeira** and J. Pascoa, “Numerical Simulation of Hypersonic Nozzle Flows in Vibrational Non-equilibrium”, in International Congress on Engineering (ICEUBI2022), Univerisity of Beira Interior, Covilhã, Portugal, 2022.
6. **O. Teixeira** and J. Pascoa, “Hypersonic Flow Simulation towards Space Propulsion Geometries”, SAE Technical Paper No. 2019-01-1873, in SAE AeroTech Europe, Parc des Expositions – Bordeaux Exhibition Centre, Bordeaux, France, 2019.
7. J. C. Pascoa, **O. Teixeira**, and G. Filipe, “A Review of Propulsion Systems for CubeSats”, in Proc. ASME 2018 Int. Mech. Eng. Congr. Expo. Vol. 1 Adv. Aerosp. Technol. Pittsburgh, Pennsylvania, USA: ASME, 2018.

## Apêndice B

### Propriedades Termoquímicas das Espécies

Na Tabela B.1 encontram-se listadas a entalpia específica de formação a 298 K ( $h_s^\circ$ ) e a temperatura vibracional característica ( $\theta_{vb,s}$ ) das espécies químicas.

Tabela B.1: Entalpia específica de formação e temperatura vibracional característica das espécies [118].

Espécie $s$	$h_s^\circ$ (J kg <sup>-1</sup> )	$\theta_{vb,s}$ (K)
N <sub>2</sub>	0	3371
O <sub>2</sub>	0	2256
NO	$3,04 \times 10^6$	2719
N	$3,37 \times 10^7$	—
O	$1,56 \times 10^7$	—
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	$5,43 \times 10^7$	3371
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	$3,66 \times 10^7$	2256
NO <sup>+</sup>	$3,28 \times 10^7$	2719
N <sup>+</sup>	$1,34 \times 10^8$	—
O <sup>+</sup>	$9,77 \times 10^7$	—
e <sup>-</sup>	—	—

A Tabela B.2 mostra os três coeficientes  $A_{B,s}$ ,  $B_{B,s}$  e  $C_{B,s}$  utilizados para calcular a viscosidade de acordo com a fórmula de Blottner dada na Equação 3.16.

Tabela B.2: Coeficientes da equação de Blottner para a viscosidade [118].

Espécie $s$	$A_{B,s}$	$B_{B,s}$	$C_{B,s}$
N <sub>2</sub>	0,0268	0,318	-11,3
O <sub>2</sub>	0,0449	-0,0826	-9,2
NO	0,0436	-0,0336	-9,58
N	0,0116	0,603	-12,4
O	0,0203	0,429	-11,6
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0,0268	0,318	-11,3
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0,0449	-0,0826	-9,2
NO <sup>+</sup>	0,302	-3,504	-3,74
N <sup>+</sup>	0,0116	0,603	-12,4
O <sup>+</sup>	0,0203	0,429	-11,6
e <sup>-</sup>	0	0	-12,0

A Tabela B.3 apresenta as constantes utilizadas no cálculo do coeficiente de difusão binário,  $\bar{D}_{s,r}$ , representado na Equação 3.30, para cada par de espécies ( $s, r$ ).

Tabela B.3: Constantes do coeficiente de difusão das espécies [199].

Par de interação	$A_D$	$B_D$	$C_D$	$D_D$
(N <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> )	0	0,0112	1,6182	-11,3091
(N <sub>2</sub> , O <sub>2</sub> )	0	0,0465	0,9271	-8,1137
(O <sub>2</sub> , O <sub>2</sub> )	0	0,0410	1,0023	-8,3597
(N, N <sub>2</sub> )	0	0,0195	1,4880	-10,3654
(N, O <sub>2</sub> )	0	0,0179	1,4848	-10,2810
(N, N)	0	0,0033	1,5572	-11,1616
(O, N <sub>2</sub> )	0	0,0140	1,5824	-10,8819
(O, O <sub>2</sub> )	0	0,0226	1,3700	-9,6631
(O, N)	0	-0,0048	1,9195	-11,9261
(O, O)	0	0,0034	1,5572	-11,1729
(NO, N <sub>2</sub> )	0	0,0291	1,2676	-9,6878
(NO, O <sub>2</sub> )	0	0,0438	0,9647	-8,2380
(NO, N)	0	0,0185	1,4882	-10,3301
(NO, O)	0	0,0179	1,4848	-10,3155
(NO, NO)	0	0,0364	1,1176	-8,9695
(NO <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,3343
(NO <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> )	0	0	1,9001	-13,3677
(NO <sup>+</sup> , N)	0	0	1,8999	-13,1254
(NO <sup>+</sup> , O)	0	0	1,9	-13,1701
(NO <sup>+</sup> , NO)	0	0,0047	1,5552	-11,3713
(NO <sup>+</sup> , NO <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5135	-29,7280	74,1550
(e <sup>-</sup> , N <sub>2</sub> )	-0,1147	2,8945	-23,0085	65,9815
(e <sup>-</sup> , O <sub>2</sub> )	-0,0241	0,3464	0,1136	-1,3848
(e <sup>-</sup> , N)	0	0	1,5	-2,9987
(e <sup>-</sup> , O)	0,0581	-1,5975	15,4508	-40,7370
(e <sup>-</sup> , NO)	0,2202	-5,2261	42,0630	-106,0937
(e <sup>-</sup> , NO <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7272	79,2610
(e <sup>-</sup> , e <sup>-</sup> )	-0,1251	3,5136	-29,7290	79,6126
(N <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,1144
(N <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,1357
(N <sup>+</sup> , N)	0	0,0033	1,5572	-11,1616
(N <sup>+</sup> , O)	0	0	1,9	-13,0028
(N <sup>+</sup> , NO)	0	0	1,8999	-13,1254
(N <sup>+</sup> , NO <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5135	-29,7285	74,3825
(N <sup>+</sup> , e <sup>-</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7272	79,2611
(N <sup>+</sup> , N <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7274	74,5342
(O <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,1578
(O <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,1810
(O <sup>+</sup> , N)	0	0	1,9	-13,0028
(O <sup>+</sup> , O)	0	0,0034	1,5572	-11,1729

(O <sup>+</sup> , NO)	0	0	1,9	-13,1701
(O <sup>+</sup> , NO <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5133	-29,7268	74,3330
(O <sup>+</sup> , e <sup>-</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7274	79,2616
(O <sup>+</sup> , N <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7275	74,5023
(O <sup>+</sup> , O <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7277	74,4687
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,3173
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,3495
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N)	0	0	1,9	-13,1144
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O)	0	0	1,9	-13,1578
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , NO)	0	0	1,9	-13,3343
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , NO <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7279	74,1721
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , e <sup>-</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7273	79,2613
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5135	-29,7288	74,3947
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5133	-29,7269	74,3453
(N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5135	-29,7282	74,1899
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,3173
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> )	0	0	1,9	-13,3495
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N)	0	0	1,9	-13,1144
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O)	0	0	1,9	-13,1578
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , NO)	0	0	1,9	-13,3343
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , NO <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7279	74,1721
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , e <sup>-</sup> )	-0,1251	3,5134	-29,7273	79,2613
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5135	-29,7288	74,3947
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5133	-29,7269	74,3453
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5135	-29,7282	74,1899
(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> <sup>+</sup> )	-0,1251	3,5135	-29,7282	74,1899

---



# Apêndice C

## Dados Eletrônicos das Espécies

A Tabela C.1 fornece informações sobre o número de níveis eletrônicos a considerar para as espécies que fazem parte mistura. Cada nível  $i$  está associado ao seu respectivo grau de degenerescência ( $g_i$ ) e à temperatura característica ( $\theta_{el,i,s}$ ).

Tabela C.1: Dados eletrônicos das espécies [118].

Nível $i$	$g_i$	$\theta_{el,i}$
N <sub>2</sub>		
Fundamental	1	0
1	3	$7,223157 \times 10^4$
2	6	$8,577863 \times 10^4$
3	6	$8,605027 \times 10^4$
4	3	$9,535119 \times 10^4$
5	1	$9,805636 \times 10^4$
6	2	$9,968268 \times 10^4$
7	2	$1,048976 \times 10^5$
8	5	$1,116490 \times 10^5$
9	1	$1,225836 \times 10^5$
10	6	$1,248857 \times 10^5$
11	6	$1,282476 \times 10^5$
12	10	$1,338061 \times 10^5$
13	6	$1,404296 \times 10^5$
14	6	$1,504959 \times 10^5$
O <sub>2</sub>		
Fundamental	3	0
1	2	$1,139156 \times 10^4$
2	1	$1,898474 \times 10^4$
3	1	$4,755974 \times 10^4$
4	6	$4,991242 \times 10^4$
5	3	$5,092269 \times 10^4$
6	3	$7,189863 \times 10^4$
NO		
Fundamental	4	0
1	8	$5,467346 \times 10^4$
2	2	$6,317140 \times 10^4$
3	4	$6,599450 \times 10^4$
4	4	$6,906121 \times 10^4$

5	4	$7,049998 \times 10^4$
6	4	$7,491055 \times 10^4$
7	2	$7,628875 \times 10^4$
8	4	$8,676189 \times 10^4$
9	2	$8,714431 \times 10^4$
10	4	$8,886077 \times 10^4$
11	4	$8,981756 \times 10^4$
12	2	$8,988446 \times 10^4$
13	2	$9,042702 \times 10^4$
14	2	$9,064284 \times 10^4$
15	4	$9,111763 \times 10^4$
N		
Fundamental	4	0
1	10	$2,766470 \times 10^4$
2	6	$4,149309 \times 10^4$
O		
Fundamental	9	0
1	5	$2,283029 \times 10^4$
2	1	$4,861993 \times 10^4$
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>		
Fundamental	2	0
1	4	$1,318997 \times 10^4$
2	2	$3,663323 \times 10^4$
3	4	$3,668876 \times 10^4$
4	8	$5,985305 \times 10^4$
5	6	$5,985305 \times 10^4$
6	4	$7,598992 \times 10^4$
7	4	$7,625509 \times 10^4$
8	4	$8,201019 \times 10^4$
9	4	$8,416835 \times 10^4$
10	8	$8,632651 \times 10^4$
11	8	$8,920406 \times 10^4$
12	4	$9,208161 \times 10^4$
13	4	$9,222549 \times 10^4$
14	2	$9,293768 \times 10^4$
15	2	$9,639794 \times 10^4$
16	4	$1,035918 \times 10^5$
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>		
Fundamental	4	0
1	8	$4,735441 \times 10^4$
2	4	$5,837399 \times 10^4$
3	6	$5,841427 \times 10^4$

4	4	$6,229897 \times 10^4$
5	2	$6,733468 \times 10^4$
6	4	$7,121937 \times 10^4$
7	4	$7,654284 \times 10^4$
8	4	$8,819692 \times 10^4$
9	4	$8,891631 \times 10^4$
10	8	$9,423978 \times 10^4$
11	4	$9,495916 \times 10^4$
12	2	$9,592027 \times 10^4$
13	2	$9,985100 \times 10^4$
14	4	$1,035918 \times 10^5$
NO <sup>+</sup>		
Fundamental	1	0
1	3	$7,508968 \times 10^4$
2	6	$8,525462 \times 10^4$
3	6	$8,903576 \times 10^4$
4	3	$9,746983 \times 10^4$
5	1	$1,000553 \times 10^5$
6	2	$1,028034 \times 10^5$
7	2	$1,057139 \times 10^5$
N <sup>+</sup>		
Fundamental	1	0
1	3	$7,006835 \times 10^1$
2	5	$1,881918 \times 10^2$
3	5	$2,203657 \times 10^4$
4	1	$4,703183 \times 10^4$
5	5	$6,731252 \times 10^4$
6	15	$1,327191 \times 10^5$
O <sup>+</sup>		
Fundamental	4	0
1	10	$3,858335 \times 10^4$
2	6	$5,822349 \times 10^4$

