



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15766-TDI/1509

ANÁLISE DE ESCOAMENTO HIPERSÔNICO EM TUBEIRAS DO TIPO CONVERGENTE-DIVERGENTE EM NÃO-EQUILÍBRIO QUÍMICO

Débora de Oliveira Silva

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia
Espaciais/Combustão e Propulsão, orientada pelo Dr. Marco Antônio Sala
Minucci, aprovada em 31 de março de 2009.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2009/03.18.03.2>>

INPE
São José dos Campos
2009

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO:**Presidente:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Membros:

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Simone A. Del-Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Viveca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15766-TDI/1509

ANÁLISE DE ESCOAMENTO HIPERSÔNICO EM TUBEIRAS DO TIPO CONVERGENTE-DIVERGENTE EM NÃO-EQUILÍBRIO QUÍMICO

Débora de Oliveira Silva

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia
Espaciais/Combustão e Propulsão, orientada pelo Dr. Marco Antônio Sala
Minucci, aprovada em 31 de março de 2009.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2009/03.18.03.2>>

INPE
São José dos Campos
2009

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

S38a Silva, Débora de Oliveira.
Análise de escoamento hipersônico em tubeiras do tipo convergente-divergente em não-equilíbrio químico / Débora de Oliveira Silva. – São José dos Campos : INPE, 2009.
104p. ; (INPE-15766-TDI/1509)

Dissertação (Mestrado em Combustão e Propulsão) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009.
Orientador : Dr. Marco Antônio Sala Minucci.

1. Escoamento hipersônico. 2. Dinâmica dos Fluidos computacional. 3. Escoamento com reações químicas. 4. Tubeira convergente-divergente. 5. Alta temperatura I.Título.

CDU 629.7.016.55

Copyright © 2009 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita da Editora, com exceção de qualquer material fornecido especificamente no propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2009 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming or otherwise, without written permission from the Publisher, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

**Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Mestre em**

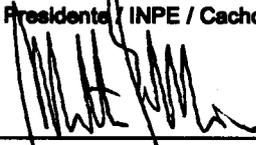
**Engenharia e Tecnologia
Espaciais/Combustão e Propulsão**

Dr. Demétrio Bastos Netto



Presidente / INPE / Cachoeira Paulista - SP

Dr. Marco Antônio Sala Minucci



Orientador(a) / EAV/CTA / SJCampos - SP

Dr. Homero Santiago Maciel



Convidado(a) / PTA / São José dos Campos - SP

Aluno (a): Débora de Oliveira Silva

São José dos Campos, 31 de março de 2009

“Os anos de busca na escuridão por uma verdade que se sente, mas não se pode exprimir, o intenso desejo e as alternâncias de confiança e desânimo até atingirmos a clareza e a compreensão só são conhecidos de quem as experimentou.”

Albert Einstein

A meus pais, Célia e Nelson e minha amada filha Isabela.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus.

A meus pais Célia e Nelson por sempre estarem ao meu lado me apoiando em minhas decisões.

A minha Filha Isabela.

Aos amigos que nos momentos difíceis, sempre me deram força, em especial aos amigos Paulo Henrique Mineiro Leite, Roberta Lee Maciviero Alcaide e Luciana Souza.

Aos professores da pós-graduação do INPE, em especial ao Dr. Osny de Toledo, pelo todo conhecimento transmitido.

Ao professor e amigo Wolodymir Boruszewski pelo incentivo e enorme ajuda.

Ao Instituto de Estudos Avançados – IEAv/CTA pela oportunidade em especial ao meu orientador Dr. Marco Antonio Sala Minucci.

Agradeço também ao Dr. Paulo Gilberto de Paula Toro que foi o responsável pela proposta deste trabalho.

À CAPES pelo apoio financeiro.

A todos aqueles que, de alguma forma, contribuíram para a realização deste trabalho.

RESUMO

A análise de escoamentos hipersônicos em condição de não-equilíbrio é de fundamental importância para a análise de resultados experimentais de ensaios realizados em túneis de vento de alta entalpia. O presente trabalho realiza um estudo numérico da expansão do ar atmosférico em uma tubeira convergente-divergente, de grande interesse para o Laboratório de Aerodinâmica e Hipersônica Prof Henry T Nagamatsu do Instituto de Estudos Avançados/CTA. Esse tipo de escoamento possui uma importante função em aplicações aeroespaciais. As estimativas teóricas são provenientes de um código para computador desenvolvido na NASA Ames Research Center pelo Dr. Chul Park que utiliza o modelo de 3 temperaturas (translacional-rotacional, vibracional e eletrônica), 7 espécies químicas (N, O, N₂, O₂, NO, NO⁺, E⁻) e 21 reações químicas consideradas por Park para o modelamento do fenômeno termo-químico, e conveniente adaptado pela autora. Para a validação do código são apresentadas comparações entre resultados experimentais para a expansão em uma tubeira cônica entre a condição de equilíbrio e não-equilíbrio para escoamento hipersônico encontrados em outras literaturas e resultados computacionais.

ANALYSIS OF HYPERSONIC FLOW IN NOZZLES OF TYPE CONVERGENT-DIVERGENT IN NONEQUILIBRIUM CHEMICAL

ABSTRACT

The analysis of hypersonic flow in nonequilibrium condition is of great importance to the utilization of ground test facilities to simulate the hypersonic flight regime. The present work conducts a numerical study of the expansion of air in a convergent-divergent nozzle, which is fundamental to the work been carried out the Laboratory of Aerothermodynamics and Hypersonics Prof Henry T Nagamatsu from the Institute for Advanced Studies. This type of flow has an important role in aerospace applications. Theoretical estimates are derived from a computer code developed at NASA Ames Research Center by Dr. Chul Park using the model of 3 temperatures (translational, rotational, vibrational and electronic), 7 chemical species (N, O, N₂, O₂, NO, NO⁺, E⁻) and 21 chemical reactions considered by Park for the modeling of thermo-chemical phenomenon, and adapted by the present author. Comparisons between experimental results for the expansion in a conical nozzle for the condition of equilibrium and nonequilibrium flow found in other literature and computational results were used for the code validation and presented.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	
LISTA DE TABELAS	
LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS	
1 INTRODUÇÃO	27
1.1 A Era Espacial	27
1.2 Microgravidade	30
1.3 Reentrada	31
1.4 Motivações, Objetivos e Conteúdo do Texto	32
2 F ORMULAÇÃO TEÓRICA	35
2.1 Introdução	35
2.2 Conceitos Básicos	35
2.2.1 Conceito de fluido	35
2.2.2 Gás térmica e caloricamente perfeito	36
2.2.3 Compressibilidade	39
2.2.4 Velocidade do som	40
2.2.5 Número de Mach	41
2.2.6 escoamento permanente e escoamento uniforme	41
2.2.7 escoamento contínuo e escoamento molecular-livre	42
2.2.8 escoamento viscoso e não-viscoso	43
2.2.9 escoamento incompressível e compressível	43
2.2.10 Regimes de escoamentos compressíveis.....	44
2.2.11 Considerações e operação de escoamento em tubeiras	45
3 ESCOAMENTO HIPERSÔNICO	47
3.1 Efeitos de Alta Temperatura	47
3.2 Descrição Microscópica dos Gases	52
3.3 Equilíbrio e Não-equilíbrio Químicos.	54
3.4 Dinâmica de Fluidos Computacional em Escoamentos Hipersônicos.	56
4 MODELAGEM MATEMÁTICA	61
4.1 Hipóteses Básicas	61
4.2 Modelagem da Cinética Química.....	61
4.3 Modelagem do Escoamento Unidimensional.....	65
4.3.1 Equações Descritivas	65
4.4 Quantidade de espécies químicas.....	69
5 O CÓDIGO COMPUTACIONAL	73
5.1 Introdução.....	73
5.2 Utilização do código.....	74
5.3 Acoplamento Entre o Movimento e Química do Escoamento.....	77
5.4 Geometria da Tubeira.....	78
6 VALIDAÇÃO DO CÓDIGO COMPUTACIONAL	83
6.1 Introdução.....	83
6.2 Comparação entre os resultados Computacionais e Experimentais.....	84
7 Resultados e Análises	91

7.1 Resultados.....	91
7.2 Conclusões.....	100
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	101

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1- (a) Réplica do Sputnik I, o primeiro satélite artificial e (b) veículo lançador R-7.	27
1.2 - Réplica do Sputnik II	28
1.3 - Réplica do Vostok I	29
2.1 - Representação de uma tubeira convergente-divergente.....	46
3.1 - Temperatura atrás de uma onda de choque com função da velocidade da corrente livre na altitude de 52 km	48
3.2 - Faixas de temperatura para excitação vibracional, dissociação e ionização do ar a 1 atmosfera.	51
3.3 - Modos de energia molecular.	53
3.4 - Escoamento supersônico sobre um corpo rombudo	58
4.1 Modelo para o escoamento unidimensional de uma mistura de gases perfeitos em não-equilíbrio químico.	66
5.1 – Desenho esquemático do túnel de choque supersônico.	75
5.2 – Laboratório de Aerotermodinâmica e Supersônica Prof. Henry T. Nagamatsu. Tubo T1 (próximo à parede direita), Túnel T2 (visível à esquerda do túnel T3).	76
5.1 – Distribuição dos pontos ao longo da tubeira.....	79
5.2 - Perfil da tubeira do código original.	81
5.3 - Perfil da tubeira RPI.	82
6.1 – Razão de pressão estática em função da razão de área para Nitrogênio.	84
6.2 – Razão de pressão estática em função da razão de área para o Nitrogênio.	85
6.3 – Resultados computacionais para a temperatura translacional-rotacional, vibracional e eletrônica.....	86
6.4 – Razão de pressão estática e temperatura de reservatório para a tubeira cônica RPI, $A/A^*=56.2$	87
6.5 – Razão de pressão estática e temperatura de reservatório para a tubeira cônica RPI, $A/A^*=56.2$	87
6.6 – Razão de pressão estática e temperatura de reservatório para a tubeira RPI e AMES, $A/A^*=144$	88
6.7 – Razão de pressão estática e temperatura de reservatório para a tubeira cônica RPI, $A/A^*=144$	89
7.1 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil de contorno AMES.	92
7.2 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil cônico RPI.	92
7.3 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil de contorno AMES.	93
7.4 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil cônico RPI.	93

7.5 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil de contorno AMES.	94
7.6 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil cônico RPI.	94
7.7 – Densidade em relação ao comprimento da tubeira para o perfil de contorno AMES.	95
7.8 – Densidade em relação ao comprimento da tubeira para o perfil cônico RPI.	95
7.9 – Pressão em relação ao comprimento da tubeira para o perfil de contorno AMES.	96
7.10 – Pressão em relação ao comprimento da tubeira para o perfil cônico RPI.	96
7.11 – Velocidade em relação ao comprimento da tubeira para o perfil de contorno AMES.	97
7.12 – Velocidade em relação ao comprimento da tubeira para o perfil cônico RPI.	97
7.13 – Número de Mach em relação ao comprimento da tubeira para o perfil de contorno AMES.	98
7.14 – Número de Mach em relação ao comprimento da tubeira para o perfil cônico RPI.	98
7.15 – Três temperaturas em relação ao comprimento da tubeira de perfil de contorno AMES.	99
7.16 – Três temperaturas em relação ao comprimento da tubeira de perfil cônico RPI.	99

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 – Meios de geração do ambiente de Microgravidade e os tempos de duração.	31
3.1 - Diferenças de temperatura para gás perfeito e para um gás com reações em equilíbrio na região de estagnação, avaliadas em problemas conhecidos.	49
4.1 - Parâmetros para o cálculo dos coeficientes de taxa de reação para o ar.	63
4.2 - Constantes para cálculo do Coeficiente de Equilíbrio, $K_{eq,r}$, onde $M = N_2, O_2, NO, N, O, NO^+$	65
4.3 - Modelos químicos para o ar.	69
6.1 – Propriedades do escoamento para a localização do “frozen” para a temperatura vibracional.	86

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

AEB	Agência Espacial Brasileira
AMES	Centro de Pesquisa da NASA
CFD	Computational Fluid Dynamics
CTA	Comando-Geral de Tecnologia Aeroespacial
IEAv	Instituto de Estudos Avançados
INPE	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
ISS	International Space Station
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NOZ3T	Three Temperature Nozzle Flow Code
RPI	Rensselaer Polytechnic Institute

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Velocidade do som, m/s
a_∞	Velocidade do som da corrente livre, m/s
A	Área da seção transversal da tubeira, m ²
\vec{B}	Forças de campo;
$B_{i,r}$	Coeficiente para cálculo do $K_{eq,r}$;
$b_{s,r}$	Coeficientes estequiométricos para os reagentes da reação r;
C_p	Calor específico a pressão constante;
C_v	Calor específico a volume constante;
$C_{f,r}$	Constante de taxa de reação;
C_s	Fração mássica da espécie química s;
$d\vec{F}_f$	Termo de força devido a efeitos viscosos;
$d\dot{Q}$	Calor absorvido por unidade de tempo e massa;
$d\dot{W}$	Trabalho produzido por unidade de tempo e massa;
e	Energia interna, J;
E_e	Energia eletrônica, J;
E_v	Energia vibracional, J;
$f_{s,r}$	Coeficiente estequiométrico para os produtos da reação r;
g	Aceleração da gravidade;
h	Entalpia da mistura de gases ideais na temperatura T;

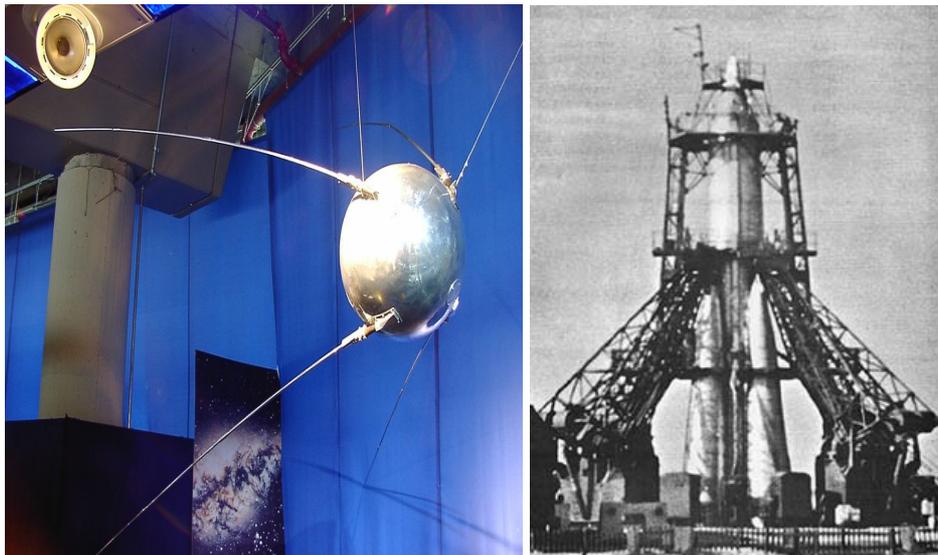
K	Número de Knudsen;
$k_{b,r}$	Coeficiente da taxa de reação para trás da reação r ;
$K_{eq,r}$	Constante de equilíbrio da reação r ;
$k_{f,r}$	Coeficiente da taxa de reação para frente da reação r ;
L	Comprimento característico, m;
L	Comprimento da tubeira, m;
M_∞	Número de Mach da corrente livre;
M_s	Peso molecular da espécie s , kg/kg-mol;
m_s	Massa da espécie química s no ponto;
\dot{m}	Vazão mássica;
N_r	Número de reações químicas;
N_s	Número de espécies químicas;
P	Pressão, Pa;
P_s	Pressão parcial da espécie s , Pa;
P_5	Pressão de reservatório, Pa;
R	Constante específica do gás;
$R_{b,r}$	Taxa de reação para trás para a reação r , kg-mol/m ³ s;
$R_{f,r}$	Taxa de reação para frente para a reação r , kg-mol/m ³ s;
T	Temperatura Translacional-rotacional, K;
T_a	Temperatura de controle da taxa de reação, K;
T_d	Temperatura de ativação, K;

T_e	Temperatura eletrônica, K;
T_v	Temperatura vibracional, K;
T_s	Temperatura de reservatório, K;
x	Comprimento da tubeira, m;
Z	Parâmetro para cálculo do $K_{eq,r}$;
γ_i	Concentração das espécies;
γ	Razão de calores específicos;
ρ_s	Massa específica da espécie s, kg/m ³ ;
ρ	Massa específica, kg/m ³ ;
ω_s	Taxa de produção da espécie química s, kg/m ³ s;
λ	Livre caminho médio, m;
τ	Compressibilidade do gás;
τ_s	Compressibilidade isentrópica;
ν	Volume específico;
δ	Termo indicativo de escoamento axisimétrico ou planar;

1 INTRODUÇÃO

1.1A Era Espacial

Em quatro de outubro de 1957, o lançamento e a colocação em órbita da Terra do primeiro satélite artificial pela antiga União Soviética, o *Sputnik I*, mostrado na foto da Figura 1.1, iniciou o acesso ao espaço. Com a forma de uma esfera de 58 cm de diâmetro, construído em alumínio, pesando aproximadamente 83 kg, e orbitando o planeta em uma trajetória elíptica a cada 96 minutos, a uma altitude de até 900 km, permaneceu em órbita por três meses, desintegrando-se na atmosfera terrestre em quatro de Janeiro de 1958. Seu lançamento foi feito pelo foguete R-7 (Sapwood SS-6), mostrado no Figura 1.1b, com 34 m de comprimento e 3 m de diâmetro, movido a motores foguete usando oxigênio líquido e querosene.



(a)

(b)

Figura 1.1- (a) Réplica do Sputnik I, o primeiro satélite artificial e (b) veículo lançador R-7.

Fonte: (a) Wikipedia (2005) e (b) Wikipedia (2006).

No dia 3 de Novembro de 1957, foi lançado o *Sputnik II* (Fig. 1.2) com a forma de um cone com 4 m de altura e uma base de 2 m de diâmetro, contendo compartimentos para rádios transmissores, sistema de telemetria, unidade de programação, sistema de regeneração e controle de temperatura, sendo ele o primeiro veículo espacial a carregar um animal, a cadela *Laika*, orbitando o planeta a um altitude de 1.660 km, retornando à Terra no dia 14 de abril de 1958, depois de 162 dias em órbita.



Figura 1.2 - Réplica do Sputnik II

Fonte: Wikipédia (2005)

Aproximadamente, quatro anos depois, em 12 do Abril de 1961, o cosmonauta *Yuri Alexeyevich Gagarin*, torna-se o primeiro homem a ir ao espaço, orbitando a Terra por 108 minutos a uma altitude de 300 km a bordo do *Vostok I* (Figura 1.3). A carga da nave incluía equipamentos de suporte a vida, rádio e televisão para monitorar as condições de *Gagarin*. Nessa missão, Gagarin proferiu a famosa frase: “A Terra é azul”. O vôo foi totalmente automático, sendo que o painel estava travado e Gagarin possuía uma chave

em um envelope fechado caso houvesse necessidade de tomar o controle manual da nave.

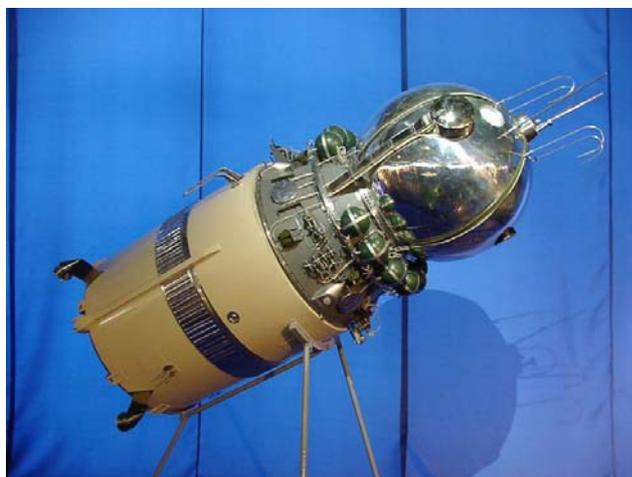


Figura 1.3 - Réplica do Vostok I

Fonte: Wikipedia (2005)

Em vinte de Julho de 1969, através da missão *Apollo 11*, têm-se a chegada do homem à Lua, tripulada pelos astronautas *Neil Armstrong*, *Edward “Buzz” Aldrin* e *Michael Collins*, representando a conquista definitiva do espaço e mostra que o esforço a ousadia e a engenhosidade humanas são capazes de enfrentar qualquer desafio.

Desde então, a exploração espacial cresceu de forma extraordinária e tornou-se parte do dia-a-dia de grande parcela da população mundial. As idas de pessoas ao espaço e sua permanência por longos períodos em estações orbitais já se tornaram comuns.

O Brasil é presença constante no cenário aeroespacial, firmando como um dos países com domínio e tecnologia voltada ao espaço, no desenvolvimento de foguetes de sondagem, construção de satélites, operação de veículos lançadores e de bases de lançamento e atuação na Estação Espacial Internacional, ISS (do inglês, *International Space Station*), comprovam de maneira inequívoca o compromisso do país em competir de igual para igual no seleto grupo de nações que dominam e operam atividades espaciais. Prova de todos os esforços, foi a criação da Agência Espacial Brasileira, AEB, pelo

governo brasileiro, em 10 de fevereiro de 1994, sob a forma de uma autarquia federal de natureza civil, vinculada a Presidência da República, com a finalidade de promover o desenvolvimento das atividades espaciais de interesse nacional. Meira Filho et al. (1999)

1.2 Microgravidade

As atividades científicas representam um papel importante dentro das atividades espaciais, impulsionadas principalmente pelo desejo do ser humano de encontrar respostas e satisfazer suas curiosidades. As pesquisas em ambiente de microgravidade (ordem de milionésimos da gravidade da Terra, 10^{-6} g) permitem aos pesquisadores analisar e estudar os processos que normalmente seriam afetados ou anulados pela gravidade da Terra, e ainda testar teorias existentes e formular novas teorias.

Tal ambiente é gerado artificialmente, anulando-se os efeitos da atração gravitacional da Terra, através de diversos métodos com tempos de duração diferentes, como pode ser observado na Tabela 1.1. Em geral, a microgravidade é obtida através de efeitos de queda-livre, que permitem anular a ação gravitacional terrestre.

Cada um dos meios apresentados na Tabela 1.1 encontra sua aplicação, em função dos custos – que podem variar de 10 a 10000 dólares para cada quilograma e cada hora de experimento, e do tempo necessário para a realização de experimentos. Moraes Jr. e Pilchowski (1997).

Experimentos científicos em ambiente de microgravidade de interesse de institutos de pesquisas não têm sido, em geral, bem atendidos, devido ao grande tempo de espera entre a realização de um experimento e o seu retorno a Terra, criando assim um empecilho à utilização de estações espaciais, uma vez que deve-se aguardar o retorno de uma espaçonave que traga os resultados desse experimento. Em função disso, se dá a crescente demanda pela utilização de sistemas que operem em ambientes de microgravidade.

Tabela 1.1 – Meios de geração do ambiente de Microgravidade e os tempos de duração.

Fonte: Moraes Jr. e Pilchowski (1997)

Meio	Tempo (aproximado)
Torre de queda-livre	10 segundos
Avião em vôo parabólico	30 segundos
Plataforma sub-orbital	5-15 minutos
Veículo espacial não-tripulado	10 dias
Veículo espacial tripulado	10 dias
Estação espacial	Anos

1.3 Reentrada

Admitindo o fluido como sendo incompressível, para escoamento subsônico, é possível obter soluções aerodinâmicas utilizando apenas as equações da continuidade e da quantidade de movimento, não havendo a necessidade da utilização da equação da energia para este tipo de escoamento. (Anderson, 1991). À medida que se melhorou a propulsão nos primórdios do século passado, iniciaram-se as discussões sobre escoamentos com números de Mach elevados, dando origem, então, a uma nova dificuldade para a tecnologia aeroespacial - a necessidade do tratamento do fluido considerando-o compressível. Desde então, o papel desempenhado pela equação da energia se tornou de grande importância para o estudo desse tipo de escoamento, vinculando de forma decisiva a aerodinâmica com a termodinâmica. O aumento contínuo da velocidade dos veículos espaciais conduziu a uma maior complexibilidade dos fenômenos aerodinâmicos envolvidos, adicionando novas variáveis e equações ao problema. Para escoamentos hipersônicos, onde veículos que viajam a números de Mach extremamente elevados, fizeram-se necessários estudos, em um primeiro

momento, de como tratar escoamentos reativos e, posteriormente, considerar a ionização do escoamento e os efeitos de radiação, entre outros.

No início da década de 50, com o desenvolvimento de mísseis balísticos intercontinentais, houve dificuldades devido à reentrada atmosférica, em especial com os problemas relacionados aos efeitos de altas altitudes e altas temperaturas. (Anderson, 1991). Desde então, os problemas de dinâmica dos gases para o caso de reentrada atmosférica continuam sendo desafiadores, principalmente se considerarmos que as etapas de vôo compreendem valores elevados do número de Mach, com os números de Knudsen e de Reynolds dependendo de cada caso. Sendo assim, o veículo experimenta regimes que vão desde o subsônico até o hipersônico, do contínuo ao rarefeito, do laminar ao turbulento, do equilíbrio termodinâmico e químico ao não-equilíbrio. Tem-se ainda que o processo de reação química provocado pelas altas temperaturas induz uma ampla faixa de valores de números de Damköhler, e conseqüentemente, os regimes termoquímicos vão do estado congelado, $Da \ll 1$, até o equilíbrio, $Da \gg 1$. Sharma (2000)

1.4 Motivações, Objetivos e Conteúdo do Texto

A Mecânica dos Fluidos Computacional, também conhecida como CFD (*Computational Fluid Dynamics*), pode ser considerada uma subdivisão da ciência de Mecânica dos Fluidos, que se preocupa em desenvolver técnicas de simulação e coleta de dados a partir da utilização de métodos numéricos em equipamento computacional. Trata-se de uma ferramenta poderosa, uma vez que reduz custos e tempo no desenvolvimento de projetos em que o escoamento de fluidos seja elemento determinante.

Mas para que isso seja possível, faz-se necessário a análise do problema físico a ser simulado para se obter uma simplificação teórica coerente e que permita a implantação do método numérico mais simples que possa ser aplicado ao problema ou da adequação de um modelo já disponível. Dessa forma, compreender a ferramenta com a qual se trabalha nos permite entender a importância em um problema físico de escoamentos de gases.

No presente trabalho foi desenvolvido um estudo do escoamento em tubeias convergente-divergente pelas quais existe um particular interesse por parte do IEAv/CTA. O motivo da escolha foi porque esse tipo de escoamento possui grande importância em aplicações aeroespaciais. Além disso, a tubeira seria um bom caso teste para o desenvolvimento de códigos para simulação do escoamento dada a simplicidade de sua geometria.

Com esses propósitos, trabalhou-se na investigação de um escoamento unidimensional, hipersônico, de uma tubeira convergente-divergente. A investigação inicial contou com o código NOZ3T (Three Temperature Nozzle Flow Code) que foi usado como base para o estudo em CFD, desenvolvido pelo Dr. Chul Park na NASA Ames Research Center em 1993, e que utiliza o modelo de 3 temperaturas (translacional-rotacional, vibracional e eletrônica), 7 espécies químicas (N, O, N₂, O₂, NO, NO⁺, e⁻) e 21 reações químicas consideradas por Park (1986) para o modelamento do fenômeno termo-químico.

No texto que se segue no capítulo 2, foi desenvolvida a teoria elementar para este trabalho, apresentando os conceitos básicos ao estudo do escoamento. O capítulo 3 introduz conceitos a respeito de escoamentos hipersônicos e suas condições. No capítulo 4 é introduzida uma modelagem de equações da cinética química para um escoamento unidimensional. O capítulo 5 apresenta informações sobre o código computacional e no capítulo 6 é apresentada a validação do código com resultados experimentais encontrados em outros trabalhos. O capítulo 7 apresenta o resultados e análises obtidos com a utilização do código computacional para a expansão do ar na tubeira para temperatura e pressão de reservatório de 10000 K e 0,69 MPa, respectivamente,

2 FORMULAÇÃO TEÓRICA

2.1 Introdução

Neste capítulo, será desenvolvida a teoria elementar e necessária para a realização do presente trabalho. Apresentaremos alguns conceitos básicos em estudo de escoamentos, abordando os tipos de escoamentos aerodinâmicos compressíveis e os possíveis regimes a estes associados: subsônico, transônico, supersônico e hipersônico.

Serão feitas considerações sobre o escoamento em dutos de área variável, de maneira a possibilitar o estudo do funcionamento de tubeiras convergente-divergentes sob várias condições de operação. Então, conseqüentemente, será visto que as propriedades desse tipo de escoamento podem ser determinadas em função do número de Mach local, que dependerá apenas do conhecimento da variação da área da seção transversal da tubeira com a coordenada unidimensional considerada.

2.2 Conceitos Básicos

2.2.1 Conceito de fluido

O fluido é um dos conceitos mais importantes em dinâmica dos gases, cujo significado é usado genericamente para caracterizar líquidos e gases. Do ponto de vista molecular, um fluido é caracterizado pelo fato de suas moléculas apresentarem certa mobilidade relativa em que, assim, diferentemente dos sólidos, não mantêm posições fixas no meio material. No entanto, um fluido pode ser entendido como aquele que, sendo submetido a esforços de cisalhamento, deforma-se imediatamente de uma forma contínua, enquanto permaneça o esforço, por menor que seja o seu valor. Dentro desse contexto, é importante dizer que um fluido é conhecido como newtoniano se existir uma relação de proporcionalidade entre a tensão de cisalhamento aplicada em uma

interface tangente a sua superfície e a razão da variação da velocidade na direção normal à interface considerada.

“[...] todos os gases e a maioria dos líquidos simples são fluidos newtonianos, sendo que pastas, asfaltos e polímeros são exemplos de fluido que não podem ser considerados newtonianos” (Shames, 1973).

Apesar de os fluidos serem compostos de moléculas em movimento constante, suas propriedades são analisadas do ponto de vista macroscópico. Dessa maneira, pode-se considerar um fluido sob a hipótese de ser um meio contínuo, o que implica que suas propriedades podem ser representadas por funções contínuas da posição e, numa situação mais geral, também no tempo, o meio contínuo será abordado posteriormente.

Portanto, podemos considerar um fluido como: “[...] uma substância que muda continuamente de forma enquanto existir uma tensão de cisalhamento, ainda que seja pequena” (Shames, 1973), e que, embora composto de moléculas em movimento constante, são tratados como sendo um meio contínuo.

2.2.2 Gás térmica e caloricamente perfeito

Por definição, “[...] um gás perfeito é aquele em que as forças intermoleculares são desprezadas” (Shapiro, 1958), e que, portanto, é descrito pela equação de estado de um gás perfeito (Skrotzki, 1963):

$$p = \rho RT \quad (2.1)$$

Onde p é pressão (Pa); R é a constante específica do gás, cujo valor para o ar é de 287 (J/kgK); ρ é a densidade (kg/m³), e T , a temperatura do gás dado em K. Essa consideração é válida para baixas pressões e altas temperaturas.

Gás denominado termicamente perfeito, é o gás perfeito em que os calores específicos à pressão e volume constantes, respectivamente C_p e C_v , são funções apenas da temperatura. Quando os calores específicos desse gás não sofrem variações com a temperatura, é denominado de gás caloricamente perfeito, ou seja, os valores de C_p e C_v são constantes e em consequência disto $\gamma = C_p/C_v$, também é constante.

Para um gás termicamente perfeito, onde a energia interna e a entalpia são funções somente da temperatura, e os calores específicos para pressão e volume constante, C_p e C_v são também funções da temperatura, obtemos (Anderson, 1990):

$$e = e(T) \quad (2.2)$$

$$h = h(T) \quad (2.3)$$

$$de = C_v dT \quad (2.4)$$

$$dh = C_p dT \quad (2.5)$$

A variação da temperatura para C_p e C_v é associado com movimento vibracional e eletrônico das partículas.

Para um gás caloricamente perfeito, onde os calores específicos são constantes, temos as seguintes relações:

$$e = C_v T \quad (2.5)$$

$$h = C_p T \quad (2.6)$$

Considerando as equações acima, obtemos a relação:

$$C_p - C_v = R \quad (2.7)$$

Onde os calores específicos para pressão e volume constante são definidos por:

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (2.8)$$

e

$$C_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_v \quad (2.9)$$

duas formas úteis da Eq.(2.8) pode ser facilmente obtida, dividindo a Eq.(2.8) por C_p :

$$1 - \frac{C_v}{C_p} = \frac{R}{C_p} \quad (2.10)$$

substituindo $\gamma = C_p / C_v$, obtemos:

$$1 - \frac{1}{\gamma} = \frac{R}{C_p} \quad (2.11)$$

$$C_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \quad (2.12)$$

da mesma forma, dividindo a Eq.(2.8) por C_v , obtemos:

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (2.13)$$

2.2.3 Compressibilidade

Segundo Anderson (1991) “[...] a compressibilidade é uma propriedade específica de uma substância que expressa o quanto esta pode ser comprimida e que, fisicamente, pode ser interpretada como a mudança fracional em volume de um elemento de fluido por unidade de variação em sua pressão”.

Assim, por definição:

$$\tau = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dp} \quad (2.14)$$

Onde τ é a compressibilidade, e v o volume específico da substância.

Se não ocorrer adição nem retirada de calor do elemento de fluido e desprezarmos o atrito, pode-se considerar a compressão do elemento como sendo isentrópica, resultando na chamada compressibilidade isentrópica τ_s :

$$\tau_s = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_s \quad (2.15)$$

Considerando na equação (2.15) que $v = 1/\rho$, com ρ sendo a densidade da substância considerada, teremos:

$$d\rho = \rho \tau dp \quad (2.16)$$

A equação acima, estabelece que, quando um fluido sofre uma variação de pressão dp , sua densidade será alterada por $d\rho$.

2.2.4 Velocidade do som

A velocidade com que uma onda sonora se propaga em um meio, pode ser obtida das equações básicas para um escoamento unidimensional considerando uma onda de choque normal infinitamente fraca (Shapiro, 1958), e é dada por:

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} \quad (2.17)$$

Para condição especial de um gás térmica e caloricamente perfeito: $p/\rho^\gamma = \text{constante}$. (Holman, 1988), substituindo na equação acima, teremos:

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (2.18)$$

Onde R é a constante específica e T a temperatura absoluta do gás.

A equação acima especifica que a velocidade do som em um gás térmica e caloricamente perfeito é apenas função da temperatura.

Anderson (1990) mostra uma relação entre a velocidade de propagação do som e a compressibilidade de um gás:

$$a = \sqrt{\frac{1}{\rho \tau_s}} \quad (2.19)$$

2.2.5 Número de Mach

Número de Mach é um número adimensional importante em aerodinâmica e é definido como a razão entre a velocidade de escoamento de um fluido e a velocidade de propagação do som nesse meio (Dwinnell, 1949). Se considerarmos um escoamento não perturbado, uniforme em todos os seus pontos, por definição, o número de Mach a ele associado é:

$$M_{\infty} = \frac{U_{\infty}}{a_{\infty}} \quad (2.20)$$

Onde U_{∞} e a_{∞} são respectivamente a velocidade e a velocidade do som no escoamento não perturbado.

Caso contrário, o número de Mach é definido localmente, variando assim de ponto a ponto do escoamento.

2.2.6 Escoamento permanente e escoamento uniforme

Um escoamento em regime permanente é aquele no qual suas propriedades não variam com a coordenada temporal, portanto, não dependem do tempo. Um escoamento é considerado uniforme quando não há gradientes de propriedades, ou seja, as propriedades não dependem da coordenada espacial.

2.2.7 Escoamento contínuo e escoamento molecular-livre

A classificação de um escoamento como sendo contínuo ou molecular-livre se baseia em dois pontos básicos: o primeiro, no conceito de livre caminho médio das moléculas, que é a distancia média percorrida por uma molécula, constituinte no meio em questão, entre duas colisões sucessivas, simbolizado por λ ; e o segundo nas dimensões de um corpo de prova colocado nesse escoamento. Assim, um escoamento será considerado contínuo quando λ for muito menor do que uma dimensão característica do corpo, por exemplo seu diâmetro, e molecular-livre se λ for aproximadamente da mesma ordem de grandeza dessa dimensão. Os escoamentos que apresentam características de contínuo e molecular-livre são usualmente denominados de escoamentos de baixa densidade.

O adimensional que estabelece os limites de validade da aproximação do contínuo é o número de Knudsen (Stermann, 1955), dado por:

$$K = \frac{\lambda}{L} \quad (2.21)$$

Para $K \gg 1$, na prática $K > 10$, as leis derivadas para gases a baixas densidades são válidas; para $K \ll 1$, na prática $K < 0.1$, as leis do contínuo prevalecerão. A região intermediária ($0.1 < K < 10$) é conhecida como de transição.

Anderson (1991) apresenta um classificação com mais detalhes do que apresentada neste trabalho e cita que “[...] o número de Knudsen é o critério para decidir se os efeitos de baixas densidades são importantes e em que extensão”.

Um mesmo escoamento pode ser caracterizado como contínuo ou molecular-livre dependendo das dimensões do corpo sobre o qual este se estabelece.

2.2.8 escoamento viscoso e não-viscoso

O transporte de massa, momento e energia em escala molecular em um fluido compõem os chamados fenômenos de transporte: difusão de massa, viscosidade e condutividade térmica. Se um escoamento exibe esses fenômenos, ele é denominado de escoamento viscoso; se um escoamento não exibe esses fenômenos, ele é denominado de escoamento não-viscoso.

2.2.9 escoamento incompressível e compressível

De acordo com Anderson (1991), “[...] um escoamento em que a densidade permanece constante é denominado com incompressível e, se esta for variável, compressível”. Para Shapiro (1958), “[...] o termo escoamento compressível implica variações de densidade por todo o campo do escoamento, sendo estas principalmente resultantes de mudanças de pressão de um ponto para outro”, enquanto que um escoamento incompressível, seria que mudanças nas densidades são tão pequenas que podem ser desprezadas. O autor conclui, considerando a estreita relação entre variações de pressão e densidade com a velocidade de propagação do som no meio em que: primeiro, um é considerado incompressível quando as velocidades do fluido em movimento são muito baixas comparadas com velocidades do som neste, e a variação da densidade é muito baixa, tornando-a insignificante; segundo, um escoamento é compressível quando as velocidades envolvidas são comparáveis à velocidade do som.

Em Anderson (1991), tem-se a seguinte definição em termos do número de Mach: um escoamento é considerado compressível se o número de Mach associado a ele for $M > 0.3$, sendo incompressível no caso contrário.

2.2.10 Regimes de escoamentos compressíveis

“[...] A influência da compressibilidade de um meio leva as diferenças qualitativas marcantes entre natureza física de escoamentos incompressíveis e compressíveis, especialmente nesse último caso, se a velocidade do fluido for maior ou menor do que a velocidade do som local” (Anderson, 1991). Por isso, a caracterização dos regimes de escoamento com base no número de Mach é o mais difundido (Shapiro, 1958).

Anderson (1990), considera que se M for o número de Mach local em um ponto arbitrário de um escoamento, então pode ser localmente definido como: subsônico se $M < 1$, sônico se $M = 1$ e supersônico se $M > 1$. Já em relação ao escoamento como um todo, o mesmo autor indica quatro regimes de velocidade: subsônico ($M < 1$ em todos os pontos do escoamento), transônico ($M < 1$ e $M > 1$ em regiões mistas), supersônico ($M > 1$ em todos os pontos do escoamento) e hipersônico ($M > 5$).

Um escoamento é definido como subsônico se $M < 1$ em todos os seus pontos, sendo que as linhas de corrente, que descrevem seu comportamento, são suaves, não apresentando descontinuidades, e que perturbações no escoamento se propagam à montante e a jusante do ponto onde estas ocorrem, de maneira que são sentidas por todo campo.

Para escoamentos transônicos, onde coexistem regiões onde $M < 1$ e $M > 1$, estes podem se tornar localmente supersônicos se M for aproximadamente igual a um. A presença de ondas de choque condiciona a existência de pontos onde $M < 1$. Escoamentos desse tipo são caracterizados por regiões mistas e são dominados pela física dos dois tipos de escoamentos. Não existe limite exato, mas escoamentos transônicos ocorrem com números de Mach do escoamento não perturbado no intervalo de $0.8 < M < 1.2$.

Um escoamento é definido como supersônico se $M > 1$ em todos os seus pontos. O que caracteriza esse regime é a presença de ondas de choque e de expansão, através das quais as propriedades do escoamento e as linhas de corrente mudam descontinuamente. Utiliza-se a condição de que este tipo de

escoamento ocorra para $M > 1.2$ sem, no entanto, ser um limite físico de fato. As perturbações criadas em algum ponto do escoamento não se propagam a montante, devido ao fato de ser a velocidade local maior do que a velocidade do som.

Um escoamento é considerado hipersônico quando M_∞ se torna grande o bastante, de maneira que os efeitos de altas temperaturas e de reações químicas começam a ocorrer, especificamente em uma região fina existente entre a forte onda de choque que se forma, devido à presença de um corpo, e a superfície deste. Utiliza-se como limite para essa classificação o valor de $M > 5$, porém não se trata de uma regra geral nem física.

2.2.11 Considerações e operação de escoamento em tuberias

A possibilidade de alteração nas propriedades de um escoamento está diretamente relacionada com a consideração da existência de mudança de área, atrito ou transferência de calor no sistema considerado.

O estudo do escoamento em tuberias é feito através da consideração de que este seja quase-unidimensional, de maneira que ainda estaremos sob hipótese de que todas as propriedades do escoamento sejam uniformes através de qualquer seção reta considerada.

O escoamento através de uma tuberia convergente-divergente é mostrado na Figura 2.1. O escoamento na entrada da tuberia inicia-se de um reservatório onde a pressão e a temperatura são indicadas por P_0 e T_0 , respectivamente. A área de seção transversal na entrada da tuberia (fim do reservatório) é grande (teoricamente, $A \rightarrow \infty$), e a velocidade é pequena ($u \approx 0$). Assim, P_0 e T_0 são considerados valores de estagnação, ou pressão total e temperatura total, respectivamente. O escoamento se expande à velocidade supersônica na saída da tuberia, onde a pressão, temperatura, velocidade e número de Mach na saída, são indicados por P_s , T_s , u_s e M_s , respectivamente. O escoamento é subsônico na seção convergente, na garganta o escoamento é sônico (área mínima), e supersônico na seção divergente. O escoamento na garganta ($M=1$)

significa que a velocidade neste local. Usando um asterisco para indicar o escoamento sônico, o valor que temos na garganta é $u = u^* = a^*$. Do mesmo modo, o escoamento sônico são indicados por valores de pressão e temperatura P^* e T^* , respectivamente, e a área da garganta é indicada por A^* . Anderson (1995)

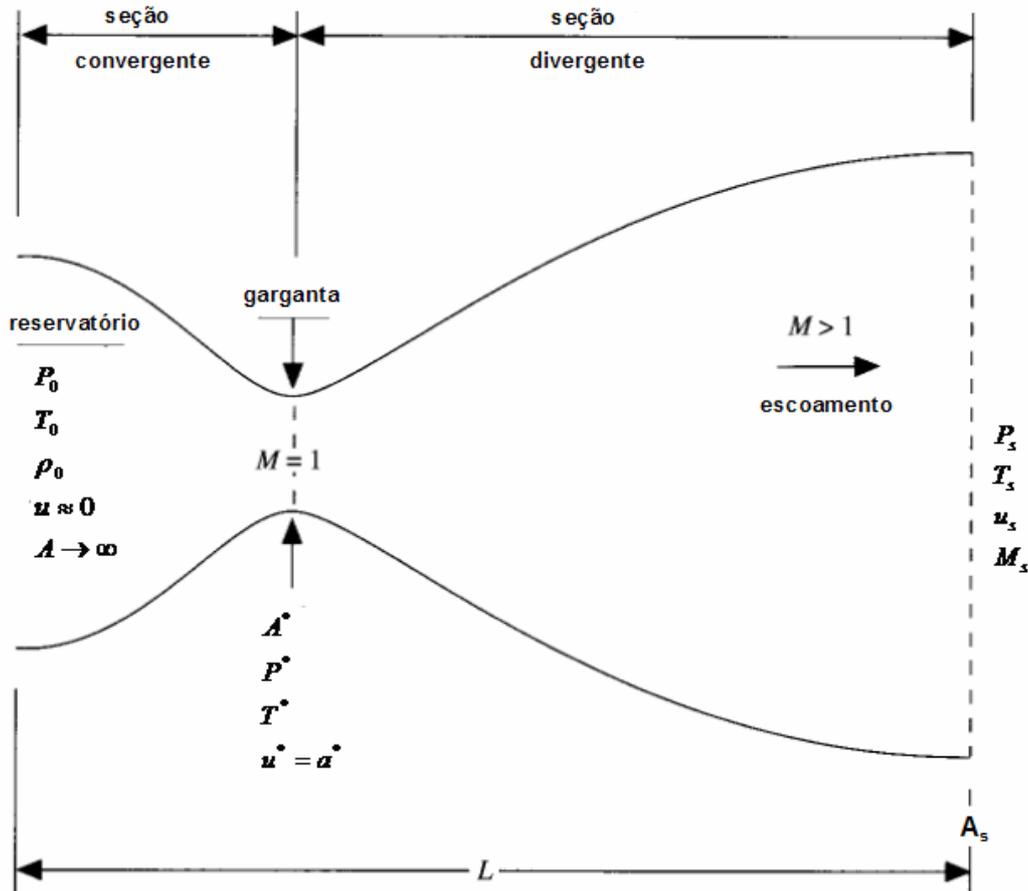


Figura 2.1 - Representação de uma tubeira convergente-divergente.

Fonte: Anderson (1995).

A operação de uma tubeira convergente-divergente pode ser analisada observando a variação de pressão estática ao longo da tubeira. Para essa análise, consideremos uma tubeira acoplada a um reservatório (câmara de estagnação) suficientemente grande, ou seja, sua seção transversal é muito maior do que a área da seção da garganta da tubeira, de tal maneira que se possam considerar as propriedades do reservatório como sendo de estagnação.

3 ESCOAMENTO HIPERSÔNICO

Normalmente, a reentrada de veículos espaciais na atmosfera envolve velocidades muito altas, chegando a várias vezes a velocidade do som. Em outras palavras, o número de Mach é muito maior que um, ou seja.

$$M_{\infty} \equiv \frac{U_{\infty}}{a_{\infty}} \gg 1 \quad (3.1)$$

Em geral, os escoamentos que cumprem a equação 3.1, estão no chamado regime hipersônico, onde M_{∞} é o número de Mach da corrente livre, U_{∞} é a velocidade da corrente livre e a_{∞} é a velocidade do som da corrente livre. Não há um número de Mach bem definido que estabeleça a transição de supersônico para hipersônico, embora a condição de $M_{\infty} = 5$ seja usada por alguns autores com referência (Anderson, 1989). Regime hipersônico é melhor definido como o regime em que certos fenômenos físicos, no escoamento, tornam-se progressivamente mais importantes à medida que o número de Mach aumenta, como os efeitos de altas temperaturas, interação viscosa, camadas de choque finas e camada de entropia. (Anderson, 1989). Por outro lado, pode-se ter a presença de um ou mais destes fenômenos em velocidades inferiores a Mach igual a 5 e, por outro lado, é possível que um escoamento com velocidades superiores a este valor não apresentem tais fenômenos.

3.1 Efeitos de Alta Temperatura

A energia cinética de um escoamento hipersônico é dissipada pela fricção do ar junto à camada limite. Essa dissipação viscosa que ocorre no

escoamento hipersônico, pode criar temperaturas extremamente altas – suficientemente para excitar vibracionalmente as moléculas, e causar dissociação ou até mesmo ionização do gás. Além disso, a camada limite não é a única região de alta temperatura sobre um corpo em velocidades hipersônica, pois em um escoamento deste tipo ao redor de um corpo rombudo, a onda de choque é normal, ou quase normal, na região do nariz, e a temperatura do gás atrás desta onda de choque pode ser muito mais elevada para altas velocidades.

Como exemplo, apresentado na Figura 3.1, observa-se o gráfico da temperatura atrás de uma onda de choque normal em função da velocidade da corrente livre, de um veículo voando a uma altitude de 52 km. Duas curvas são apresentadas:

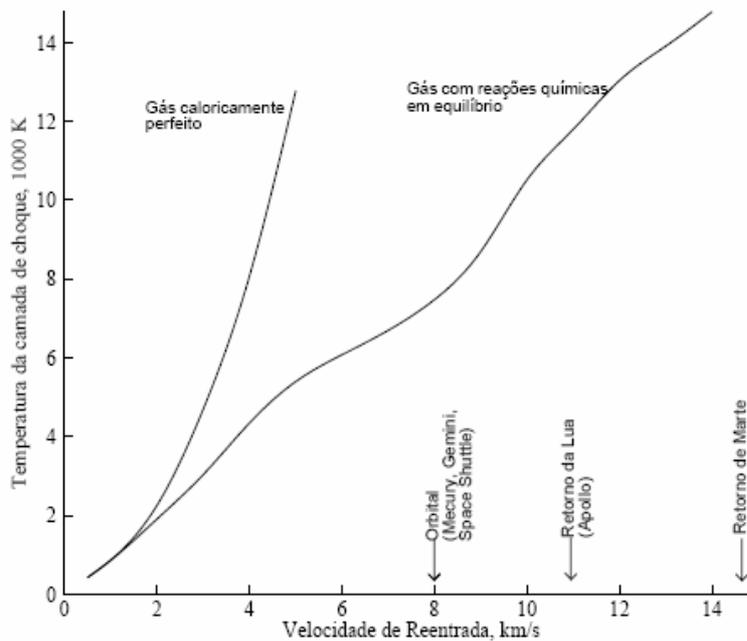


Figura 3.1 - Temperatura atrás de uma onda de choque com função da velocidade da corrente livre na altitude de 52 km

Fonte: Anderson (1989)

1. A curva da esquerda assume um gás caloricamente perfeito - que é por definição, aquele em que os valores de C_p (calor específico a

pressão constante) e de C_V (calor específico a volume constante) são constantes, e com razão entre os calores específicos igual a $C_p / C_V = 1.4$, sem reações químicas, e com valores muito altos que não representam a realidade;

2. A curva da direita assume um gás com reações e equilíbrio químicos que se aproxima da situação real.

Segundo a Figura 3.1 apresentada, pode-se concluir que a temperatura na região do nariz de um veículo hipersônico pode ser extremamente alta, chegando a aproximadamente 11000 K para o caso de número de Mach igual a 36 (como a reentrada da nave Apollo). A inclusão adequada dos efeitos de reações químicas é extremamente importante para o cálculo preciso da temperatura da camada de choque, então ocorrendo a hipótese de que γ constante não é válida. Portanto, para um escoamento hipersônico, a camada de choque pode estar dominada por reações químicas.

Diferenças de temperatura para um gás perfeito e para um gás com reações químicas, na região de estagnação, são possíveis de serem observadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Diferenças de temperatura para gás perfeito e para um gás com reações em equilíbrio na região de estagnação, avaliadas em problemas conhecidos.

Fonte: Kessler (2002).

Veículo	M_∞	$h[km]$	$T_0^{gp}[K]$	$T_0^{eq}[K]$	Erro (%)
Flyer	0.046	0	288	288	0.0
Boeing 747	0.8	10	252	252	0.0
Concorde	2	20	391	390	0.3
SR-71	3	30	636	628	1.3
X-15	6.7	108	2265	1818	24.6
X-30	15	75	9430	4210	124.0
Space Shuttle	25	75	25830	5812	344.0
AOTV	30	75	37105	6850	441.7
Apollo	36	~100	52821	~11000	380.2

Onde M_∞ é o número de Mach, h é a altitude, T_0^{sp} e T_0^{eq} são temperaturas na região de estagnação para gás perfeito e para reações em equilíbrio, respectivamente.

Note-se que as temperaturas obtidas com o modelo de reações químicas só começam a sofrer grandes desvios do modelo de gás perfeito acima de Mach 5, que é o valor geralmente aceito como transição de supersônico para hipersônico.

Ao contrário do que se aplica nos estudos tradicionais de termodinâmica e de escoamentos compressíveis – onde se considera que o gás possui calores específicos constantes (γ constante) e, portanto, se comporta de forma “ideal” -, quando a temperatura é aumentada para valores altos, o gás comporta-se de forma “não-ideal”. Especificamente:

1. A energia vibracional das moléculas fica excitada, tornando os calores específicos função da temperatura. Da mesma forma, a razão dos calores específicos, $\gamma = C_p/C_v$, também se torna função da temperatura. Para o ar, este efeito começa a ficar importante acima de 800 K.
2. À medida que a temperatura é aumentada ainda mais, podem ocorrer reações químicas. Para um gás com reações químicas, C_p e C_v são funções tanto da temperatura como da pressão e, portanto, $\gamma = f(T,p)$. Para o ar a 1 atm, a dissociação de oxigênio molecular ($O_2 \rightarrow 2O$) começa ao redor dos 2500 K e está quase totalmente dissociado em 4000 K. Nesta temperatura começa a dissociação do nitrogênio molecular ($N_2 \rightarrow 2N$) e está quase totalmente dissociado em 9000 K. Acima desta temperatura começa a formação de íons ($N \rightarrow N^+ + e^-$ e $O \rightarrow O^+ + e^-$) e o gás torna-se um plasma parcialmente ionizado.

Todos estes fenômenos são chamados de efeitos de alta temperatura e são apresentados na Figura 3.2 para o ar a 1 atmosfera.

Outro efeito de alta temperatura que pode estar presente em escoamentos hipersônicos é a radiação, ou seja, um elemento de fluido pode

perder energia devido à emissão de radiação ou, ainda, pode ganhar energia devido à absorção de radiação emitida por outros elementos de fluido. Segundo Anderson (1989), a emissão, por radiação, de quantidades significativas de energia começa ao redor de 10000 K para o ar. No presente trabalho, adota-se a hipótese significativa de ausência de radiação.

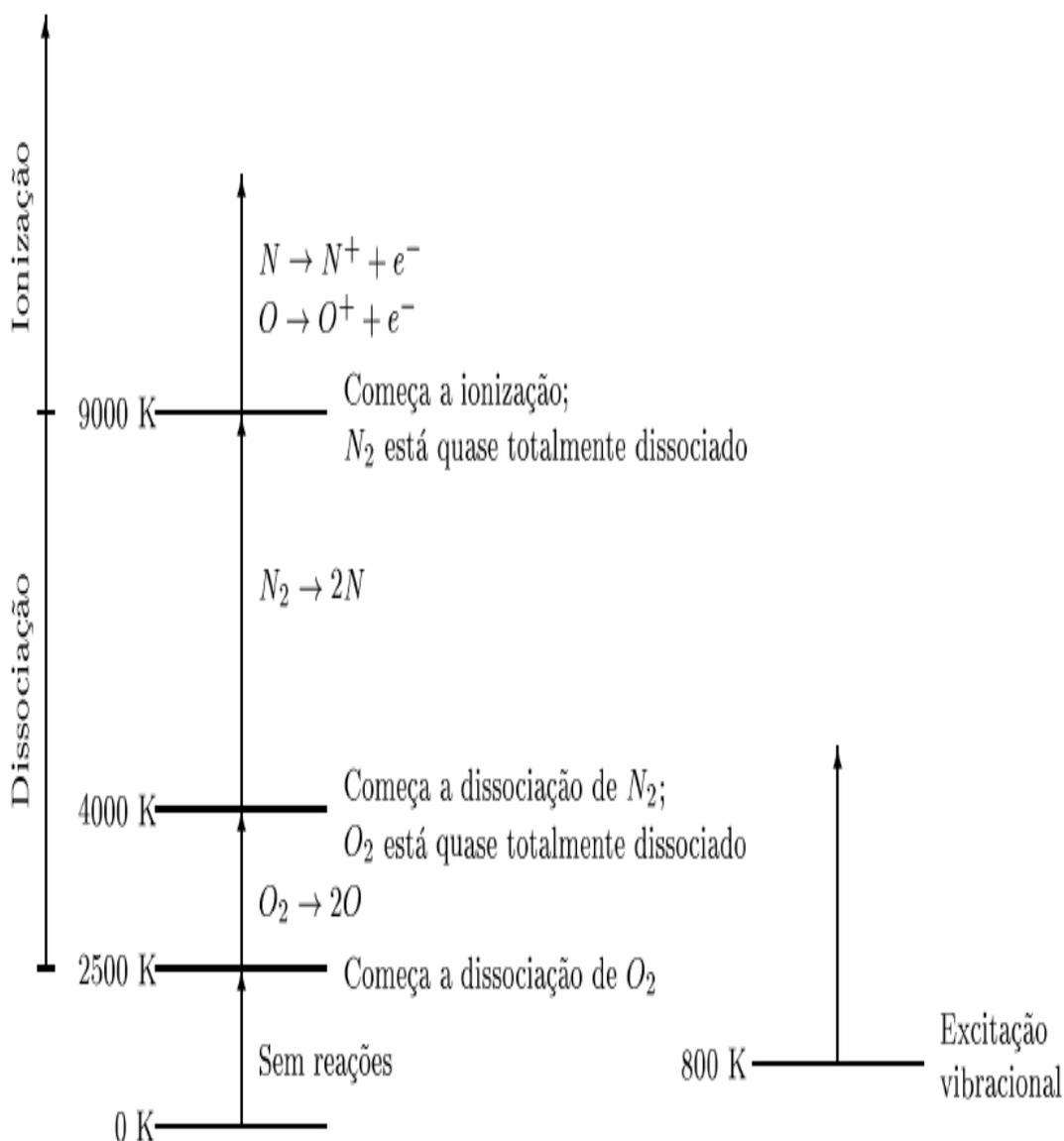


Figura 3.2 - Faixas de temperatura para excitação vibracional, dissociação e ionização do ar a 1 atmosfera.

Fonte: Anderson (1989)

3.2 Descrição Microscópica dos Gases

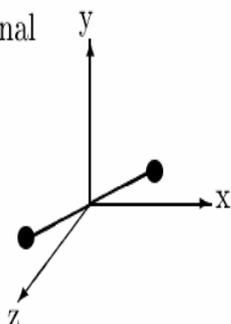
Para a análise de qualquer escoamento de alta temperatura, necessita-se do conhecimento das propriedades termodinâmicas do gás. Algumas dessas propriedades não podem ser obtidas a partir da termodinâmica clássica (a não ser através de dados experimentais). A termodinâmica estatística (baseada na teoria cinética dos gases), por outro lado, permite calcular as propriedades termodinâmicas a partir de princípios básicos, contando que esteja-se considerando sistemas em equilíbrio (Anderson, 1989).

O desenvolvimento da termodinâmica estatística concentra-se na descrição microscópica de um gás, ou seja, assume-se que o gás consiste de um grande número de moléculas individuais e examina-se a natureza destas moléculas. Uma molécula é um conjunto de átomos unidos através de forças intramoleculares, e um conceito simples de molécula diatômica é o modelo de “halteres”, apresentado na Figura 3.3. Esta molécula possui vários modos (formas) de energia da seguinte forma:

1. A molécula move-se no espaço e, portanto, possui energia translacional, como pode ser observado na Figura 3.3a. A fonte desta energia é a energia cinética translacional do centro de massa da molécula.
2. A molécula gira em relação aos três eixos ortogonais no espaço e, portanto, possui energia rotacional, como pode ser observado na Figura 3.3b. A fonte desta energia é a energia cinética rotacional associada à velocidade rotacional e ao momento de inércia da molécula. Entretanto, para a molécula diatômica da Figura 3.3b, o momento de inércia em relação ao eixo internuclear (eixo z) é muito pequeno, de modo que a energia cinética rotacional em relação ao eixo z é desprezível em relação às dos eixos x e y .
3. Os átomos da molécula vibram em relação a uma localização de equilíbrio. Para uma molécula diatômica, esta vibração é modelada

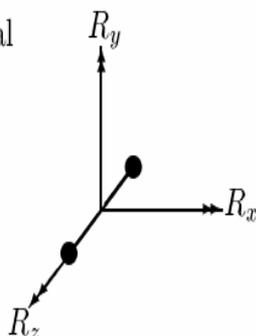
como dois átomos unidos por uma mola, como pode ser visto na Figura 3.3c. Portanto, a molécula possui energia vibracional. Há duas fontes desta energia vibracional: a energia cinética dos átomos durante a vibração; e a energia potencial associada à força intramolecular (simbolizada por uma mola).

(a) Energia translacional



Energia cinética translacional do centro de massa

(b) Energia rotacional



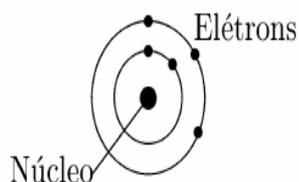
Energia cinética rotacional; A energia rotacional em relação ao eixo internuclear é desprezível

(c) Energia vibracional



1. Energia cinética
2. Energia potencial

(d) Energia eletrônica



1. Energia cinética dos elétrons em órbita
2. Energia potencial dos elétrons em órbita

Figura 3.3 - Modos de energia molecular.

Fonte: Anderson (1989).

4. Os elétrons ocupam níveis estacionários de energia em relação ao núcleo de cada átomo que constitui a molécula, como pode ser observado na Figura 3.3d. Portanto, a molécula possui energia eletrônica. Há duas fontes de energia eletrônica associada a cada elétron: a energia cinética devido ao movimento translacional através de sua órbita ao redor do núcleo e a energia potencial devido a sua localização no campo eletromagnético ao redor do núcleo.

A energia total de uma molécula, portanto, é a soma das energias translacional, rotacional, vibracional e eletrônica. Para um átomo, há apenas as energias translacional e eletrônica. A energia total das partículas é idêntica à energia interna usada na termodinâmica clássica.

3.3 Equilíbrio e Não-equilíbrio Químicos.

Todos os processos vibracionais e químicos ocorrem através de colisões e/ou interações radiativas. Entretanto, o número de colisões necessárias para excitar vibracionalmente ou dissociar uma molécula é, em geral, muito grande. Por exemplo, a molécula de oxigênio (O_2) necessita de algo em torno de 20000 colisões antes de tornar-se vibracionalmente excitada e de 200000 colisões para dissociar-se. O número real de colisões depende do tipo de molécula e da energia cinética relativa entre as duas partículas que estão colidindo: quanto maior a energia cinética, menor o número de colisões para a troca de energia vibracional. Portanto, as colisões são responsáveis pelas alterações vibracionais e químicas. Tais colisões levam tempo para ocorrer e, dessa forma, alterações vibracionais e químicas em um gás também levam tempo para ocorrerem (Anderson, 1989).

Em um sistema em equilíbrio, assume-se que o gás teve um tempo suficientemente grande para que as colisões ocorressem e as propriedades do sistema para pressão e temperatura fixas se tornassem constantes, independentemente do tempo. Na realidade, colisões intermoleculares são os

mecanismos chaves para levar um gás ao seu estado de equilíbrio final (Vincenti & Kruger, 1965). Por exemplo, considerando um sistema composto por três espécies químicas A , B e AB . A equação que governa a reação entre estas espécies é:



Assume-se que a mistura está confinada em um volume fixo com pressão e temperatura constantes e que o sistema existiu um tempo suficientemente longo para que a composição química se tornasse fixa, ou seja, a reação acima ocorre um número igual de vezes para a direita e para a esquerda (as reações para frente e para trás estão balanceadas) (Anderson, 1989).

Na dinâmica de gases em alta velocidade, há também, inúmeros casos onde o gás não tem o tempo necessário para atingir o equilíbrio. Um exemplo deste fenômeno é o escoamento através de uma onda de choque, onde a pressão e a temperatura aumentam rapidamente no seu interior, alterando as propriedades de equilíbrio vibracional e químico. As novas condições de equilíbrio somente são atingidas após colisões intermoleculares e, portanto levam algum tempo. Até que isso ocorra, um elemento de fluido já percorreu certa distância a jusante do choque. Por esse motivo, há uma região imediatamente atrás do choque onde as condições de equilíbrio não são satisfeitas, ou seja, há uma região de não equilíbrio.

Em outras palavras, se as reações químicas ocorrem muito rapidamente em comparação com o tempo que um elemento de fluido leva para mover-se de um ponto a outro do escoamento, tem-se um escoamento em equilíbrio químico. Se os tempos são parecidos tem-se, então, um escoamento em não-equilíbrio químico. Tem-se também a condição de estado “congelado” (*frozen*), que ocorre quando os tempos de reações químicas sejam muito maiores que o tempo que um elemento de fluido leva para mover-se de um ponto a outro do escoamento.

3.4 Dinâmica de Fluidos Computacional em escoamentos Hipersônicos.

Desde os primeiros contatos com escoamentos de altas velocidades, há um enorme interesse dos pesquisadores pelo modelamento numérico de problemas deste tipo de escoamento. Isto é verdade para o caso de escoamento hipersônico, devido a sua dificuldade (ou impossibilidade em alguns casos) e altos custos de reprodução destes escoamentos em laboratório. Nesse sentido, várias teorias foram desenvolvidas e aplicadas com grande sucesso a vários problemas práticos e, como primeira aplicação, tem-se o método das características aplicado a um problema hipersônico por Ludwig Prandtl e Adolf Busemann em 1929, na Alemanha. Este método é usado para obter-se a solução numérica de equações hiperbólicas, sendo que uma das propriedades deste tipo de equação é que ela possui direções ou linhas características (Liepmann & Roshko, 1957). Para um escoamento supersônico bidimensional, as curvas características físicas são as linhas de Mach (Shapiro, 1953). Igualmente importantes são as teorias desenvolvidas nas décadas de 1950 e 1960, como a teoria da interação viscosa (forte e fraca). (Anderson, 1989).

Foi somente com o advento dos computadores digitais de alta velocidade que a solução de problemas hipersônicos deu um salto importante. Com o surgimento da dinâmica dos fluidos computacional, CFD (do inglês, computational fluid dynamics), sendo, então, uma nova área de pesquisa para a análise de escoamento de fluidos. As aplicações de CFD estão presentes em todo o aspecto de vôo, desde o subsônico até o hipersônico. Por isso, e pela dificuldade de túneis de vento em produzir todos os regimes de vôo, a CFD firmou-se como uma ferramenta poderosa na pesquisa, desenvolvimento e projeto de problemas hipersônicos.

Em CFD, três enfoques para a solução de escoamentos viscosos em problemas hipersônicos têm sido usados:

1. Solução de camada de choque viscosa (viscous shock-layer), introduzida por Davis (1970), onde as equações completas de Navier-Stokes são escritas em coordenadas de camada-limite e uma análise de ordem de grandeza é realizada sobre os termos das equações;
2. Solução de Navier-Stokes parabolizada (parabolized Navier-Stokes), onde são desprezados os termos viscosos da equação de Navier-Stokes que envolvem derivadas na direção do escoamento;
3. Solução completa de Navier-Stokes, onde não há qualquer tipo de simplificação dos termos da equação.

Os escoamentos supersônicos (e hipersônicos, por consequência), em geral, são complexos e exigem cuidados especiais na solução das equações através de simulação numérica. Um exemplo é o caso de um escoamento de alta velocidade ao redor de um corpo rombudo, como podemos observar na Figura 3.4. Na região I a velocidade é constante e igual a U_∞ (escoamento não perturbado). A região II é subsônica (problema elíptico). A região III é supersônica (problema hiperbólico) (Maliska, 1995). Este problema, de caráter misto, exige tratamento especial. Moretti & Abbett (1966) foram os primeiros a resolver numericamente este problema, utilizando uma técnica de diferenças finitas com marcha no tempo desenvolvida por Lax e Wendroff (1960, 1962, 1964) aplicadas às equações de Euler transientes. Estas equações são hiperbólicas com respeito ao tempo, mesmo se o escoamento é localmente subsônico ou supersônico. Um procedimento de marcha no tempo, partindo de condições iniciais, permite, portanto, a solução simultânea de todas as regiões do escoamento com a mesma técnica numérica (Anderson, 1989). MacCormack, em 1969, apresentou uma variante da técnica Lax-Wendroff, porém mais simples – esquema explícito, “predictor-corrector”, baseado no método das diferenças finitas – que foi largamente usado nos 15 anos seguintes (Anderson, 1995).

Os primeiros códigos computacionais que incorporam fenômenos físicos presentes em escoamentos hipersônicos surgiram na década de 1970. Désidéri (1991), C. P. Li, em 1974, apresentaram um artigo onde as equações de Navier-Stokes eram resolvidas para baixos números de Reynolds ao redor de uma esfera usando o método de MacCormack. Usou-se um modelo de não-equilíbrio com 6 espécies químicas, incluindo o NO^+ e elétrons. Em 1975, Rakich, Bailey e Park aplicaram o método das características para resolver a parte supersônica de escoamentos bidimensionais e tridimensionais não viscosos em não-equilíbrio usando um modelo de 5 espécies e 18 reações químicas. Rizzi & Bailey (1976) empregaram o método de volumes finitos com marcha no tempo para resolver um escoamento supersônico em reações químicas ao redor de um corpo rombudo tridimensional.

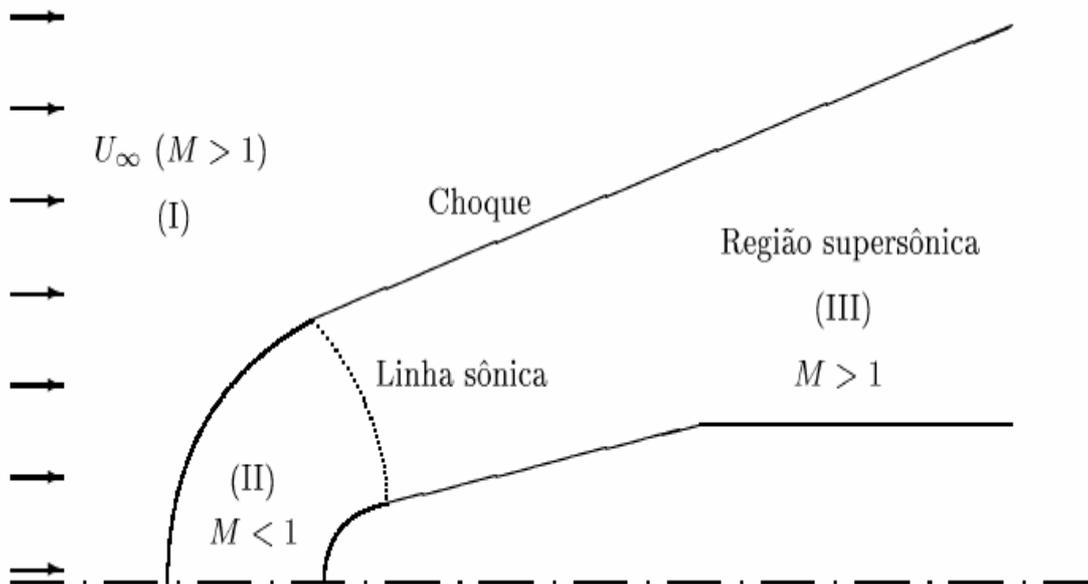


Figura 3.4 - Escoamento supersônico sobre um corpo rombudo

Fonte: Maliska (1995)

Lee (1985) apresentou uma formulação básica para a solução de problemas de baixa densidade e alta entalpia que incluía as equações de conservação da massa para cada espécie química, de massa da mistura, de

quantidade de movimento da mistura e de energia (total, vibracional e eletrônica). Park (1985) introduziu um modelo mais simples, com apenas duas equações de energia (total e vibracional), onde as temperaturas vibracional e eletrônica são consideradas iguais entre si, mas diferentes da temperatura translacional-rotacional.

4 MODELAGEM MATEMÁTICA

4.1 Hipóteses Básicas

A modelagem empregada está baseada nas seguintes hipóteses simplificadoras:

- Regime permanente;
- Ausência de força de campo;
- Ausência de trabalho de eixo;
- Sistema adiabático;
- Ausência de forças viscosas;
- Ausência de difusão molecular;
- Equilíbrio térmico entre as espécies químicas;

As concentrações das espécies químicas variam ao longo do escoamento, devido às reações químicas. Portanto, a lei de conservação da massa deve ser aplicada a cada espécie química presente no escoamento, levando-se em conta as velocidades finitas das reações.

Não foi necessário considerar o escoamento como isentrópico, como ocorre para escoamento congelado (sem reação química) ou para o caso de escoamento em equilíbrio químico (velocidade de reações infinitas). Conseqüentemente, o escoamento em não-equilíbrio químico apresenta uma variação de entropia ao longo de escoamento.

4.2 Modelagem da Cinética Química

A taxa de produção da espécie química s por unidade de volume é dada pela seguinte expressão Gnoffo *et al.*, (1989); Men'shov & Nakamura, (2000); Ait-Ali-Yahia & Habashi, (1997):

$$\omega_s = M_s \sum_{r=1}^{N_r} (b_{s,r} - f_{s,r}) (R_{f,r} - R_{b,r}), \quad (\text{sem soma em } s) \quad (4.1)$$

Onde N_r é o número de reações químicas, $f_{s,r}$ e $b_{s,r}$ são, respectivamente, os coeficientes estequiométricos para os reagentes e os produtos na reação r e $R_{f,r}$ e $R_{b,r}$ são, respectivamente, as taxas de reação para frente e para trás para a reação r . Estas taxas são definidas por:

$$R_{f,r} = k_{f,r} \prod_{s=1}^{N_s} \left(\frac{\rho_s}{M_s} \right)^{f_{s,r}} \quad (4.2)$$

$$R_{b,r} = k_{b,r} \prod_{s=1}^{N_s} \left(\frac{\rho_s}{M_s} \right)^{b_{s,r}} \quad (4.3)$$

onde $k_{f,r}$ e $k_{b,r}$ são, respectivamente, os coeficientes de taxa de reação para frente e para trás e ρ_s é a massa específica da espécie s .

Para complementar a equação (4.1), um modelo cinético-químico deve ser definido. Isto se dá quando um conjunto de N_r reações é fornecido com as expressões apropriadas para os coeficientes de taxa de reação para frente e para trás. Gnoffo *et al.* (1989) compararam dois modelos cinético-químicos disponíveis: o de Dunn e Kang, de 1973, e o de Park (1989), e concluíram que o modelo de Park se aproxima melhor dos resultados obtidos com Simulação Direta de Monte-Carlo (DSMC). No presente trabalho, adota-se o modelo de três temperaturas de Park. As reações e os parâmetros referentes a cada uma delas pode ser observado na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Parâmetros para o cálculo dos coeficientes de taxa de reação para o ar.

Reações ^a	T_x	T_d	$n_{f,r}$	M	$C_{f,r}$
$N_2 + M = N + N + M$	T_a	113200	-1.6	N	3.0×10^{22}
				O	3.0×10^{22}
				N_2	7.0×10^{21}
				O_2	7.0×10^{21}
				NO	7.0×10^{21}
				NO^+	7.0×10^{21}
$O_2 + M = O + O + M$	T_a	59750	-1.5	N	1.0×10^{22}
				O	1.0×10^{22}
				N_2	2.0×10^{21}
				O_2	2.0×10^{21}
				NO	2.0×10^{21}
				NO^+	2.0×10^{21}
$NO + M = N + O + M$	T_a	75500	0.0	N	1.1×10^{17}
				O	1.1×10^{17}
				N_2	5.0×10^{15}
				O_2	5.1×10^{15}
				NO	1.1×10^{17}
				NO^+	1.0×10^{17}
$NO + O = N + O_2$	T_a	19450	0.0		8.365×10^{17}
$N_2 + O = N + NO$	T_a	38370	- 1.0		6.440×10^{17}
$O + N = NO^+ + e^-$	T_a	31900	1.0		8.800×10^8

^a As reações para frente são endotérmicas

Neste modelo, Park assume que certas classes de reações podem ser descritas por uma única temperatura de controle de taxa de reação, T_a , que é

uma média apropriada das temperaturas translacional-rotacional e vibracional locais. Ele sugere o uso de uma temperatura definida pela equação

$$T_a = \sqrt{TT_v} \quad (4.4)$$

para caracterizar reações dissociativas.

Os coeficientes da taxa de reação para frente e para trás podem ser expressos, respectivamente, por:

$$k_{f,r} = C_{f,r} T_x^{n_{f,r}} \exp(-T_d / T_x), \quad (4.5)$$

$$k_{b,c} = \frac{k_{f,r}(T)}{K_{eq,r}}, \quad (\text{sem soma em } r) \quad (4.6)$$

onde $K_{eq,r}$ é a constante de equilíbrio para a reação r . O parâmetro $n_{f,r}$, a constante de taxa de reação, $C_{f,r}$, a temperatura de ativação, T_d , e a temperatura de controle de taxa de reação, T_x , estão definidos na Tabela 4.1 para todas as reações químicas consideradas. As reações, a partir das quais $b_{s,r}$ e $f_{s,r}$ podem ser deduzidas, também estão presentes na tabela 3.1.

As constantes de equilíbrio, $K_{eq,r}$, podem ser determinadas a partir da energia de ativação da reação para frente em função dos reagentes e dos produtos. Park (1986) empregou uma interpolação para a constante de equilíbrio da seguinte forma:

$$K_{eq,r} = \exp[B_{1,r} / Z + B_{2,r} + B_{3,r} \ln(Z) + B_{4,r} Z + B_{5,r} Z^2] \quad (4.7)$$

onde

$$Z = \frac{10^4}{T} \quad (4.8)$$

e as constantes $B_{i,r}$ são apresentadas na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 - Constantes para cálculo do Coeficiente de Equilíbrio, $K_{eq,r}$, onde

$$M = N_2, O_2, NO, N, O, NO^+$$

Reações	$B_{1,r}$	$B_{2,r}$	$B_{3,r}$	$B_{4,r}$	$B_{5,r}$
$N_2 + M = N + N + M$	1.169	1.984	1.180	-11.576	0.004
$O_2 + M = O + O + M$	-0.353	2.901	0.598	-6.096	0.002
$NO + M = N + O + M$	0.695	0.753	0.943	-7.743	0.003
$NO + O = N + O_2$	1.047	-2.148	0.345	-1.647	0.001
$N_2 + O = N + NO$	0.475	1.231	0.237	-3.833	0.001
$O + N = NO^+ + e^-$	-0.714	-7.372	-2.403	-2.986	-0.003

4.3 Modelagem do Escoamento Unidimensional

4.3.1 Equações Descritivas

A Figura 4.1 mostra um esquema de um elemento diferencial dx para um escoamento unidimensional de uma mistura de gases perfeitos em não-equilíbrio químico. O escoamento é permanente e segue o sentido do crescimento da coordenada x .

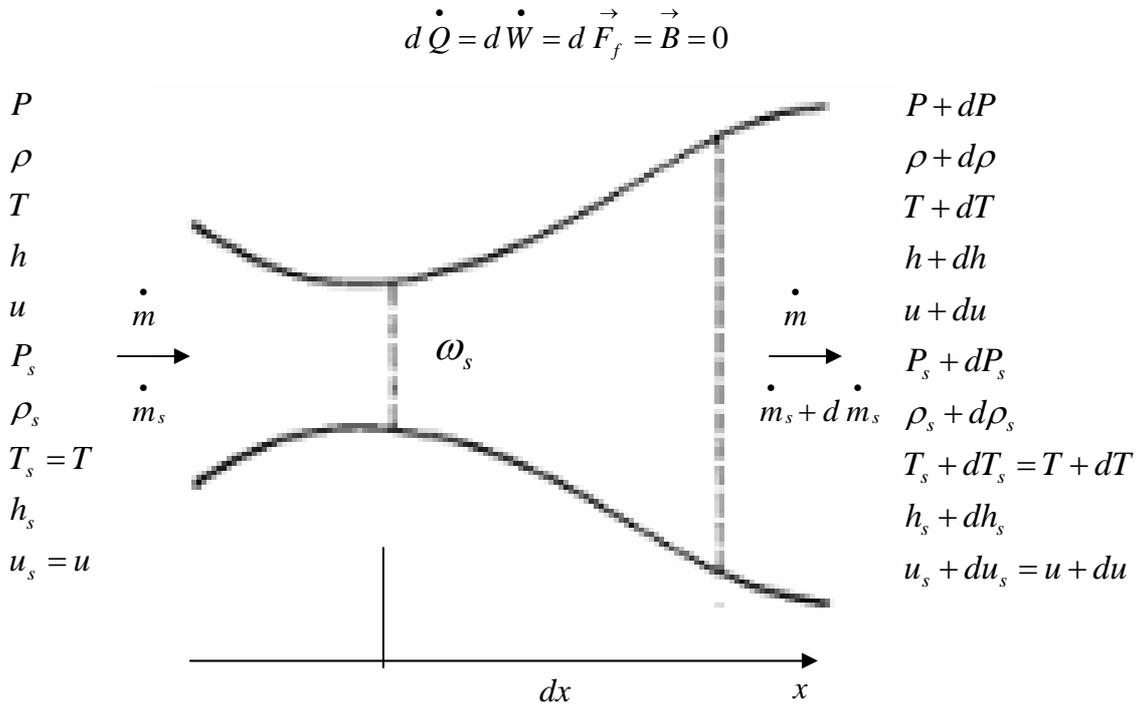


Figura 4.1 Modelo para o escoamento unidimensional de uma mistura de gases perfeitos em não-equilíbrio químico.

De acordo com as hipóteses apresentadas no item 4.1, temos:

$$\partial(\)/\partial t = d\dot{Q} = d\dot{W} = d\vec{F}_f = \vec{B} = gdz = 0 \quad (4.9)$$

As equações diferenciais gerais que governam o escoamento de um fluido são:

Equação de conservação da massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (4.10)$$

Equação de conservação do movimento

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} + \nabla P - \rho \vec{B} - d\vec{F}_f = 0 \quad (4.11)$$

Equação de conservação da energia

$$\delta \dot{W} - \delta \dot{Q} + \rho \frac{D}{Dt} \left(h + \frac{u^2}{2} + gz \right) - \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (4.12)$$

Aplicando as hipóteses do item 4.1 a um escoamento unidimensional, temos as equações de conservação simplificadas:

$$\frac{d(\rho u A)}{dx} = 0 \quad (4.13)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} + \frac{dP}{dx} = 0 \quad (4.14)$$

$$\frac{d}{dx} \left(h + \frac{u^2}{2} \right) = 0 \quad (4.15)$$

Além destas três equações, a lei de conservação da massa deve ser aplicada a cada espécie química. Considerando que não haja difusão de massa e a existência de equilíbrio térmico, temos:

$$dm_s = d(\rho_s u A) = \omega_s (A dx) \quad (s = 1, \dots, n) \quad (4.16)$$

Onde, o termo fonte ω_s indica a taxa de aparecimento ou desaparecimento da espécie química s e é definido pela equação (4.1).

Desenvolvendo a equação (3.16) para uma forma mais adequada, chega-se a:

$$d(C_s \rho u A) = (\rho u A) dC_s + C_s d(\rho u A) = \omega_s (A dx) \quad (4.17)$$

mas, pela equação (4.13), $d(\rho u A) = 0$, assim,

$$\omega_s = \rho u \frac{dC_s}{dx} \quad (4.18)$$

ou, desta forma,

$$\frac{dC_s}{dx} = \frac{\omega_s}{\rho u} \quad (4.19)$$

As equações (4.13), (4.14), (4.15) e (4.18) descrevem o problema, contudo elas devem ser trabalhadas de modo a criar um sistema de equações mais fácil de tratar numericamente.

A equação (4.19) que modela o aparecimento ou desaparecimento das espécies químicas pode ser classificada como equação diferencial do tipo “STIFF”. Este tipo de equação apresenta uma constante de tempo extremamente elevada, enquanto a solução tem um comportamento levemente exponencial de crescimento ou decaimento. A consequência disto é que os métodos explícitos de integração numérica, que calculam a solução da equação para um ponto somente a partir de pontos conhecidos, apresentam um sério problema de instabilidade. Já os métodos implícitos, que calculam a solução para um ponto a partir de pontos conhecidos e não conhecidos, são incondicionalmente estáveis quando aplicados às equações do tipo “STIFF”. Contudo, as implementações numéricas destes métodos são bem mais complexas.

4.4 Quantidade de espécies químicas

A quantidade de espécies químicas presentes em escoamentos hipersônicos é determinada pelas condições do escoamento. Como foi dito no capítulo anterior, fenômenos de excitação vibracional, dissociação e ionização podem ocorrer. Para o ar vários modelos químicos podem ser usados, como observado na Tabela 4.3. O modelo de 2 espécies assume o ar formado pelo nitrogênio e o oxigênio moleculares e não admite dissociação e ionização. O modelo de 5 espécies permite que o ar sofra dissociação de suas moléculas, mas não admite ionização. O modelo de 7 espécies admite dissociação e um leve grau de ionização, formando apenas dois íons: NO^+ e e^- . O NO possui a energia de ionização mais baixa e, é o primeiro a produzir elétrons à medida que a temperatura aumenta (Vincenti e Kruger, 1965). Já o modelo de 11 espécies admite tanto a dissociação quanto a ionização das moléculas de ar de todas as espécies químicas presentes. Caso a superfície de um veículo viajando em velocidades hipersônicas sofra um processo de ablação, várias outras espécies químicas podem estar presentes no escoamento, podendo se chegar a centenas delas.

Tabela 4.3 - Modelos químicos para o ar.

Número de Espécies	Espécies presentes
2	N_2, O_2
5	N_2, O_2, NO, N, O
7	$N_2, O_2, NO, N, O, NO^+, e^-$
11	$N_2, O_2, NO, N, O, N_2^+, O_2^+, NO^+, N^+, O^+, e^-$

Park (1990) sugere dois métodos para a solução numérica das equações de conservação das espécies químicas:

1. Calcular a equação de conservação de ρ_s para todas as espécies químicas;

2. Calcular a equação de conservação da mistura e retirar uma equação de conservação de espécie química.

No método 2, a espécie química ausente pode ser obtida subtraindo-se todas as outras espécies químicas da massa específica global, uma vez que

$$\rho = \sum_{s=1}^{N_s} \rho_s \quad (4.20)$$

onde N_s é o número de espécies presentes na mistura, ρ é a massa específica da mistura e ρ_s é a massa específica da espécie s (Chapman e Colwling, 1990).

Se o método 1 é usado, deve-se garantir que os termos viscosos do lado direito das equações de conservação de espécies químicas são consistentes para que a soma seja zero. Caso contrário, massa pode ser criada ou destruída no domínio computacional. Se o método 2 for usado, os erros numéricos que ocorrerem em cada espécie química serão acumulados na espécie ausente. Para obter resultados confiáveis, os erros acumulados devem ser muito menores que a magnitude da própria variável, ou seja, a espécie retirada do conjunto de equações de conservação deve ser dominante. No caso do ar, N_2 é dominante para velocidades de vôo de até 8 km/s. Consequentemente, para velocidades maiores, N_2 não é mais dominante, portanto, deve ser tomado um certo cuidado ao utilizar-se este método.

Para escoamento não difusivos, há ainda uma simplificação que permite eliminar uma ou mais espécies químicas do conjunto de equações de conservação, sendo que as reações químicas não conseguem alterar a relação total de elementos químicos presentes na mistura. O ar, por exemplo, consiste de 79% de nitrogênio e 21% de oxigênio. Esta relação não muda mesmo quando ocorre dissociação e ionização (Park, 1990). No caso do modelo de 7 espécies para o ar, a conservação de elementos é regida pela seguinte relação:

$$\frac{(O) + 2(O_2) + (NO) + (NO^+)}{(N) + 2(N_2) + (NO) + (NO^+)} = \frac{0.21}{0.79} \quad (4.21)$$

onde os parênteses representam as concentrações molares das espécies.

Mesmo para escoamentos difusivos a relação acima é aproximadamente válida se as velocidades de difusão dos dois elementos são quase os mesmos. Para o ar, os átomos de nitrogênio e de oxigênio têm aproximadamente a mesma massa, de modo que suas velocidades de difusão devem ser parecidas Park (1990).

5 O CÓDIGO COMPUTACIONAL

5.1 Introdução

O código computacional NOZ3T (Three Temperature Nozzle Flow Code), analisa o escoamento do ar atmosférico em uma tubeira convergente-divergente, considerando dissociação e ionização do ar em alta temperatura, assumindo três temperaturas (translação-rotação, vibração e eletrônica).

O código lê primeiramente as propriedades termodinâmicas encontradas no arquivo de entrada "INPUT", como por exemplo, os elementos utilizados para a composição do ar, peso atômico do elemento e a fração de massa. Depois de lidos são processados para que através da Equação (3.7) sejam determinadas as constantes de equilíbrio para as 21 reações químicas, que são encontrados na Tabela 3.2. A sub-rotina que é responsável pela leitura e processo das propriedades termodinâmicas é a THRINP, sendo a primeira a ser chamada no programa principal.

Em seguida é chamada a sub-rotina GEOM, responsável pela leitura da distribuição da área, determinando os coeficientes C_1 , C_2 e C_3 das equações (5.10), (5.11) e (5.12), e determina a distribuição da pressão associado com a tubeira, assim definido com o valor especificado pela constante γ . Os dados necessários para o cálculo da geometria são lidos por esta sub-rotina e são encontrados no arquivo "INPUT", onde é especificado pelo usuário do código o comprimento da tubeira, o diâmetro da garganta e a razão de área.

A terceira sub-rotina a ser incorporada é a EQNOZ que realiza a integração espacial para a região de equilíbrio. Para a integração são necessárias algumas importantes sub-rotinas: a EQCAL1 que calcula a composição de equilíbrio para determinado valores de pressão e entalpia usando o método de interação de Newton, e é utilizada para obter a composição de equilíbrio em cada ponto, em seguida é chamada EQCAL2 que auxilia a EQCAL1 e é responsável pela integração das equações (5.1) e (5.2).

Em seguida, depois de um grande número de interações, é chamada a EQCAL3 que calcula a composição de equilíbrio para valores de pressão e entalpia usando o método de interação de Newton, sendo utilizada para a integração ao longo da tubeira na região subsônica até um certo ponto, que é especificado pelo usuário. Depois da garganta sônica da tubeira, em seguida, é chamada a EQCAL4 que auxilia a EQCAL3 e é responsável pela integração das equações (5.1) e (5.2).

$$\frac{d\gamma}{dt} = k_{f,r}\gamma_1 - k_{b,r}\rho\gamma_3\gamma_4 \quad (5.1)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = k_{f,r}\gamma_1\gamma_2 - k_{b,r}\gamma_3\gamma_4 \quad (5.2)$$

A quarta sub-rotina empregada é a GEOM1, que determina os coeficientes d_1 , d_2 e d_3 que especificam a distribuição da área para a região de não-equilíbrio, determinados na equação (5.16). A quinta sub-rotina é a NEQNOZ que realiza a integração espacial para a região de não-equilíbrio até a saída da tubeira. Finalmente, é utilizada a sub-rotina NSHOCK em que são calculadas as condições de equilíbrio atrás da onda de choque normal na saída da tubeira.

O código NOZ3T foi desenvolvido em 1993 pelo Dr. Chul Park na NASA Ames Research Center, onde o código original foi escrito em FORTRAN 77 e foi alterado para o COMPAQ VISUAL FORTRAN versão 6.6. O NOZ3T possui 52 sub-rotinas e 3975 linhas.

5.2 Utilização do código

O código NOZ3T foi desenvolvido e adaptado para analisar o escoamento em uma tubeira convergente-divergente. A tubeira é acoplada em um tubo de choque na extremidade do reservatório de baixa pressão. A presença desta

tubeira permite que o gás (do reservatório de baixa pressão) pressurizado e aquecido pela onda de choque incidente (no tubo de choque) seja acelerado e expelido pela seção de testes, e assim, seja denominado túnel de choque hipersônico.

Túnel de choque hipersônico mostrado na Figura 5.1 é um dispositivo laboratorial pulsado com capacidade de prover temperatura total e número de Mach suficiente para duplicar o ambiente de alta entalpia e as características termoquímicas próximas a aquelas encontradas durante o voo de veículos de altas velocidades na atmosfera terrestre.

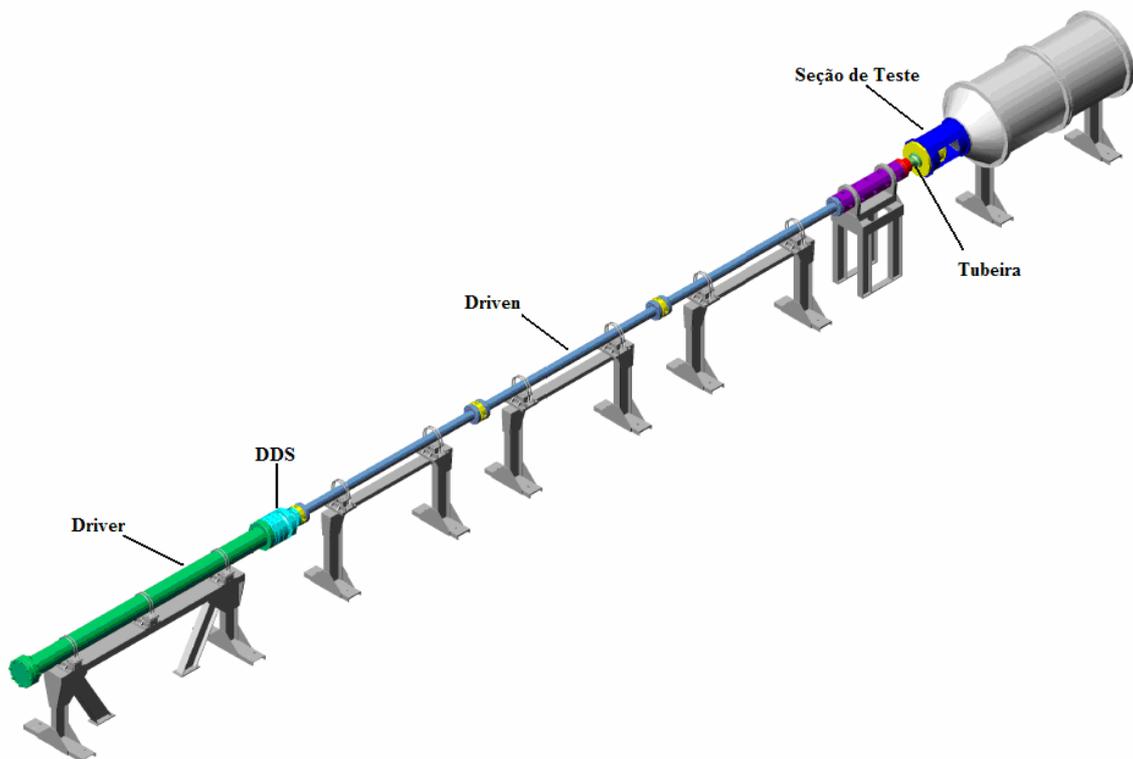


Figura 5.1 – Desenho esquemático do túnel de choque hipersônico.

Esse dispositivo consiste em um tubo longo, separado em duas seções de comprimentos diferentes por uma seção de duplo diafragma (*double diaphragm section* – DDS), com pressões diferentes, acoplado a uma tubeira convergente-divergente. A primeira seção do túnel (considerando que o escoamento segue da esquerda para direita) é denominada *driver*, e é preenchida por um gás, ou

mistura de gases, a alta pressão. A segunda seção é denominada *driven* preenchida por um gás, ou mistura de gases, submetido a baixa pressão. (Nagamatsu, 1961; Lukasiewicz, 1973; Lu, 2002). Com isto o gás aquecido e comprimido atrás da onda de choque incidente (no tubo de choque) é expandido para altas velocidades e altas temperaturas (na seção divergente da tubeira) produzindo escoamento hipersônico na seção de teste. O Laboratório de Aerodinâmica e Hipersônica Prof. Henry T. Nagamatsu possui, atualmente, três túneis de choque hipersônico, Figura 5.2, com capacidade de reproduzir, com boa proximidade, o ambiente encontrado em vôos hipersônicos, considerando velocidade, composição química, temperatura e entalpia do escoamento, com tempo de escoamento hipersônico permanente (tempo de teste), variando de 0,1 a 10 ms (milésimos de segundo).



Figura 5.2 – Laboratório de Aerodinâmica e Hipersônica Prof. Henry T. Nagamatsu. Tubo T1 (próximo à parede direita), Túnel T2 (visível à esquerda do túnel T3).

O tubo e os túneis de choque disponíveis neste laboratório, foram integralmente projetados e construídos no Brasil.

O código NOZ3T, será a ferramenta utilizada para analisar o escoamento depois da seção de baixa pressão (tubeira) dos túneis de choque T1 e T2.

5.3 Acoplamento Entre o Movimento e Química do Escoamento

O código trabalha com as equações de conservação unidimensionais:

$$\rho u A = \dot{m} \quad (5.3)$$

$$\rho \frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{2} \right) = - \frac{dp}{dx} \quad (5.4)$$

$$H = cte \quad (5.5)$$

$$u \frac{d\gamma_s}{dx} = w_s \quad (5.6)$$

$$u \frac{dE_v}{dx} = \dot{E}_v \quad (5.7)$$

$$u \frac{dE_e}{dx} = \dot{E}_e \quad (5.8)$$

O código utiliza a equação (5.4) da quantidade de movimento para resolver a região de equilíbrio da seguinte forma:

$$\frac{d}{dp} \left(\frac{u^2}{2} \right) = - \frac{1}{\rho} \quad (5.9)$$

A equação (5.9) é integrada usando a técnica de Runge-Kutta de quarta ordem.

Para a região de não-equilíbrio, são integradas as equações (5.4), (5.6) à (5.8) usando o integrador implícito STIFF (Lomax, 1968), sendo as variáveis

intrínsecas – energia cinética $u^2/2$, energia vibracional E_v , energia eletrônica E_e , e as concentrações das espécies envolvidas γ_s .

5.4 Geometria da Tubeira

Para o perfil da tubeira, são necessários alguns dados a serem especificados, como: as relações de área em três pontos da tubeira, denominados por x_1 , x_2 e x_3 , sendo que, o ponto x_1 está na região convergente e x_2 e x_3 na região divergente. Esses valores são encontrados no arquivo de entrada “INPUT”, definido pelo usuário.

Na região convergente a relação de área é descrita por:

$$\frac{A}{A^*} = 1 + C_1 x_1^2 \quad (5.10)$$

Na região divergente:

$$\frac{A}{A^*} = 1 + C_2 x_2^2 + C_3 x_3^3 \quad (5.11)$$

Conseqüentemente as constantes C_1 , C_2 e C_3 são determinadas pelas seguintes equações:

$$C_1 = \frac{(A/A^* - 1)}{x_1^2} \quad (5.12)$$

$$C_3 = \frac{(A_3/A^* - 1)/x_3^2 - (A_2/A^* - 1)/x_2^2}{(x_3 - x_2)} \quad (5.13)$$

$$C_2 = \frac{(A_2/A^* - 1) - C_3 x_2}{x_2^2} \quad (5.14)$$

A análise de não-equilíbrio em tubeias, partindo das condições de reservatório fixadas, são feitas utilizando espaçamentos entre os pontos da malha ao longo da tubeira, e é descrito do seguinte modo: Considerando-se a malha de pontos mostradas na Figura 5.1 para uma tubeira de perfil $A = A(x)$. Divide-se então a malha em duas partes. Uma destas partes se estende da entrada da tubeira até a garganta e possui um espaçamento pequeno entre os pontos. Tal procedimento melhora a precisão numérica na região do escoamento onde o fenômeno de não-equilíbrio se desenvolve em taxas mais rápidas. Uma segunda parte, cobrindo o restante do comprimento da tubeira utiliza espaçamento maior entre os pontos pois se encontra em uma região onde o fenômeno de não-equilíbrio se processa em taxas mais lentas.

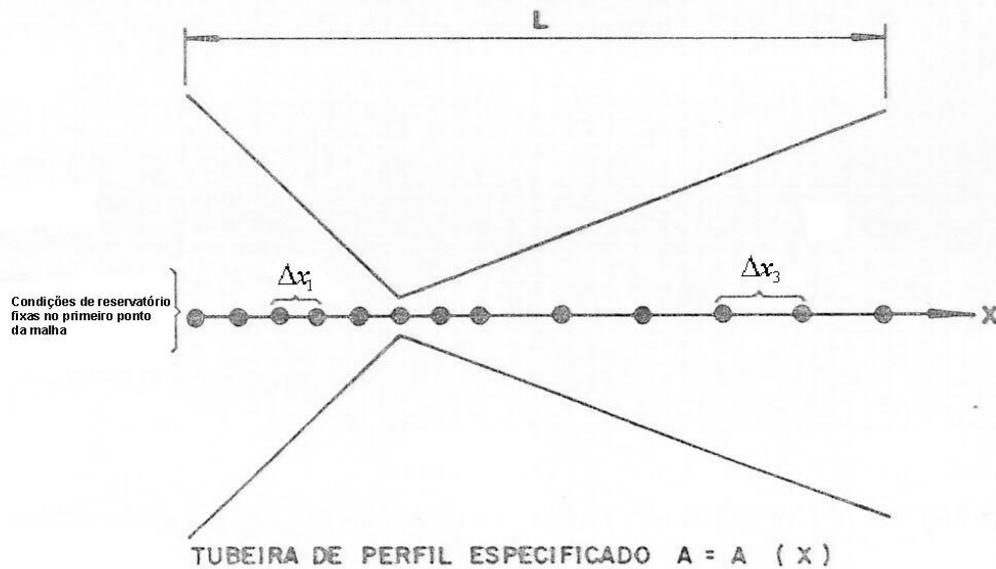


Figura 5.1 – Distribuição dos pontos ao longo da tubeira.

251 pontos são definidos sobre o comprimento da tubeira, sendo que 50 pontos estão na região convergente e são espaçados igualmente, o ponto 51

na garganta sônica e os 200 pontos seguintes na região divergente também estão espaçados igualmente.

Assim que, definida os pontos para o comprimento da tubeira, é calculada a área (equações (5.10) e (5.11)), o número de Mach (equação (5.15)) e a distribuição de pressão (equação 5.16) para as regiões subsônica, sônica e supersônica, para gás perfeito $\gamma = C_p/C_v$.

$$\left(\frac{A}{A^*}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \quad (5.15)$$

$$\frac{P}{P_5} = \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \right) \cdot M^2 \right]^{-\gamma/(\gamma-1)} \quad (5.16)$$

Durante o cálculo de equilíbrio é atualizado o valor da pressão, com o valor da pressão dada no arquivo da entrada P5, a distribuição de pressão é suposta ser exatamente aquela dada por esse procedimento. O cálculo de equilíbrio tem-se valores de densidade ρ e de velocidade u , de que a seção transversal da área pode ser deduzida usando a equação (5.3).

No ponto de extremidade do cálculo de equilíbrio é dada a área A e sua derivada dA/dx . Para o cálculo de não equilíbrio é incorporada a sub-rotina GEOM1, onde são colocados os parâmetros para a geometria nesta região. A geometria na região de não equilíbrio é dada por:

$$\frac{A}{A^*} = 1 + d_1 x + d_2 x^2 + d_3 x^3 \quad (5.17)$$

Os coeficientes d_1 , d_2 e d_3 são determinados para satisfazer as condições de transição entre o ponto de equilíbrio e não-equilíbrio, e na relação da área na saída da tubeira ($x = x_3$).

Para as comparações deste trabalho, utilizamos duas geometrias: uma é a tubeira de geometria com contorno AMES, que é a original usada por Park

no código original apresentada, e a outra geometria, uma tubeira de perfil cônico implementada pela autora ao arquivo de entrada dos dados “INPUT”, esse perfil de tubeira é utilizada atualmente no Túnel de Choque do Laboratório de Aerodinâmica e Hipersônica do Instituto de Estudos Avançados.

Geometria das tubeiras utilizadas:

Tubeira AMES (Centro de Pesquisa da NASA) (código original)

Comprimento da Tubeira: 5 m

Raio da garganta: 6×10^{-3} m

Razão de área na entrada da tubeira: 10

Razão de área na região divergente: 1800

Razão de área na saída da tubeira: 2000

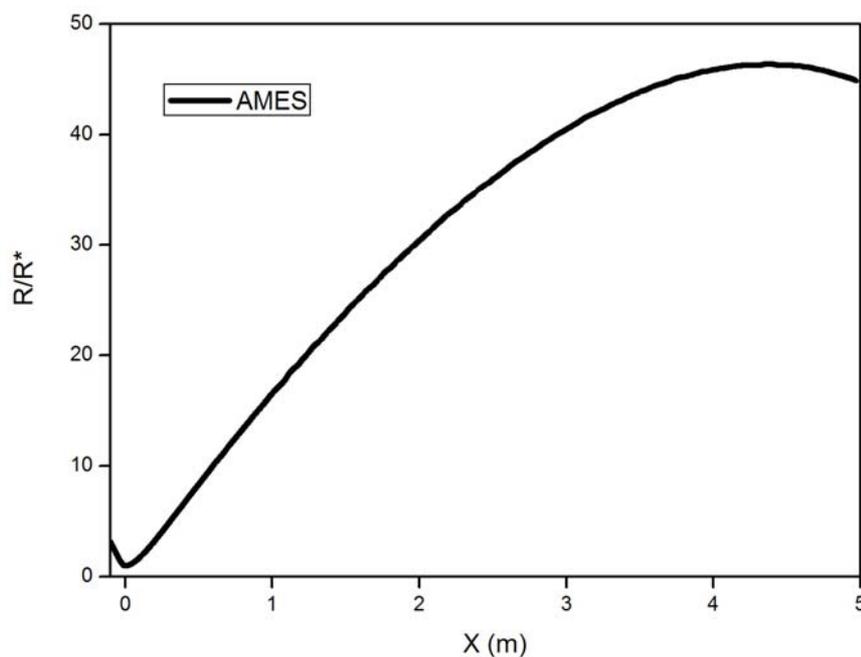


Figura 5.2 - Perfil da tubeira do código original.

Tubeira Cônica RPI (Rensselaer Polytechnic Institute)

Comprimento da Tubeira: 0.506 m

Raio da garganta: 1.27×10^{-2} m

Razão de área na entrada da tubeira: 8.995

Razão de área na região divergente: 30.76

Razão de área na saída da tubeira: 576

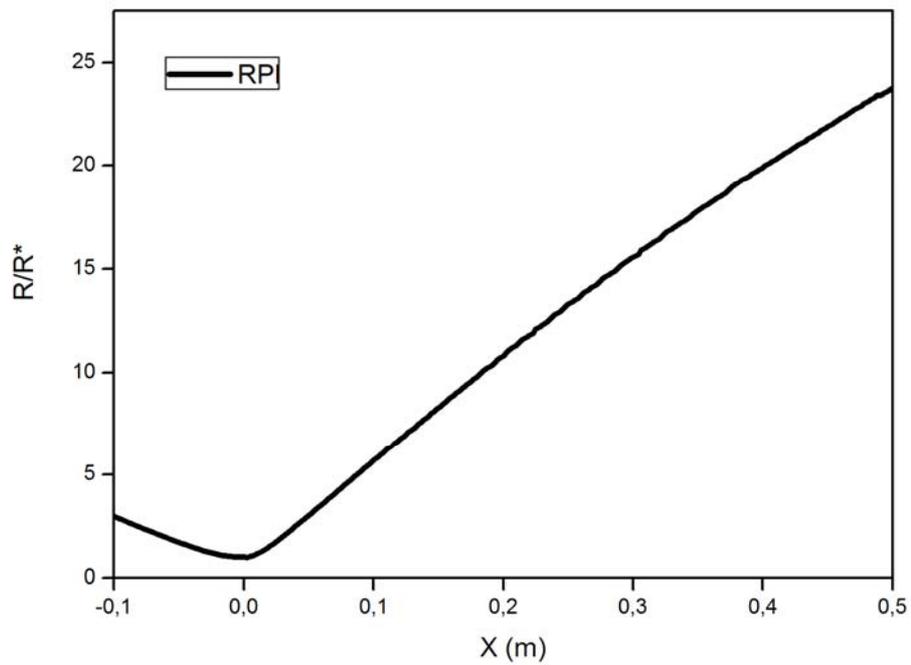


Figura 5.3 - Perfil da tubeira RPI.

6 VALIDAÇÃO DO CÓDIGO COMPUTACIONAL

6.1 Introdução

Para validação do código, foi feita uma comparação entre resultados obtidos experimentalmente por Nagamatsu *et al.* (1961) e Nagamatsu e Sheer (1965) e os resultados computacionais obtidos com o código utilizado neste trabalho, sendo utilizado na análise ar atmosférico e nitrogênio gasoso na região de expansão da tubeira.

As comparações para o cálculo da expansão são apresentados entre resultados obtidos experimentalmente no túnel de choque supersônico e resultados computacionais. O túnel de choque supersônico é um dispositivo laboratorial com capacidade de produzir o ambiente encontrado em vôos supersônicos, considerando velocidade, composição química, temperatura e entalpia do escoamento.

Na primeira parte do estudo, são apresentadas as comparações entre resultados experimentais na expansão de uma tubeira cônica, e resultados computacionais, juntamente com a revisão experimental da comparação entre expansão em equilíbrio e não-equilíbrio.

Resultados computacionais para o escoamento do ar atmosférico e nitrogênio gasoso na expansão de uma tubeira de perfil cônico, utilizada no túnel de choque supersônico do RPI são apresentados. A comparação computacional e experimental é feita utilizando dois perfis de tubeira: a primeira de perfil com contorno da AMES e a segunda com perfil cônico do RPI. Um dos resultados desejados desta comparação é um documentado estudo computacional do limite exigido para a pressão de reservatório, possa assim obter, equilíbrio na expansão em uma tubeira de perfil com contorno e perfil cônico.

6.2 Comparação entre os resultados Computacionais e Experimentais

A primeira parte do estudo para a validação do código utiliza como gás o nitrogênio, nas condições de temperatura e pressão de reservatório respectivamente 6000 K e $6,895 \times 10^5$ Pa. Os resultados da utilização do código apresentado neste trabalho foram comparados com resultados experimentais obtidos por Nagamatsu e Sheer em trabalho publicado em 1965.

Para esta condição de reservatório o nitrogênio é vibracionalmente excitado, podendo haver dissociação. Para essa condição, o comprimento do relaxamento vibracional é muito menor do que o diâmetro da garganta. No entanto, mais a jusante, o comprimento do relaxamento vibracional aumenta rapidamente e se espera que o escoamento apresente a condição de “frozen”.

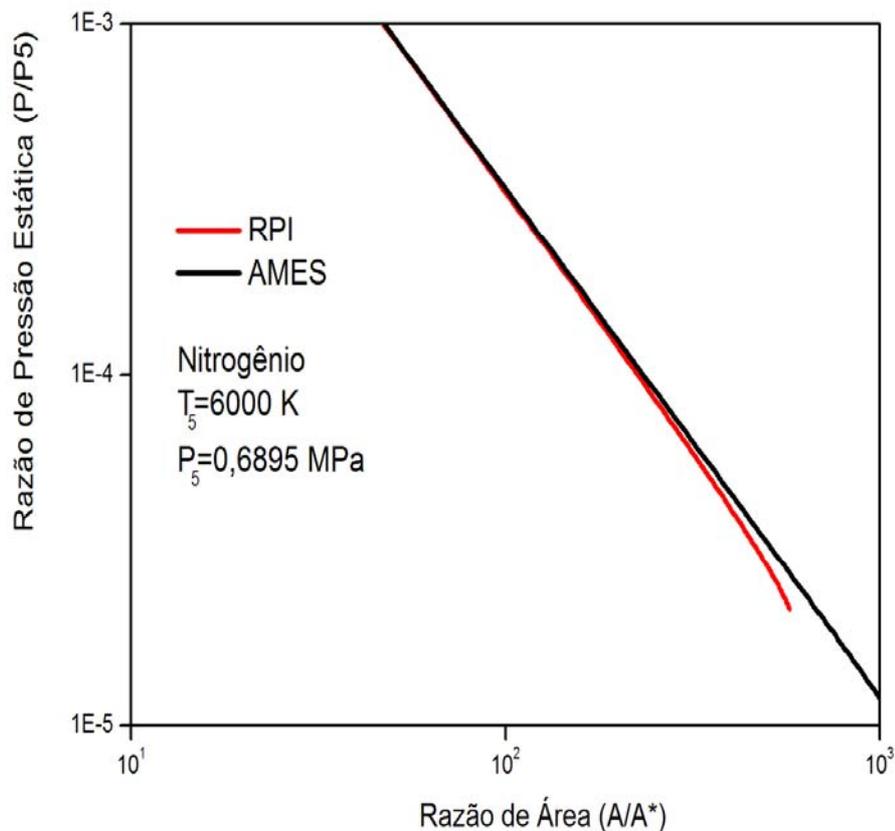


Figura 6.1 – Razão de pressão estática em função da razão de área para Nitrogênio.

A Figura 6.1 mostra resultados computacionais para a tubeira de perfil cônico RPI e para a tubeira de perfil de contorno Ames, com razão de calor específico igual a 1,4 para serem comparados com a Figura 6.2 para as mesmas condições de reservatório, com resultados considerando escoamento em equilíbrio e resultados experimentais. Para as condições de escoamento em equilíbrio na tubeira foi calculado para o nitrogênio usando o diagrama de Mollier (Nagamatsu Sheer, 1965).

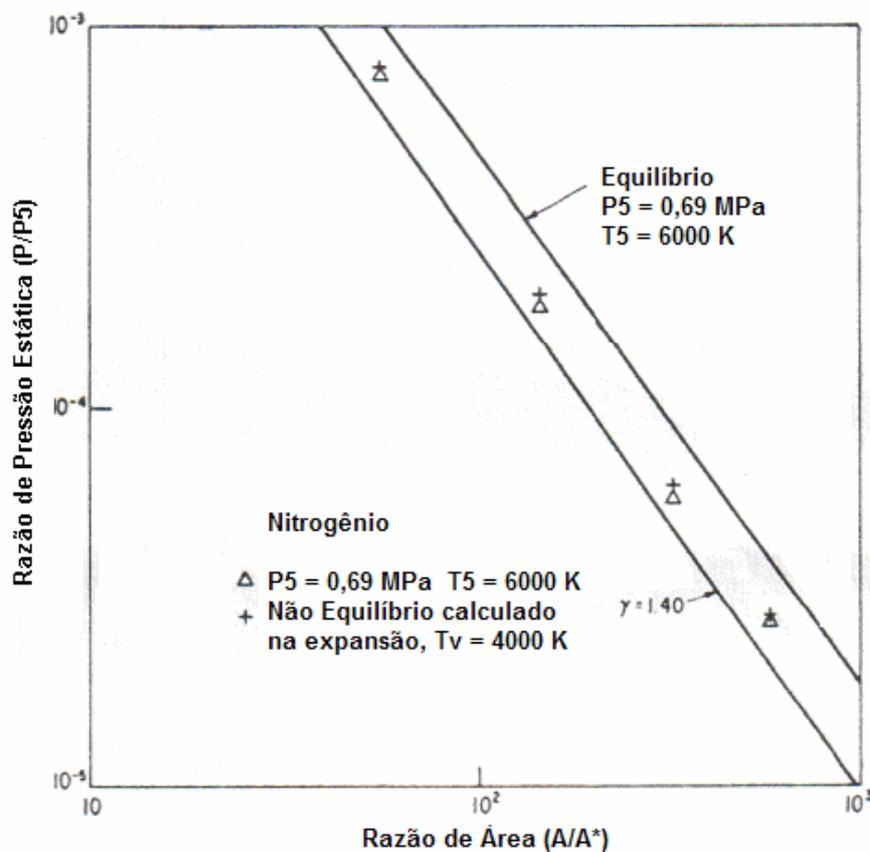


Figura 6.2 – Razão de pressão estática em função da razão de área para o Nitrogênio.
 Fonte: Nagamatsu e Sheer (1965)

No ensaio, o ambiente calculado para a temperatura translacional-rotacional é de 446 K na saída da tubeira, enquanto a temperatura vibracional foi assumida para o estado “frozen” em 4000 K perto da garganta da tubeira. (Nagamatsu & Sheer, 1965). Computacionalmente, esse mesmo ambiente foi calculado para a temperatura translacional-rotacional é de 365 K na saída

tubeira, enquanto para a temperatura vibracional do “frozen” de 3960, para a mesma condição de pressão e temperatura de reservatório.

A comparação para a temperatura vibracional e a localização do ponto de “frozen” é mostrado na Tabela 6.1 e na Figura 6.3.

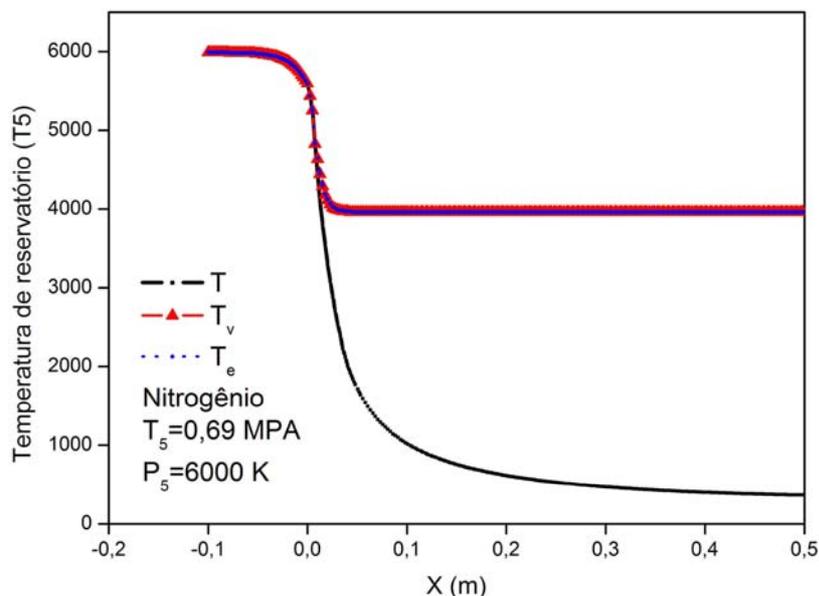


Figura 6.3 – Resultados computacionais para a temperatura translacional-rotacional, vibracional e eletrônica.

Tabela 6.1 – Propriedades do escoamento para a localização do “frozen” para a temperatura vibracional.

	P_5, Pa	T_5, K	X_{frozen}, m	$T_{V_{frozen}}, K$
<i>Experimental</i>	$6,9 \times 10^5$	6000	$4,72 \times 10^{-2}$	4000
<i>Computacional</i>	$6,9 \times 10^5$	6000	$4,30 \times 10^{-2}$	3960

A segunda parte do estudo, mostra resultados para pressão de reservatório de 0.69 MPa e temperatura de reservatório de 2000 K até 6000 K para a comparação para a tubeira de perfil cônico RPI da expansão de ar para a razão de área $A/A^*=56.2$, logo após a garganta sônica. A Figura 6.4 mostra

resultados utilizando o código com as condições de entrada para o perfil analisado, resultando em uma expansão próxima a condição de equilíbrio comparando com os resultados da Figura 6.5 para o as mesmas condições de pressão e temperatura de reservatório.

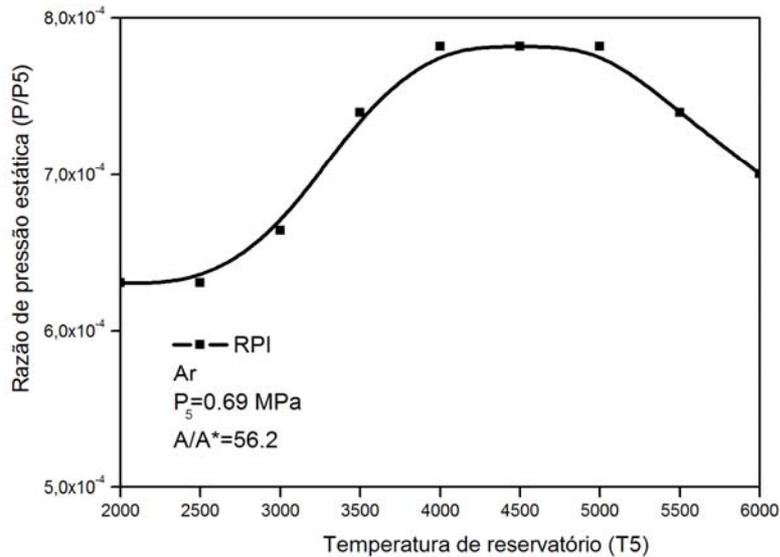


Figura 6.4 – Razão de pressão estática e temperatura de reservatório para a tubeira cônica RPI, $A/A^*=56.2$.

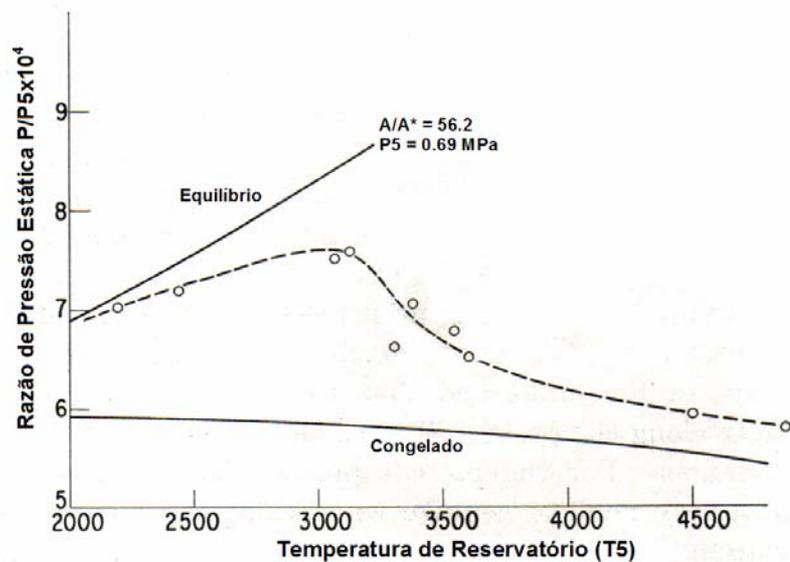


Figura 6.5 – Razão de pressão estática e temperatura de reservatório para a tubeira cônica RPI, $A/A^*=56.2$.

Fonte: Nagamatsu *et al* (1964)

A Figura 6.5 mostra resultados para o processo de expansão logo após a passagem do ar pela garganta da tubeira analisado na razão de área igual a 56.2, para condição de pressão de reservatório de 0.69 MPa e variando a temperatura de reservatório. Pode-se observar que a expansão do escoamento se aproxima da condição de equilíbrio para a temperatura de aproximadamente 3000 K. Os resultados computacionais mostrados na Figura 6.4 para essas mesmas condições, a expansão do escoamento tende à condição de equilíbrio com razões de pressão estática mais baixos até a temperatura de 3000 K, mantendo essa tendência até a temperatura de 4500 K.

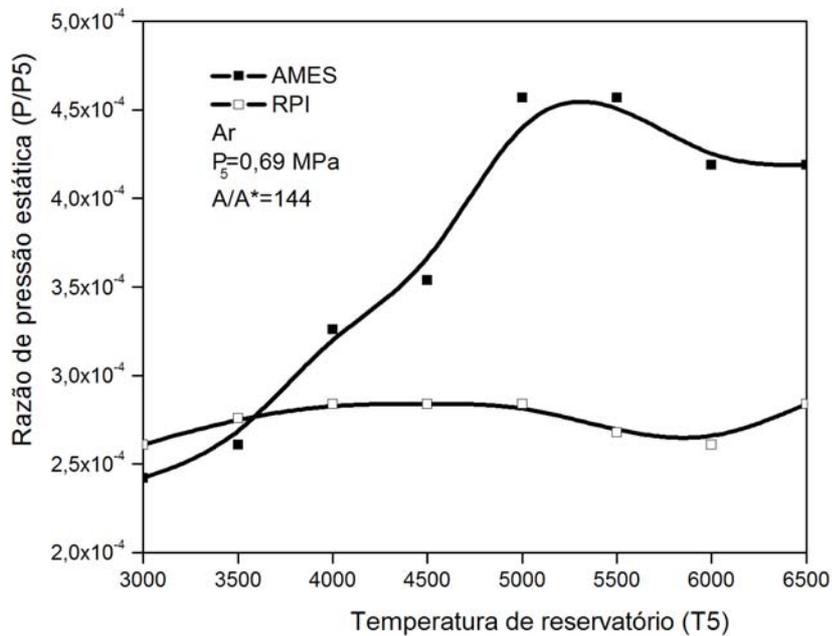


Figura 6.6 – Razão de pressão estática e temperatura de reservatório para a tubeira RPI e AMES, $A/A^*=144$.

A figura 6.6 mostra a comparação computacional para os dois perfis de tubeira, para a pressão de reservatório de 0.69 MPa e temperaturas de reservatório de 3000 K até 6500 K na razão de área $A/A^*=144$. Na tubeira de perfil de contorno AMES, o escoamento do ar atmosférico é mais lento, resultando em uma expansão mais próxima do equilíbrio para baixas pressões de reservatório. Para a temperatura de reservatório de 4000 K o perfil de

contorno da AMES mostra uma razão de pressão estática (P/P_5) mais elevada do que para a tubeira de perfil cônico RPI, devido a energia liberada através da reação de recombinação. Essa diferença espera-se diminuir com o aumento da pressão de reservatório para o perfil de contorno AMES.

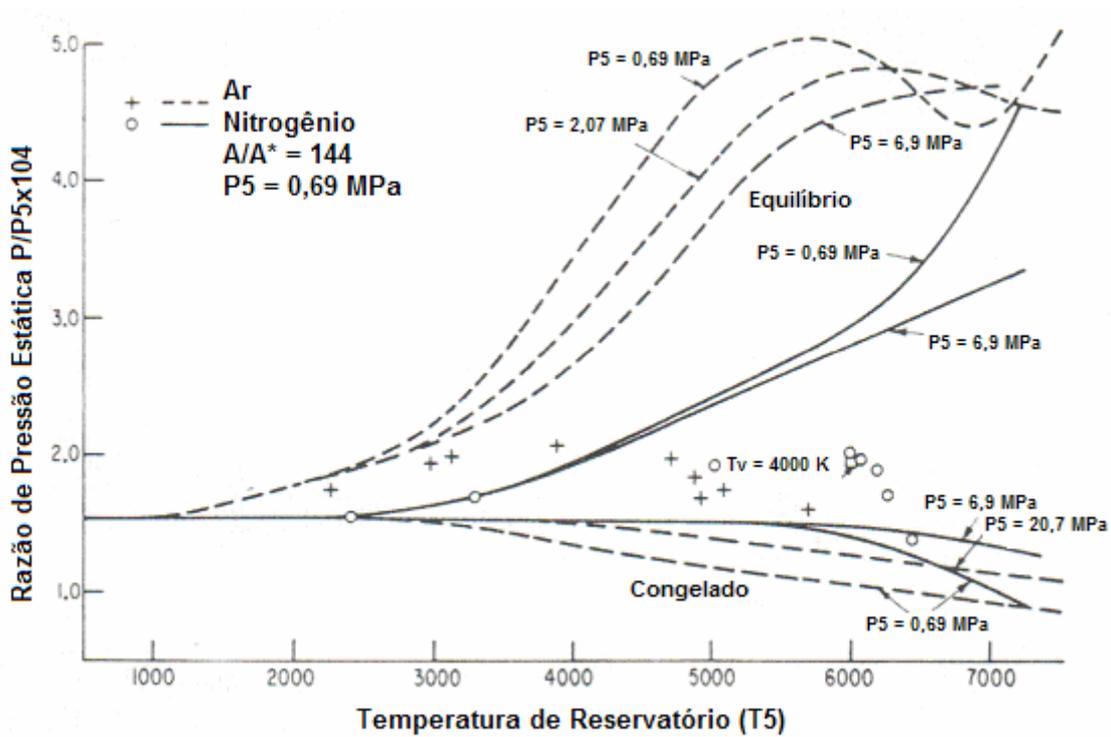


Figura 6.7 – Razão de pressão estática e temperatura de reservatório para a tubeira cônica RPI, $A/A^*=144$
 Fonte: Nagamatsu e Sheer (1965)

7 Resultados e Análises

Neste capítulo será feita a apresentação e a discussão dos resultados obtidos com a utilização do código NOZ3T, para temperatura de reservatório de 10000 K a uma pressão de reservatório de 0.69 MPa, para as geometrias da tubeiras de perfil de contorno AMES e a de perfil cônico RPI.

7.1 Resultados

Resultados computacionais para os perfis com contorno AMES e para o perfil cônico RPI, utilizando o código adaptado NOZ3T.

Os gráficos a seguir mostram concentração das espécies para N, O, N₂, O₂, NO, NO⁺, densidade, pressão, velocidade, número de Mach e as três temperaturas consideradas por Park na expansão do escoamento na tubeira de perfil cônico e com contorno para temperatura e pressão de reservatório de 10.000 K e 0.69 MPa, respectivamente.

Os resultados para estas condições de reservatório ficaram caracterizadas para a concentração das espécies químicas envolvidas, densidade, pressão, velocidade, número de Mach e temperatura translacional-rotacional, vibracional e eletrônica. Analisando os resultados para as concentrações das espécies, o perfil de contorno da tubeira AMES está fazendo seu papel, que é a de garantir $T_v = T_e$, considerando que este perfil de tubeira tenha sido considerada para expandir plasmas em baixas temperaturas, sendo que o contrário acontece com o perfil de tubeira cônico RPI, onde as temperaturas T_v e T_e não conseguem manter-se em equilíbrio. Há ainda a dificuldade em determinar a temperatura vibracional do “frozen”, fazendo com que não se possa determinar as características do escoamento em não-equilíbrio, uma vez que estas características são determinadas nesse tipo de escoamento, assumindo que o escoamento esteja em equilíbrio até o ponto de “frozen”.

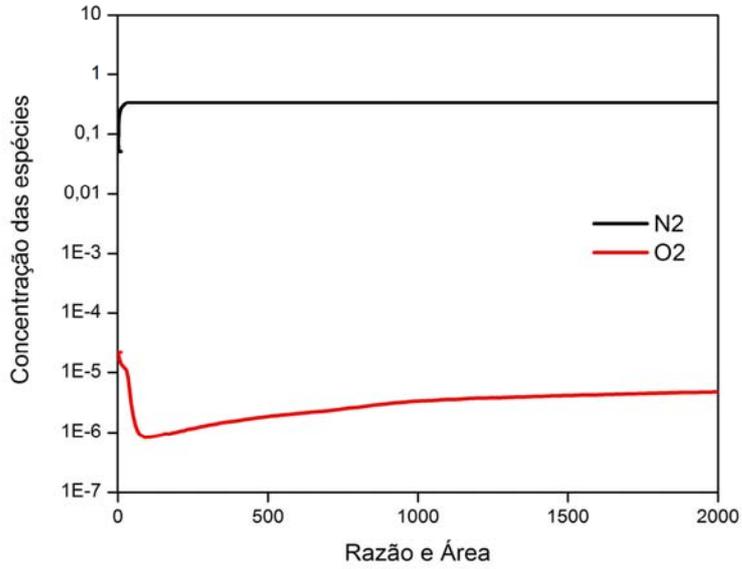


Figura 7.1 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil de contorno AMES.

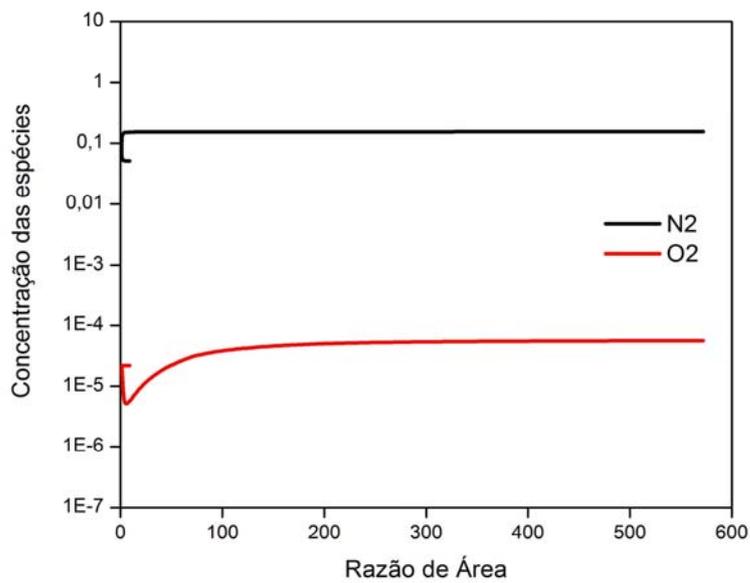


Figura 7.2 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil cônico RPI.

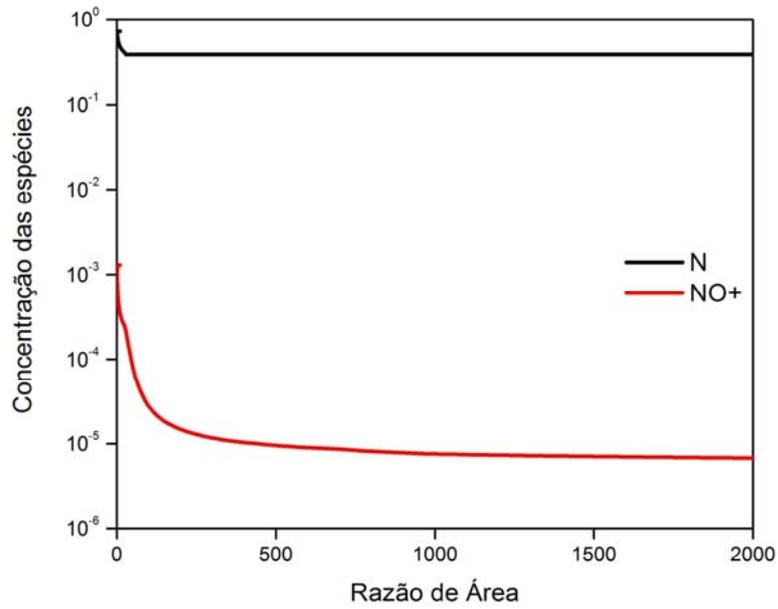


Figura 7.3 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil de contorno AMES.

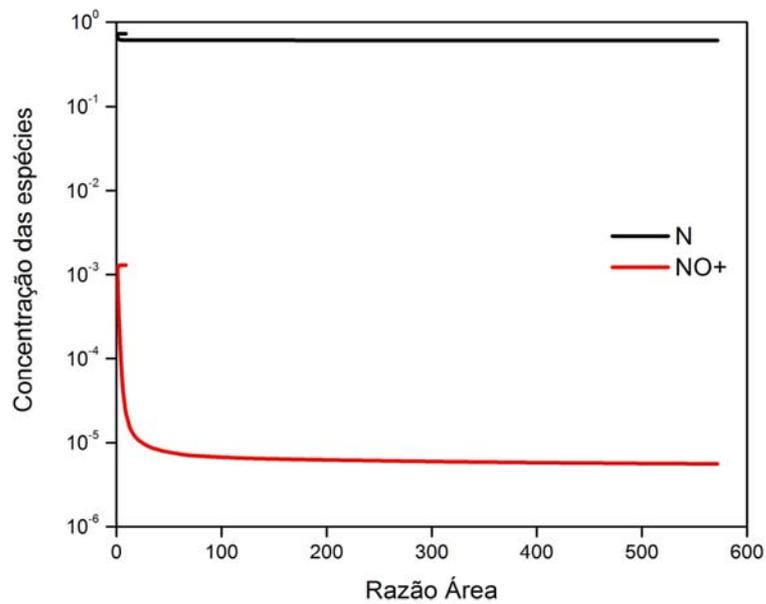


Figura 7.4 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil cônico RPI.

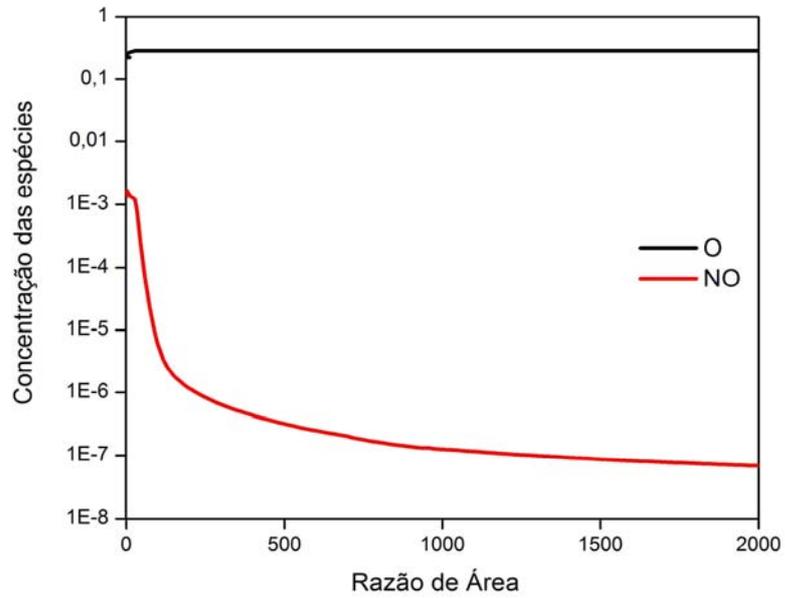


Figura 7.5 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil de contorno AMES.

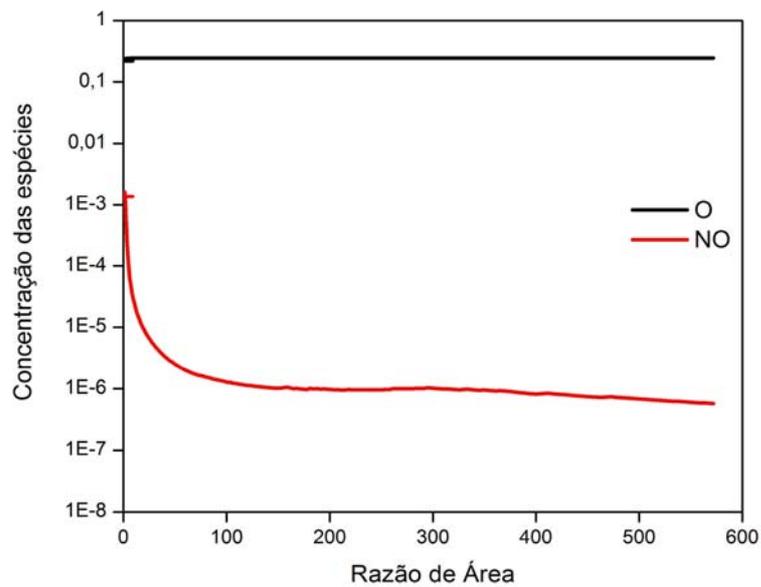


Figura 7.6 – Concentração das espécies em relação a razão de área para o perfil cônico RPI.

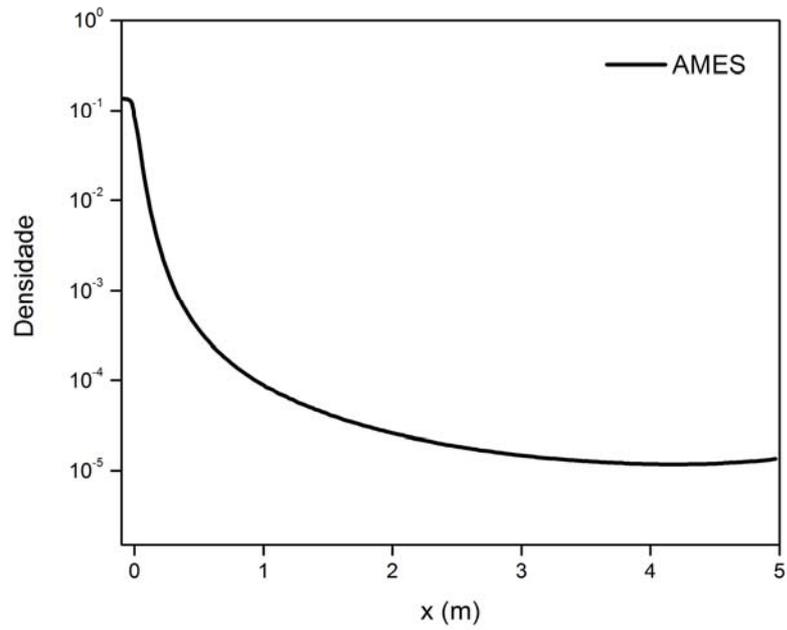


Figura 7.7 – Densidade em relação ao comprimento da tubeira para o perfil de contorno AMES.

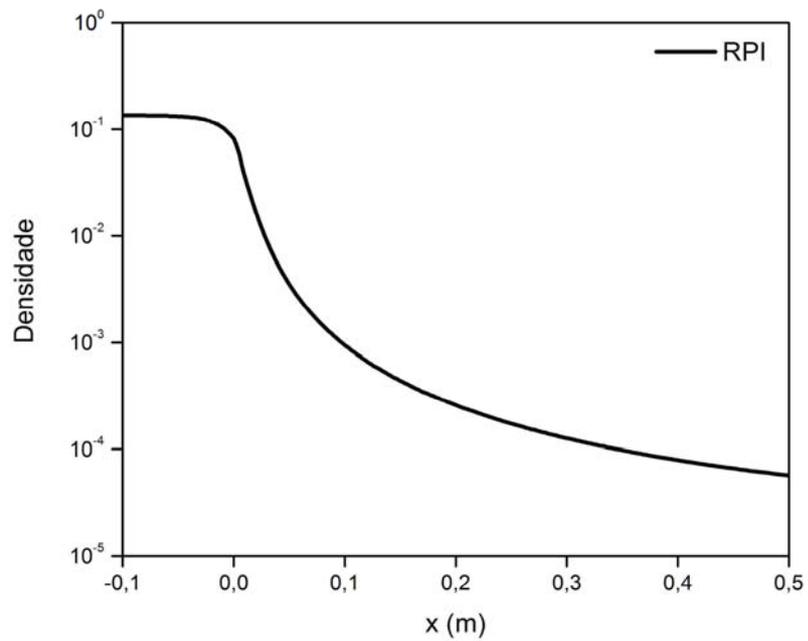


Figura 7.8 – Densidade em relação ao comprimento da tubeira para o perfil cônico RPI.

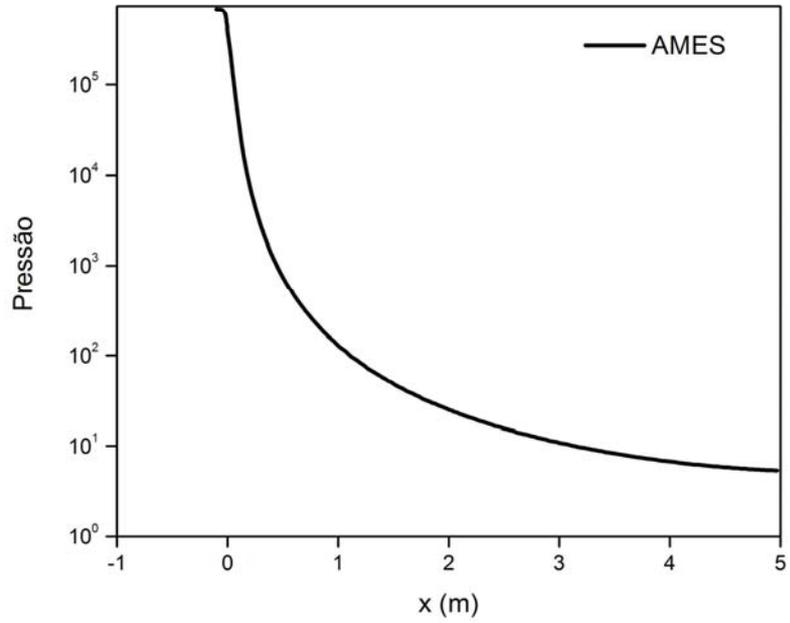


Figura 7.9 – Pressão em relação ao comprimento da tubeira para o perfil de contorno AMES.

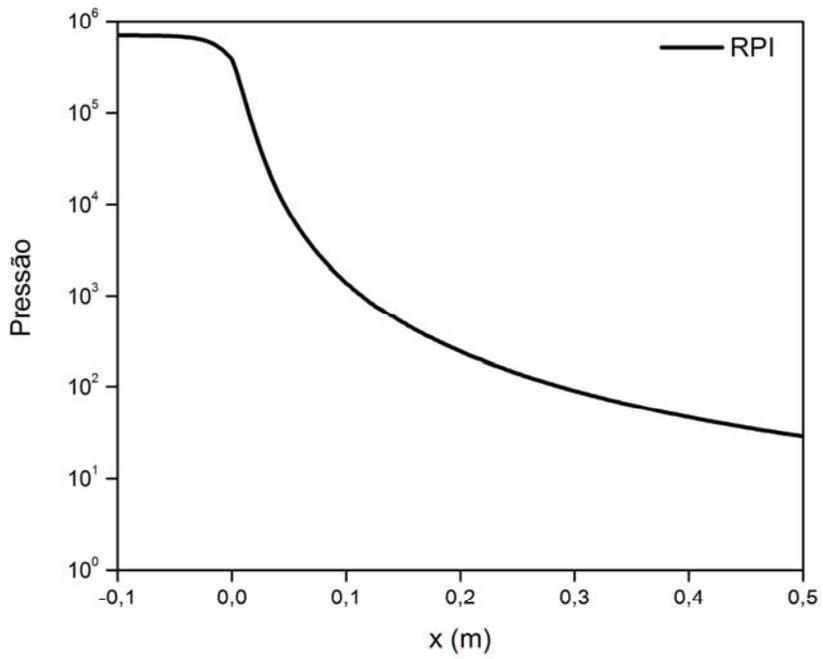


Figura 7.10 – Pressão em relação ao comprimento da tubeira para o perfil cônico RPI.

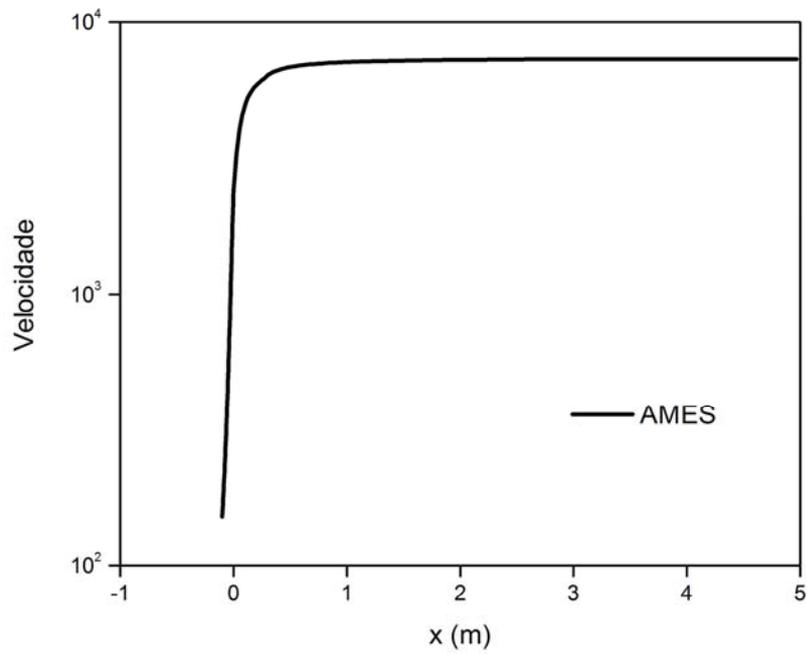


Figura 7.11 – Velocidade em relação ao comprimento da tubeira para o perfil de contorno AMES.

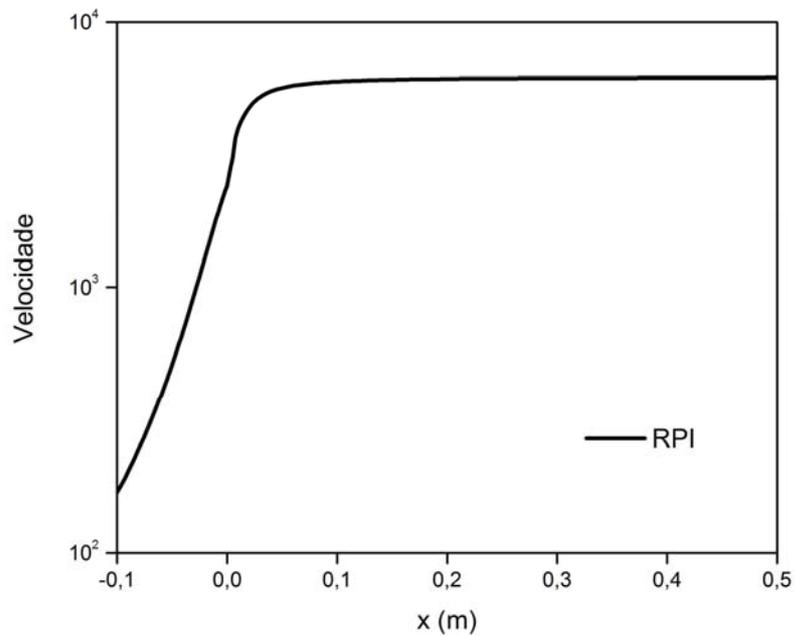


Figura 7.12 – Velocidade em relação ao comprimento da tubeira para o perfil cônico RPI.

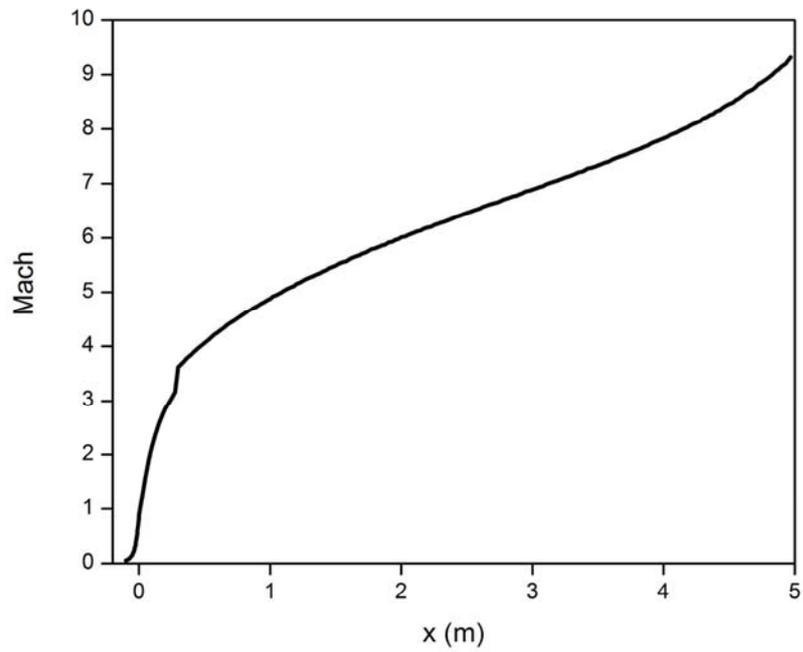


Figura 7.13 – Número de Mach em relação ao comprimento da tubeira para o perfil de contorno AMES.

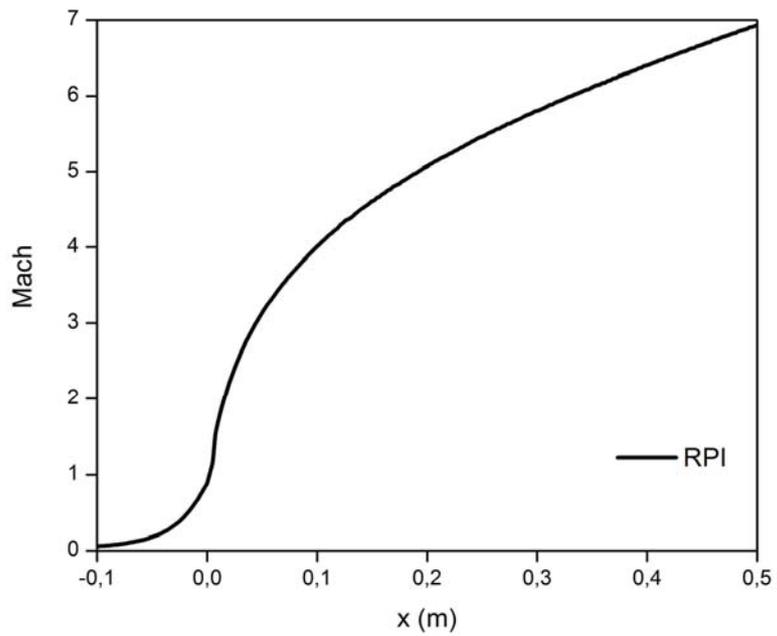


Figura 7.14 – Número de Mach em relação ao comprimento da tubeira para o perfil cônico RPI.

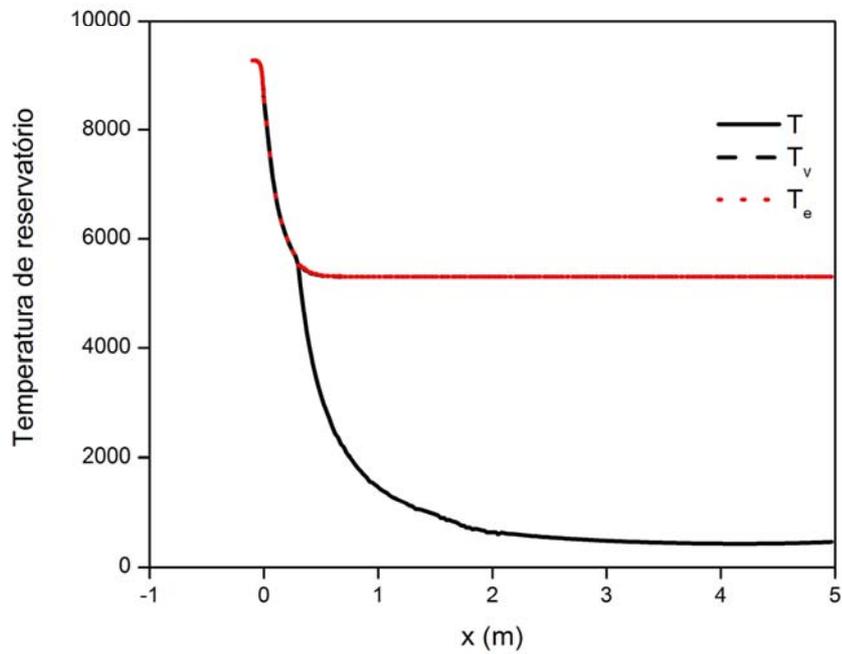


Figura 7.15 – Três temperaturas em relação ao comprimento da tubeira de perfil de contorno AMES.

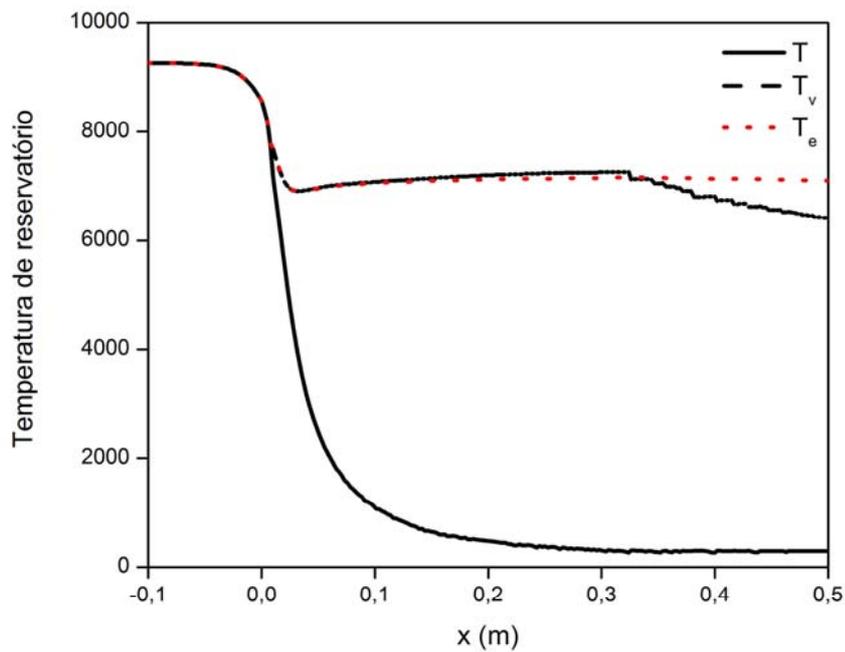


Figura 7.16 – Três temperaturas em relação ao comprimento da tubeira de perfil cônico RPI.

7.2 Conclusões

O objetivo deste trabalho foi atingido; a saber: adaptar o código computacional NOZ3T (Three Temperature Nozzle Flow Code) para a realizar análises de escoamentos hipersônicos em não-equilíbrio em tuberias convergente-divergente, para ser utilizado futuramente como ferramenta de análise dos resultados experimentais do túnel de choque hipersônico no Instituto de estudos Avançados do CTA Este código caracteriza-se pela solução de escoamentos compressíveis hipersônicos, unidimensionais, não difusivos e com não equilíbrio químico, utilizando o modelo de três temperaturas, sete espécies químicas (N, O, N₂, O₂, NO, NO⁺, e⁻) e 21 reações químicas para o ar atmosférico. Esta é inclusive, a principal contribuição do trabalho, uma vez que não há, no Laboratório de Aerodinâmica e Hipersônica Prof Henry T Nagamatsu do Instituto de Estudos Avançados – IEAv-CTA, um código com estas características.

Devido a escassez de resultados experimentais para problemas hipersônicos disponíveis na literatura, a validação do código foi feita para o caso de ar atmosférico e nitrogênio, com resultados obtidos experimentalmente por Nagamatsu *et al.* (1961) e Nagamatsu e Sheer (1965). Resultados computacionais foram comparados com o cálculo do escoamento em condição de equilíbrio e “frozen” para a geometria de perfil cônico PRI para diferentes condições de reservatório.

Como ultimo caso, foi analisado numericamente o escoamento para o caso de valor ainda mais alto de temperatura de reservatório para uma baixa pressão de reservatório, sendo uma ótima proposta para trabalhos futuros com o NOZ3T. A ionização total poderia ser adicionada para permitir a solução de problemas com altíssimas temperaturas, partindo para o modelo de 11 espécies para o ar.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AIT-ALI-YAHIA, D., HABASHI, W. G. Finite element adaptive method for hypersonic thermochemical nonequilibrium Flow. **AIAA Journal**, 1997, v. 35(8), p. 1294-1302.

ANDERSON, J. D. **Computational fluid dynamics: the basic applications**. New York: McGraw-Hill, 1995.

ANDERSON, J. D., JR. **Fundamentals of aerodynamics**. New York: McGraw-Hill, 1991.

ANDERSON, J. D. **Hypersonic and high temperature gas dynamics**. New York: McGraw-Hill, 1989.

BOTTIN, B. Thermodynamics properties of arbitrary perfect gas mixtures at low pressures and high temperature. **Progress in Aerospace Science**, n. 36, p. 547-579, 2000.

DAVIS, R., T. Numerical solutions of the hypersonic viscous shock-layer equations. **AIAA Journal**, 1970, v. 8(5), p. 843-851.

DÉSIDÉRI, J. A. The computation over unstructured grids of inviscid hypersonic reactive flows by upwind finite volume schemes. In: **Computational methods in hypersonic aerodynamics**, T.K.S. Murthy (Ed.), Computational Mechanics Publications, Kluwer Academic publishers, 1991, cap. 11, p. 387-446.

DWENNELL, J. H. **Principles of aerodynamics**. New York: McGraw-Hill, 1949, cap. 2, p. 22-56.

GNOFFO, P. A., GUPTA, O. N., SHINN, J. L. Conservation equations and physical models for hypersonic air flows em thermal and chemical nonequilibrium. **NASA Technical Paper**, (TP – 2867), 1989, p. 1-58.

KESSLER, M. P. **Simulação numérica de escoamentos hipersônicos em não-equilíbrio termo-químico através de método de elementos finitos**. 2002. 122 p. Tese de Doutorado em Engenharia – Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2002.

LAX, P., WENDROFF, B. Systems of conservation laws. **Communications on pure and applied mathematics**. 1960, v. 13, p. 217-237.

LAX, P., WENDROFF, B. On the stability of difference schemes. **Communications on pure and applied mathematics**. 1962, v. 15, p. 363-371.

LAX, P., WENDROFF, B. Difference schemes for hyperbolic equations with high order of accuracy. **Communications on pure and applied mathematics**. 1964, v. 17, p. 381-398.

LEE, J. H. **Basic governing equations for the flight regimes of aeroassisted orbital transfer vehicles**. 1985, p. 3-53, v. 96 of Nelson (1985).

LIEPMANN, H. W., ROSHKO, A. **Elements of gasdynamics**. New York: John Wiley, 1957.

LOMAX, H. **Stable implicit and explicit numerical methods for integrating quasi-linear differential equations with parasitic-stiff and parasitic-saddle eigenvalues**. NASA D – 4703, July 1968.

LU, F. K. Advanced hypersonic test facilities, **Progress in astronautics and aeronautics series**, AIAA, v. 198, 2002.

LUKASIEWICZ, J. **Experimental methods of hypersonic**, Marcel Dekker, inc., 1973.

MALISKA, C. R. **Transferência de calor e mecânica de fluidos computacional**. Rio de Janeiro: LTC, 1995.

MEIRA FILHO, L. G., FORTES, L. T. G., e BARCELOS, E. D., A natureza estratégica das atividades espaciais e o papel da AEB, **Parcerias Estratégicas**, (7), 1999., p. 7-20

MEN'SHOV, I., NAKAMURA, Y. Numerical simulations and experimental comparisons for high speed nonequilibrium air flows. **Fluid dynamics research**, 2000, v. 27, p. 305-334.

MORAES JR, P., PILCHOWSKI, H. U. **Plataforma orbital recuperável para experimentação ambiente de microgravidade**. In XIV COBEM.

MORETTI, G., ABBETE, M. A time-dependent computational method for blunt body flow. **AIAA Journal**, 1966, v. 4(12), p. 2136-2141.

NAGAMATSU, H. T., WORKMAN, J. B., SHEER, R. E., JR. Hypersonic nozzle expansion of air with atom recombination present. **Journal of The Aerospace Sciences**, 1961, v. 28, p. 833-837.

NAGAMATSU, H. T. **Shock tube technology and design**, cap. 3, Fundamental data obtained from shock tube experiments, Editor Antonio Ferri, Pergamon Press, 1961.

NAGAMATSU, H. T., SHEER, R. E., JR. Vibrational relaxation and recombination of nitrogen and air in hypersonic nozzle flows. **AIAA Journal**, 1965, v. 3(8).

PARK, C. **Convergence of computation of chemical reacting flows**. 1986, p. 478-513, v. 103 of Moss & Scott (1986).

PARK, C. **Problems of rate chemistry in the flight regimes of aeroassisted orbital transfer vehicles**. 1985, p. 511-537, vol. 96 of Nelson (1985).

PARK, C. **Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics**. New York: John Wiley, 1990

RIZZI, A. W., BAILEY, H. E. Split Space-Marching Finite-Volume Method for Chemically Reacting Supersonic Flow. **AIAA Journal**, 1976, v. 14(5), p. 621-628.

SARMA. G. S. R. Physico-Chemical Modelling in Hypersonic Flow Simulation. **Progress in Aerospace Science**, 2000, v. 36, p. 281-349.

SHAMES, J. H. **Mecânica dos fluidos: Princípios básicos**. São Paulo: Edgar Blucher, 1973.

SHAPIRO, A. H. **The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow**. New York: Ronald Press, 1953.

SKROTZKI, B. G. A. **Basic thermodynamics: Elements of energy systems**. New York: McGraw-Hill, 1963, cap. 3, p. 15-24.

STERMANN, I. **Gases at low density**. In Rossini, F.D. (Ed) Thermodynamics and Physics. Princeton: Princeton, 1955, p. 736-770.

VINCENTI, W. G., KRUGER, C. H. **Introduction to physical gas dynamics**. New York: John Wiley and Sons, 1965.

WIKIPÉDIA, A Enciclopédia livre. **Sputnik I**. Disponível em:

<<http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/c/c5/Sputnik.jpg>> Acesso em: 22 de abril de 2009.

WIKIPÉDIA, A Enciclopédia livre. **R-7**. Disponível em:

<http://pt.wikipedia.org/wiki/Ficheiro:Lancio_sputnik.jpg> Acesso em : 22 de abril de 2009.

WIKIPÉDIA, A Enciclopédia livre. **Sputnik II**. Disponível em:

< http://pt.wikipedia.org/wiki/Ficheiro:Sputnik2_vsm.jpg > Acesso em: 22 de abril de 2009.

WIKIPÉDIA, A Enciclopédia livre. **Vostok I**. Disponível em:

< http://pt.wikipedia.org/wiki/Ficheiro:Vostok_spacecraft.jpg > Acesso em: 22 de abril de 2009.