

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE TECNOLOGIA
CURSO DE GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AEROESPACIAL

Luiz Henrique Silva Marques Soares

**MODELAGEM E IMPLEMENTAÇÃO DE FERRAMENTA PARA PROJETO
PRELIMINAR DE MOTOR HIPERSÔNICO ASPIRADO**

Santa Maria, RS
2020

Luiz Henrique Silva Marques Soares

**MODELAGEM E IMPLEMENTAÇÃO DE FERRAMENTA PARA PROJETO PRELIMINAR
DE MOTOR HIPERSÔNICO ASPIRADO**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Curso de Graduação em Engenharia Aeroespacial da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Bacharel em Engenharia Aeroespacial**. Defesa realizada por videoconferência.

ORIENTADOR: Prof. João Felipe de Araújo Martos

Santa Maria, RS
2020

©2020

Todos os direitos autorais reservados a Luiz Henrique Silva Marques Soares. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

Endereço: Rua Papa João XXIII, 53, Casa, Vila São Geraldo, Barão de Cocais, MG, Brasil

End. Eletr.: luizsms11@yahoo.com.br

Luiz Henrique Silva Marques Soares

**MODELAGEM E IMPLEMENTAÇÃO DE FERRAMENTA PARA PROJETO PRELIMINAR
DE MOTOR HIPERSÔNICO ASPIRADO**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Curso de Graduação em Engenharia Aeroespacial da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Bacharel em Engenharia Aeroespacial**.

Aprovado em 2 de outubro de 2020:

João Felipe de Araújo Martos, Dr. (UFSM)
(Presidente/Orientador)

Giuliano Demarco, Dr. (UFSM)

Paulo Gilberto de Paula Toro, Dr. (UFRN)

Santa Maria, RS
2020

AGRADECIMENTOS

Agradeço, primeiramente, à Deus, pela minha vida e por proporcionar a perseverança necessária durante o curso.

Agradeço aos meus pais, Otacilio e Miriam, ao meu irmão, João Henrique, a minha tia, Nízia, e a todos familiares que, de alguma forma, me auxiliaram e me possibilitaram as condições necessárias para a conclusão dos estudos.

Agradeço ao meu orientador, João Felipe de Araújo Martos, por todo empenho, auxílio, dedicação e ensinamentos e tempo disponibilizados ao longo do trajeto na UFSM.

Agradeço aos amigos que desenvolvi ao longo da graduação, por toda amizade e companheirismo compartilhado, especialmente ao Alan Pitthan, Augusto Morcelli, Emily Isaia, Jonas Muller, Fortunato Neto, Nicolás Musskopf e Victor França.

Agradeço à Universidade Federal de Santa Maria e a seus respectivos funcionários e professores, pela estrutura, experiências e conhecimentos passados ao longo desses 5 anos.

Agradeço à todos, que, de alguma forma, contribuíram para minha formação acadêmica e realização deste trabalho.

RESUMO

MODELAGEM E IMPLEMENTAÇÃO DE FERRAMENTA PARA PROJETO PRELIMINAR DE MOTOR HIPERSÔNICO ASPIRADO

AUTOR: Luiz Henrique Silva Marques Soares

ORIENTADOR: João Felipe de Araújo Martos

Neste trabalho, apresenta-se a modelagem e implementação de uma ferramenta para projeto preliminar de motor hipersônico aspirado, utilizando tecnologia *scramjet*. Considerou-se as geometrias planar e axissimétrica (Oswatitsch) e seccionou-se o modelo em seções de compressão, combustão e expansão. Para as seções de compressão, foi utilizada a teoria da onda de choque oblíqua na geometria planar, e a teoria de onda de choque cônica para a geometria axissimétrica. Além disso, adotou-se o método da máxima recuperação da pressão para evitar perdas de desempenho durante a compressão. Na seção de combustão, modelada igualmente para as duas geometrias, considerou-se a teoria de adição de calor a um escoamento unidimensional (Escoamento de Rayleigh). Na seção de expansão, para a geometria planar, implementou-se a teoria das ondas de expansão de Prandtl-Meyer e, posteriormente, a teoria da razão de áreas. Para a geometria axissimétrica, considerou-se a modelagem de uma tubeira do tipo *spike*. De maneira a realizar uma análise aprofundada, determinou-se a hipótese de gás real, pela variação do coeficiente de expansão adiabática em função da temperatura, e a presença da camada limite na região de compressão. De modo a verificar a eficácia da ferramenta, foram propostas geometrias desenvolvidas para voo à 30 km de altitude geopotencial a número de Mach 7. Na sequência, a ferramenta e os resultados obtidos foram validados com simulações de fluidodinâmica realizadas no *software* Ansys Fluent. Além disso, demonstrou-se a influência da geometria nas propriedades do escoamento ao longo dos modelos, apresentou-se os empuxos gerados para os casos estudados. Por fim, considerou-se que os objetivos foram alcançados e ressaltou-se a necessidade de possuir metodologias analíticas, numéricas e experimentais no projeto de um motor *scramjet*.

Palavras-chave: Hipersônica. Propulsão Aspirada. *Scramjet*. Ondas de Choque Oblíquas Planas. Ondas de Choque Cônicas. Planar. Axissimétrico. Adição de Calor. Expansão. Modelagem. Implementação. Camada Limite.

ABSTRACT

MODELING AND IMPLEMENTATION OF A TOOL FOR PRELIMINARY HYPERSONIC AIRBREATHING ENGINE DESIGN

AUTHOR: Luiz Henrique Silva Marques Soares

ADVISOR: João Felipe de Araújo Martos

In this work, a tool for preliminary hypersonic airbreathing design, scramjet technology, is modeled and implemented. It was considered planar and axisymmetric geometries and the model was sectioned into inlet, combustor and expansion sections. For planar inlet, the oblique shock wave theory was used and, for axisymmetric inlet, the conical shock wave theory was adopted. Besides that, to avoid loss performance, the theory of total pressure recovery was considered. In combustor section, modeled equally for the two geometries, the theory of unidimensional flow with heat addition (Rayleigh Flow), was considered. In the expansion section, for planar geometry, the Prandtl-Meyer expansion waves and the area ratio theory were used. For axisymmetric geometry the spike nozzle was used. For more realistic analysis, real gas was considered by adiabatic expansion coefficient variation in temperature function and the inlet boundary layer is determined. To tool efficiency verify, a geometries development to fly at geopotential altitude of 30 km in Mach number 7 was proposed. Then, the tool and the obtained results were validated with fluid dynamics simulation in Ansys Fluent software. At the end, considered that the objectives were achieved and noted the need to develop analytics, numerical and experimental methodologies to project scramjet engine.

Keywords: Hypersonic. Airbreathing Propulsion. Scramjet. Oblique Shock Wave. Conical Shock Wave. Planar. Axisymmetric. Modeling. Implementation. Boundary Layer.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Esquema de motor <i>ramjet</i>	16
Figura 1.2 – Esquema de motor <i>scramjet</i>	16
Figura 1.3 – Desempenho característico por tipo de motor.	18
Figura 1.4 – HyShot II acoplado à carga útil do foguete Terrier-Orion.	20
Figura 1.5 – Onda de choque oblíqua plana.	24
Figura 1.6 – Diagrama de velocidades da onda de choque oblíqua.	26
Figura 1.7 – Choque refletido em superfície sólida.	28
Figura 1.8 – Escoamento supersônico incidindo em geometria cônica.	29
Figura 1.9 – Coordenadas esféricas para o corpo axissimétrico.	30
Figura 1.10 – Esquemático de admissão supersônica.	31
Figura 1.11 – Esquemático da discretização do escoamento.	32
Figura 1.12 – Geometria Oswatitsch	33
Figura 1.13 – Geometria Busemann.	34
Figura 1.14 – Geometria Planar.	35
Figura 1.15 – Gradiente de velocidade resultante da presença da camada limite em placa plana.	36
Figura 1.16 – Definição do deslocamento na presença dos efeitos viscosos.	37
Figura 1.17 – Comportamento do ar para um espectro de temperatura.	39
Figura 1.18 – Diagrama de um choque normal.	39
Figura 1.19 – Volume de controle para análise de escoamento unidimensional.	40
Figura 1.20 – Adição de calor a um escoamento unidimensional.	41
Figura 1.21 – Volume de Controle para um sistema de expansão.	42
Figura 1.22 – Expansão de Prandtl-Meyer.	44
Figura 1.23 – Geometria genérica para tubeira <i>spike</i>	46
Figura 1.24 – Volume de controle para cálculo do empuxo não instalado	47
Figura 2.1 – Organograma geral da modelagem.	48
Figura 2.2 – Perfil de temperatura em função da altitude geopotencial.	50
Figura 2.3 – Metodologia aplicada na seção de admissão.	53
Figura 2.4 – Metodologia da modelagem do escoamento para geometria planar.	54
Figura 2.5 – Esquema geral da admissão planar.	54
Figura 2.6 – Metodologia da modelagem do escoamento para geometria axissimétrica.	56
Figura 2.7 – Escoamento incidente em geometria cônica.	57
Figura 2.8 – Determinação do comprimento das rampas.	58
Figura 2.9 – Presença do deslocamento da camada limite.	59
Figura 2.10 – Esquemático geral da expansão.	61
Figura 2.11 – Esquemático da expansão interna.	62
Figura 2.12 – Esquemático da expansão axissimétrica.	63
Figura 3.1 – Compressão planar de três rampas.	66
Figura 3.2 – Câmara de combustão para geometria planar.	68
Figura 3.3 – Geometria de expansão da configuração planar.	69
Figura 3.4 – Geometria final da configuração planar (Dimensões em milímetros).	70
Figura 3.5 – Modelagem da geometria planar no <i>software</i> Ansys Fluent.	71
Figura 3.6 – Modelagem da fonte de calor no interior da câmara de combustão.	71
Figura 3.7 – Visualização das ondas de choque oblíquas planas da formação da geo-	

metria de expansão.	72
Figura 3.8 – Visualização das ondas de choque oblíquas e da camada limite.	73
Figura 3.9 – Visualização da incidência das ondas de choque oblíquas planas.	73
Figura 3.10 – Visualização do calor adicionado na câmara de combustão.	74
Figura 3.11 – Comparação analítica e numérica entre o número de Mach ao longo do modelo planar sem efeitos viscosos.	74
Figura 3.12 – Comparação analítica e numérica entre a Temperatura ao longo do modelo planar sem efeitos viscosos.	75
Figura 3.13 – Comparação analítica e numérica entre a Pressão ao longo do modelo planar sem efeitos viscosos.	75
Figura 3.14 – Comparação analítica e numérica entre a Velocidade ao longo do modelo planar sem efeitos viscosos.	76
Figura 3.15 – Configuração da compressão para geometria cônica.	77
Figura 3.16 – Geometria final da configuração axissimétrica (Dimensões em milímetros).	80
Figura 3.17 – Visualização das ondas de choque cônicas da formação da geometria de expansão.	81
Figura 3.18 – Visualização das ondas de choque cônicas.	82
Figura 3.19 – Visualização da incidência das ondas de choque cônicas.	82
Figura 3.20 – Visualização do calor adicionado na câmara de combustão.	83
Figura 3.21 – Comparação analítica e numérica entre o número de Mach ao longo do modelo axissimétrico sem efeitos viscosos.	83
Figura 3.22 – Comparação analítica e numérica entre a Temperatura ao longo do modelo axissimétrico sem efeitos viscosos.	84
Figura 3.23 – Comparação analítica e numérica entre a Pressão ao longo do modelo axissimétrico sem efeitos viscosos.	84
Figura 3.24 – Comparação analítica e numérica entre a Velocidade ao longo do modelo axissimétrico sem efeitos viscosos.	85
Figura 3.25 – Geometria da camada limite.	86
Figura 3.26 – Acomodação da camada na câmara de combustão.	87
Figura 3.27 – Visualização das ondas de choque oblíquas planas da formação da geometria de expansão.	89
Figura 3.28 – Visualização das ondas de choque oblíquas e da camada limite.	90
Figura 3.29 – Visualização da incidência das ondas de choque oblíquas planas.	90
Figura 3.30 – Visualização do calor adicionado na câmara de combustão.	91
Figura 3.31 – Comparação analítica e numérica entre o número de Mach ao longo do modelo planar.	91
Figura 3.32 – Comparação analítica e numérica entre a Temperatura ao longo do modelo planar.	92
Figura 3.33 – Comparação analítica e numérica entre a Pressão ao longo do modelo planar.	92
Figura 3.34 – Comparação analítica e numérica entre a Velocidade ao longo do modelo planar.	93
Figura 3.35 – Gradiente de velocidade ao final da terceira superfície.	94
Figura 3.36 – Visualização das ondas de choque cônicas da formação da geometria virtual na expansão.	97
Figura 3.37 – Visualização das ondas de choque cônicas e da camada limite.	97
Figura 3.38 – Visualização da incidência das ondas de choque cônicas.	98

Figura 3.39 – Visualização do calor adicionado na câmara de combustão.	98
Figura 3.40 – Comparação analítica e numérica entre o número de Mach ao longo do modelo axissimétrico.	99
Figura 3.41 – Comparação analítica e numérica entre a Temperatura ao longo do modelo axissimétrico.	99
Figura 3.42 – Comparação analítica e numérica entre a Pressão ao longo do modelo axissimétrico.	100
Figura 3.43 – Comparação analítica e numérica entre a Velocidade ao longo do modelo axissimétrico.	100
Figura 3.44 – Gradiente de velocidade ao final da terceira superfície.	101
Figura 3.45 – Número de Mach ao longo dos modelos analíticos implementados.	103
Figura 3.46 – Pressão ao longo dos modelos analíticos implementados.	104
Figura 3.47 – Temperatura ao longo dos modelos analíticos implementados.	104
Figura 3.48 – Velocidade ao longo dos modelos analíticos implementados.	105

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Atmosfera padrão ISA e seus parâmetros para cada camada.....	50
Tabela 3.1 – Propriedades do escoamento a Mach 7 e 30 km de altitude geopotencial.	64
Tabela 3.2 – Requisitos de projeto.	65
Tabela 3.3 – Geometria da admissão planar.....	66
Tabela 3.4 – Propriedades do escoamento na seção de compressão planar.	66
Tabela 3.5 – Razão de pressão total ao longo dos choques.	67
Tabela 3.6 – Características geométricas da câmara de combustão planar.	68
Tabela 3.7 – Propriedades do escoamento na câmara de combustão planar.....	68
Tabela 3.8 – Propriedades do escoamento na expansão planar.....	70
Tabela 3.9 – Empuxo não instalado, configuração planar.	70
Tabela 3.10 – Condições iniciais da modelagem numérica da geometria planar sem a camada limite.	72
Tabela 3.11 – Geometria inicial da configuração axissimétrica.....	77
Tabela 3.12 – Geometria inicial da configuração axissimétrica.....	77
Tabela 3.13 – Comprimento dos cones na configuração axissimétrica.	78
Tabela 3.14 – Propriedades do escoamento na compressão axissimétrica.....	78
Tabela 3.15 – Características geométricas da câmara de combustão axissimétrica. .	79
Tabela 3.16 – Propriedades do escoamento na câmara de combustão axissimétrica..	79
Tabela 3.17 – Propriedades do escoamento na expansão plana.....	79
Tabela 3.18 – Empuxo não instalado, configuração axissimétrica.	80
Tabela 3.19 – Condições iniciais da modelagem numérica da geometria planar sem a camada limite.	81
Tabela 3.20 – Modificações geométricas pela presença da camada limite.	86
Tabela 3.21 – Novos ângulos dos choque oblíquos.....	87
Tabela 3.22 – Novas propriedades do escoamento na câmara de combustão.....	87
Tabela 3.23 – Nova geometria da câmara de combustão planar.	88
Tabela 3.24 – Novas propriedades do escoamento na câmara de combustão planar..	88
Tabela 3.25 – Empuxo não instalado, configuração planar.	88
Tabela 3.26 – Condições iniciais da modelagem numérica da geometria planar.....	89
Tabela 3.27 – Estimativa de espessura da camada limite ao final da terceira rampa...	94
Tabela 3.28 – Modificações geométricas pela presença da viscosidade.....	95
Tabela 3.29 – Novos ângulos dos choques cônicos.....	95
Tabela 3.30 – Novas propriedades do escoamento na câmara de combustão do modelo axissimétrico.	95
Tabela 3.31 – Nova geometria da câmara de combustão do modelo axissimétrico. ...	95
Tabela 3.32 – Novas propriedades do escoamento na câmara de combustão do modelo axissimétrico.	96
Tabela 3.33 – Empuxo não instalado da configuração axissimétrica.	96
Tabela 3.34 – Condições iniciais da modelagem numérica da geometria axissimétrica.	96
Tabela 3.35 – Estimativa de espessura da camada limite ao final da terceira superfície.	101
Tabela 3.36 – Comparação entre as geometrias de compressão.....	102
Tabela 3.37 – Comparação entre a espessura da camada limite ao final da terceira superfície.....	103
Tabela 3.38 – Comparação entre as propriedades de saída entre as configurações. ...	105
Tabela 3.39 – Comparação entre o empuxo não instalado entre as configurações. ...	106

Tabela 3.40 – Comparação entre vazão mássica entre as configurações. 106

LISTA DE SÍMBOLOS

α	Ângulo entre a linha característica e o eixo longitudinal
β	Ângulo da onda de choque
γ	Coefficiente de expansão adiabática
δ	Espessura do deslocamento da camada limite
δ^*	Ângulo do escoamento
θ	Ângulo de superfície
λ	Constante da solução de onda de choque oblíqua
μ	Ângulo da onda de Mach
ν	Função de Prandtl-Meyer
Π	Razão de pressão total
ρ	Densidade
ψ	Definição da intensidade de choque oblíquo
A	Área da seção transversal
a	Velocidade do som
c_p	Capacidade térmica a pressão constante
c_v	Capacidade térmica a volume constante
C^*	Constante de Chapman-Rubesin
C_n	Gradiente de temperatura
e	Energia interna
f	Forças de corpo
$f(\cdot, \cdot)$	Função de (\cdot) por (\cdot)
g_0	Campo gravitacional na latitude de 45°
h	Entalpia
H	Altura
L	Comprimento
M	Número de Mach
M_n	Número de Mach normal ao choque

p	Pressão
Pr	Número de Prandtl
q	Quantidade de calor
r	Raio
r^*	Fator de Recuperação
R	Constante universal dos gases perfeitos
Re	Número de Reynolds
t	Tempo
T	Temperatura
T^*	Temperatura de referência
T_{aw}	Temperatura da parede adiabática
T_o	Temperatura total
T_w	Temperatura da parede
T_∞	Temperatura do escoamento livre
V	Velocidade
V_θ	Velocidade na direção angular θ
V_r	Velocidade na direção radial
V_x	Velocidade na direção do eixo X
V_y	Velocidade na direção do eixo Y
V_z	Velocidade na direção do eixo Z
x	Eixo X
y	Eixo Y
Z	Altitude geopotencial

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
1.1	DEFINIÇÃO DE <i>SCRAMJET</i>	15
1.2	CONTEXTUALIZAÇÃO HISTÓRICA	17
1.3	MOTIVAÇÃO	19
1.4	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	19
1.5	OBJETIVOS	21
1.6	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	22
1.6.1	Seção de Compressão	22
1.6.1.1	<i>Teoria das Ondas de Choque</i>	23
1.6.1.1.1	Teoria da Onda de Choque Oblíqua Plana	24
1.6.1.1.2	Onda de Choque Oblíqua Plana Refletida	28
1.6.1.1.3	Teoria da Onda de Choque Cônica	28
1.6.1.1.4	Máxima Recuperação da Pressão	31
1.6.1.2	<i>Método das Características</i>	31
1.6.1.3	<i>Geometrias de Compressão</i>	33
1.6.1.3.1	Geometria Oswatitsch	33
1.6.1.3.2	Geometria Busemann	34
1.6.1.3.3	Geometria Planar	34
1.6.1.4	<i>Camada Limite</i>	35
1.6.2	Efeitos de gás real	38
1.6.3	Escoamento Unidimensional	39
1.6.3.1	<i>Escoamento Unidimensional com Adição de Calor</i>	40
1.6.4	Sistema de Expansão	42
1.6.5	Empuxo Não Instalado	46
2	MODELAGEM DA FERRAMENTA	48
2.1	DETERMINAÇÃO DE CONDIÇÕES INICIAIS	48
2.2	DETERMINAÇÃO DA GEOMETRIA	51
2.3	SEÇÃO DE COMPRESSÃO	52
2.3.1	Definição da Metodologia de Análise	53
2.3.1.1	<i>Modelagem da Compressão Planar</i>	53
2.3.1.2	<i>Modelagem da Compressão Axissimétrica</i>	55
2.3.2	Determinação do Comprimento das Rampas	58
2.3.3	Presença da Camada Limite	59
2.4	CÂMARA DE COMBUSTÃO	60
2.5	SEÇÃO DE EXPANSÃO	61
2.5.1	Expansão Plana	61
2.5.2	Expansão Axissimétrica	62
3	RESULTADOS E DISCUSSÕES	64
3.1	MODELOS SEM CAMADA LIMITE	65
3.1.1	Configuração Planar	65
3.1.1.1	<i>Seção de Compressão</i>	65
3.1.1.2	<i>Seção de Combustão</i>	67
3.1.1.3	<i>Seção de Expansão</i>	69
3.1.1.4	<i>Comparação numérica</i>	71

3.1.2	Configuração Axissimétrica	76
3.1.2.1	<i>Seção de Compressão</i>	76
3.1.2.2	<i>Seção de Combustão</i>	78
3.1.2.3	<i>Seção de Expansão</i>	79
3.1.2.4	<i>Comparação Numérica</i>	80
3.2	MODELOS COM A CAMADA LIMITE	85
3.2.1	Modelo planar	86
3.2.1.1	<i>Comparação numérica</i>	88
3.2.2	Modelo Axissimétrico	94
3.2.2.1	<i>Comparação Numérica</i>	96
3.3	COMPARAÇÃO ENTRE GEOMETRIAS	102
4	CONCLUSÕES	107
4.1	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	108
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	110

1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo, apresenta-se, inicialmente, uma breve definição dos motores *ramjet* e *scramjet* seguida por uma contextualização histórica sobre a evolução dos motores aeronáuticos, com foco na configuração de motores aspirados. Na sequência, define-se os aspectos que motivaram a escolha do tema. Posteriormente, são apresentados trabalhos que compartilham contextos semelhantes ao foco deste. Adiante, define-se os principais embasamentos teóricos que são necessários para auxiliar na modelagem. Ao fim, são traçados os objetivos gerais e específicos que serão utilizados como guia ao longo do trabalho.

1.1 DEFINIÇÃO DE SCRAMJET

Segundo Heiser e Pratt (1994), *ramjets* são motores sem partes móveis, ou seja, não possuem componentes rotativos, dessa maneira não há a necessidade de serem revolucionados em torno de um eixo central. Além disso, apropriadamente, utiliza-se as superfícies do motor para a compressão do escoamento utilizando ondas de choque.

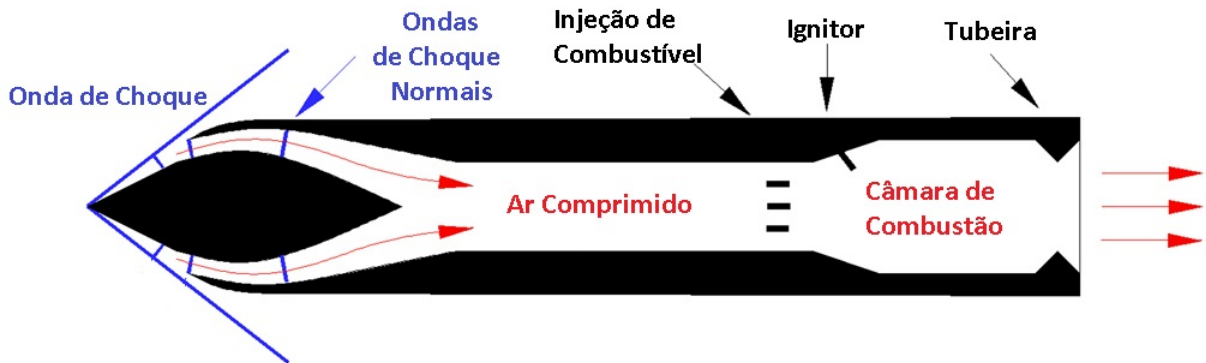
Convenientemente, de acordo com Anderson (2003), os escoamentos podem ser subdivididos com base no número de Mach, ou seja, a razão entre a velocidade do objeto e a velocidade do som no meio. Dessa maneira, são classificados em:

- Escoamento Subsônico: $0 \leq \text{Mach} \leq 0,8$;
- Escoamento Transônico: $0,8 < \text{Mach} \leq 1,2$;
- Escoamento Supersônico: $\text{Mach} > 1$;
- Escoamento Hipersônico: $\text{Mach} > 5$.

Projetados para operar em voo na faixa de Mach de 3 a 6, os motores *ramjet*, Figura 1.1, são predominantemente usados em voos supersônicos e possuem funcionamento baseado no ciclo Brayton, Heiser e Pratt (1994). A partir de uma ou mais ondas de choque oblíquas com auxílio de ondas de choque normais no difusor, o escoamento supersônico é comprimido. Dessa maneira, considerando a conservação da energia, parte da energia cinética do escoamento é transformada em energia interna e, assim, resulta-se em aumentos de temperatura, pressão e massa específica do ar, bem como diminuição da velocidade do escoamento para regime subsônico, com o objetivo de proporcionar características propícias para ignição do combustível após sua injeção. Posteriormente, o escoamento a alta

pressão é acelerado por meio de um bocal convergente-divergente para atingir velocidades supersônicas novamente.

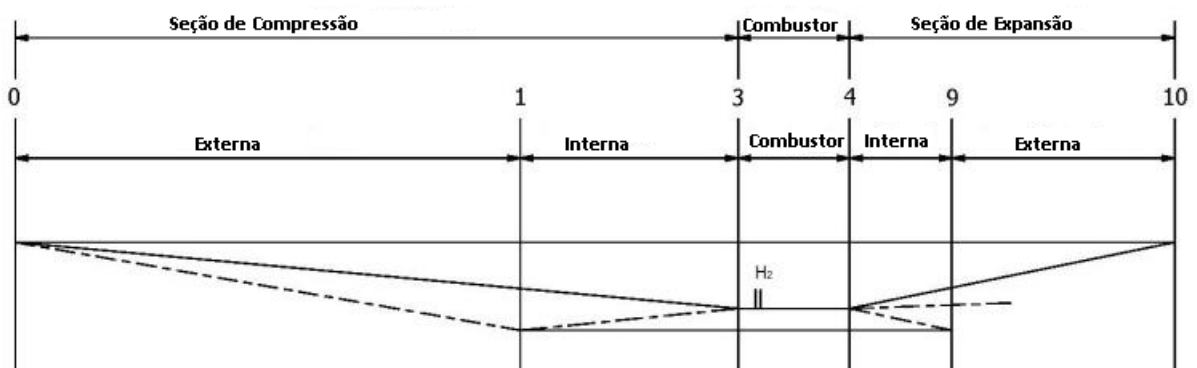
Figura 1.1 – Esquema de motor *ramjet*.



Fonte: Adaptado de Corda (2017).

No entanto, quando o número de Mach de voo excede 6, desacelerar o escoamento para regime subsônico gera pressões e temperaturas na câmara de combustão muito elevadas, em alguns casos, acima do suportado pela estrutura. Para evitar esses problemas, realiza-se a compressão parcial do escoamento por meio de ondas de choque oblíquas, evitando que o escoamento na câmara de combustão se torne subsônico ou entre no regime transônico. Assim, tem-se um motor *ramjet* com combustão supersônica, ou seja, um motor *scramjet*, Figura 1.2.

Figura 1.2 – Esquema de motor *scramjet*.



Fonte: Adaptado de Heiser e Pratt (1994).

Subdividido de acordo com a Figura 1.2, a seção de compressão (0-3), é responsável por realizar a compressão do escoamento para um escoamento com temperatura, pressão e massa específica desejadas na entrada da câmara de combustão, mantendo

as condições de velocidade supersônica. A seção do combustor (3-4), é responsável por adicionar o combustível no escoamento denso, de elevada temperatura, pressão e massa específica e, assim, ocasionar sua combustão, sem que a velocidade entre em regime subsônico. Por fim, a seção de expansão (9-10), é responsável por expandir o escoamento da saída do combustor, com a redução da temperatura, pressão e massa específica e, conseqüentemente, o aumento da velocidade para regime hipersônico.

No geral, em sistemas hipersônicos, a integração entre veículo e motor é essencial e, na maioria das vezes são tratados como uma única unidade. Como trata-se somente dos processos de compressão, combustão e expansão do escoamento e desconsidera-se processos como controle e eletrônica embarcada, neste caso, trata-se o sistema somente como motor hipersônico.

1.2 CONTEXTUALIZAÇÃO HISTÓRICA

A análise histórica e as revisões tecnológicas são realizadas por diversas ações práticas, incluindo, principalmente, o desenvolvimento de novas tecnologias. Embora, normalmente novos conceitos surjam com um viés inovador, frequentemente, estudos preliminares e resultados semelhantes podem ajudar a reconhecer e evitar erros no desenvolvimento de novas tecnologias. Devido a isso, busca-se realizar uma análise histórica de maneira a compreender como a tecnologia de motores se desenvolveu ao longo dos anos.

Historicamente, segundo Fry (2004), o desejo dos humanos em voar partindo da imaginação dos mitos gregos motivaram pensamentos, dados e experimentos de diferentes pesquisadores notórios que contribuíram para o primeiro voo planado dos irmãos Wright em 1903 e o primeiro voo propulsado do inventor Alberto Santos Dumont, em 1906.

Em 1913, o francês René Lorin patenteou o primeiro conceito de motor *ramjet*, porém não haviam possibilidades de testar um protótipo funcional pois não possuíam aeronaves que alcançavam as velocidades de operação do modelo proposto. Anos depois, durante intensos desenvolvimentos dos motores a pistão, em 1930, os engenheiros perceberam que esses possuíam desempenho máximo limitado devido à queda de eficiência propulsiva quando a velocidade da ponta das pás se aproximavam da velocidade do som. Dessa maneira, para prover melhor desempenho, ocorreram mudanças radicais nas configurações dos motores aeronáuticos culminando, assim, na tecnologia dos motores a gás, conhecidos como motores a jato.

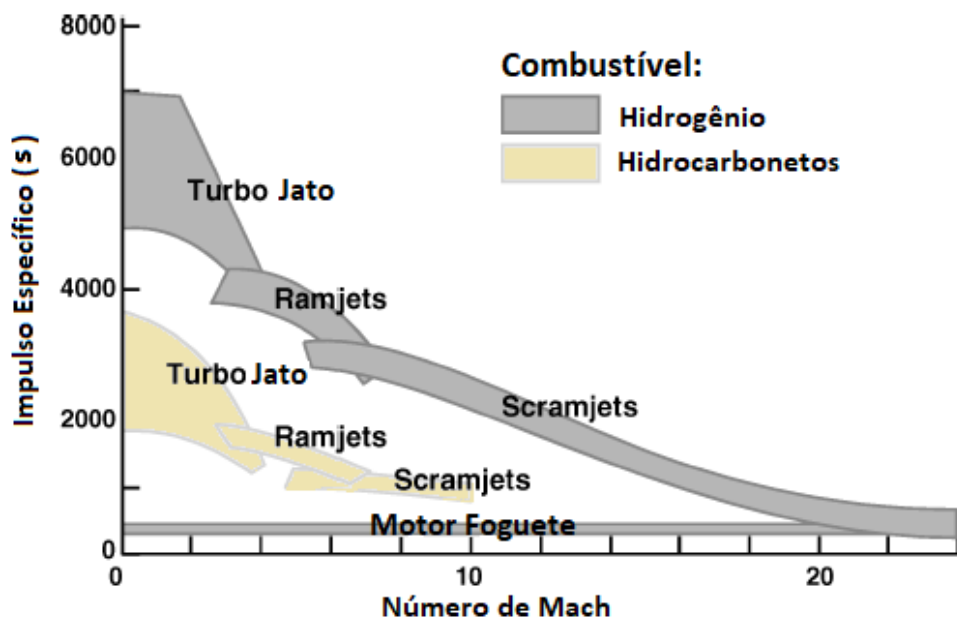
Já em 1932, o húngaro Albert Fonó, após anos desenvolvendo lançadores de projéteis que usavam tecnologia *ramjet*, patenteou o primeiro projeto de aeronave a propulsão supersônica, Gyorgy (1977).

Posteriormente, nos anos 50, os motores *ramjet* convencionais, abastecidos por hidrocarbonetos, estavam em constante desenvolvimento devido às diversas aplicações

em mísseis de alta velocidade. Com o intuito de desenvolver aeronaves e mísseis com velocidades de operação ainda maiores, houve uma vasta gama de pesquisas possuindo como base o motor *ramjet* com combustão supersônica, *scramjet*, sendo seu principal atrativo a velocidade de operação devido ao fato de realizar a combustão em um escoamento supersônico, Curran (2001).

As pesquisas em motores hipersônicos aspirados ganharam ênfase no contexto científico e seguiram de forma comparativa entre o *ramjet* convencional e o *scramjet*. Ao fim, define-se os principais espectros de atuação dos sistemas propulsivos, Figura 1.3.

Figura 1.3 – Desempenho característico por tipo de motor.



Fonte: Adaptado de Fry (2004).

Os espectros apresentados pela Figura 1.3 determinam intervalos definidos pelas limitações de cada sistema. O sistema turbo jato apresenta limitações em sua velocidade de operação devido compressão do escoamento ser realizada por meio de pás submetidas à altas rotações em que o aumento da velocidade resulta, conseqüentemente, em um aumento da temperatura. Dessa maneira, seus componentes possuem limitações estruturais, no que se relacionam a resistência à elevadas temperaturas.

De modo semelhante, os motores *ramjet*, possuem limitações em suas velocidades de operação devido a presença de temperaturas e pressões extremamente elevadas na câmara de combustão, ao reduzir escoamentos acima de número de Mach 6 para regime subsônico.

De maneira geral, os motores *scramjet* demonstram melhor desempenho para número de Mach maior que 6. Porém, surgem outros problemas relacionados a injeção do combustível sem que aja grande influência no escoamento, resfriamento das paredes, perdas de desempenho por atrito, dentre outros obstáculos, Curran (2001).

Segundo Pezzella e Viviani (2019), o crescimento de missões espaciais tripuladas ou não, em órbita baixa, LEO, demanda uma evolução nos veículos no transporte de carga atrelado à flexibilidade, acessibilidade e segurança no acesso rotineiro ao espaço. Dessa maneira, motivados pela exploração espacial e rapidez de mobilidade, a tecnologia hipersônica vem ganhando abrangência no contexto acadêmico e industrial. A utilização de motores aspirados, aliados aos motores foguetes tradicionais, possibilitará um aumento significativo na eficiência dos veículos lançadores, uma vez que os motores aspirados utilizam ar atmosférico como oxidante.

1.3 MOTIVAÇÃO

A tecnologia de propulsão hipersônica aspirada apresenta um recente crescimento acelerado, demonstrado pelo constante desenvolvimento de diversos novos projetos, protótipos e sistemas funcionais em diferentes países. O fomento à essa tecnologia, no geral, tem sido motivado por aspectos militares e de soberania nacional, porém, questões como veículos de transporte, acessibilidade ao espaço e sistemas de perfuração possuem parcela considerável nesse incentivo tecnológico.

Nas etapas iniciais do projeto de sistemas aeronáuticos e espaciais é comum o levantamento de requisitos e necessidades do projeto e, posteriormente, a definição de configurações preliminares que podem sanar dúvidas, mostrar a existência de problemas e serem base para futuros detalhamentos dos sistemas.

Nesse contexto, tem-se como motivação o estudo e implementação de metodologias rápidas, simplificadas e concisas acerca do desenvolvimento de motores hipersônicos aspirados. A partir de requisitos iniciais de projeto, define-se as configurações preliminares mais adequadas para prover melhor desempenho.

1.4 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A fim de investigar alternativas, estudar metodologias aplicadas e buscar fontes de conhecimento, expõe-se o que diferentes autores tem desenvolvido ao longo dos anos no contexto de propulsão hipersônica aspirada.

De acordo com Curran (2001), o começo do programa HyShot foi em 1981, quando a Australian National University iniciou os estudos sobre tecnologia de propulsão hipersônica aspirada. Em seguida, no ano de 1987, houve uma transição para a University of Queensland, onde desenvolveu-se o túnel de choque T4, que era capaz de simular as condições de voo necessárias para operar um veículo *scramjet*. Como fruto dessas pesquisas,

iniciou-se o programa HyShot que tinha como objetivos conduzir testes de voo em um motor *scramjet* lançado pelo foguete Terrier-Orion, Figura 1.4. O programa consistiu em cinco voos, de 2001 à 2007 com a comprovação da existência de combustão supersônica em voo livre. Nos quatro primeiros voos, o objetivo era acelerar o veículo a um número de Mach de aproximadamente 7,6 a uma altitude de 35 km e comprovar a combustão supersônica. Já no último, o voo consistiu em acelerar o veículo a número de Mach 10. Considerado como o primeiro voo com êxito da tecnologia *scramjet*, o programa HyShot despertou diversos outros programas, como o HIFiRE em uma associação entre EUA e Austrália.

Figura 1.4 – HyShot II acoplado à carga útil do foguete Terrier-Orion.



Fonte: UQx (2002).

Yunsong, Zhenxun e Chongwen (2014) desenvolveram, baseado no método das características, seções de compressão para motores supersônicos e hipersônicos aspirados utilizando metodologias de múltiplas compressões e compressão quase isentrópica para uma geometria axissimétrica. Para a admissão de múltiplas compressões, utilizaram a solução baseada na menor perda de pressão total. Já para compressão quase isentrópica, utilizaram a proposta que as linhas de Mach incidam no mesmo ponto da carenagem. Como há a necessidade de estimar condições iniciais de operação, os dois conceitos foram desenvolvidos para número de Mach igual a 4. Ademais, validaram a metodologia a partir de solução numérica realizada no *software* Ansys Fluent. Além disso, como esperado, a compressão quase isentrópica apresenta vantagens acerca da recuperação da pressão total em comparação à metodologia de multi compressão. Por fim, constatou-se que ambas geometrias possuem arrasto da seção de compressão semelhante.

Flock, Riehmer e Gulhany (2015) propuseram o desenvolvimento e análise de um motor *scramjet* completo, compreendendo a seção de compressão, câmara de combustão e seção de expansão. Para a compressão, modelaram uma ferramenta para projeto da geometria de Busemann, para a câmara de combustão modelaram o escoamento unidimensional com adição de calor e, ao fim, determinaram a expansão pelo método das características. Semelhantemente, os resultados analíticos foram validados a partir de soluções numéricas. Ao fim, os parâmetros de desempenho foram discutidos com base no impulso específico.

Bonelli et al. (2011) descreveram a modelagem de uma ferramenta, nomeada como SPREAD 2.0, utilizada para projeto preliminar de um veículo hipersônico. A modelagem compreende uma seção de admissão plana, com a presença de ondas de choque oblíquas, seções de mistura de combustível, processo da combustão e expansão plana. Além disso, os autores consideram a influência da camada limite na seção de admissão que resulta na presença da camada limite. Ao fim, é realizada uma simulação numérica e os resultados são comparados e utilizados para validar o modelo analítico implementado. Como ponto diferencial, a ferramenta possui opções como a variação quantidade de combustível adicionada e apresenta a influência ocasionada por essa variação, por exemplo, como a razão altera as variáveis termodinâmicas e a emissão de poluentes.

Toro et al. (2018b) desenvolveram um motor *scramjet* acadêmico planar com restrições geométricas de projeto e operação definidas. Projetado para voar a uma altitude de 6,2 km e a número de Mach 4,18, a configuração planar parte da análise teórica de ondas de choque oblíquas planas, na seção de compressão, escoamento unidimensional com adição de calor na seção de combustão e, na seção de expansão, utilizaram a metodologia da presença de ondas de expansão e razão de áreas. Como restrição geométrica de projeto, o motor foi desenvolvido para ser acoplado no Foguete de Treinamento Intermediário/FTI. Dessa maneira, o desenvolvimento do projeto possuiu requisitos delimitados e resultados focados no caso de estudo escolhido.

De maneira geral, os trabalhos citados desenvolvem metodologias analíticas com a fundamentação teórica baseada na geometria global do modelo, ou seja, apresentam variações entre geometrias planas e axissimétricas além de definir pontos de interesse individuais, como a influência da camada limite, influências na razões de ar e combustível, dentre outras. Assim, um espectro considerável de conteúdo pode ser utilizado como base para o presente trabalho, bem como considerações extras, necessárias para incremento de métodos alternativos.

1.5 OBJETIVOS

Como objetivo geral do trabalho tem-se: realizar a modelagem e implementação de uma ferramenta para projeto preliminar de motor hipersônico aspirado, *scramjet*, de forma que, a partir de condições iniciais definidas pelo operador, desenvolve-se a configuração adequada para o espectro de operação definido.

De modo a alcançar o objetivo geral, estabeleceu-se os seguintes objetivos específicos:

1. Aplicar a teoria de ondas de choques oblíquas planas e ondas de choque cônicas para a compressão do escoamento em um número finito de rampas;

2. Estimar a localização geométrica das ondas de choque, bem como definir o ponto de incidência dessas;
3. Considerar a presença da camada limite na seção de compressão com a presença da camada limite e suas consequências;
4. Considerar a adição de calor em um escoamento supersônico, de modo a simular o processo de combustão;
5. Considerar o processo de expansão com a presença de seções de expansão planar e axissimétrica;
6. Unificar as formulações em um algoritmo que seja possível definir diferentes condições iniciais e obter as configurações gerais adequadas;
7. Realizar análises numéricas para comparar e validar o algoritmo utilizado com base em um caso de estudo definido.

1.6 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Nesta seção, apresenta-se a fundamentação teórica utilizada na modelagem e implementação da ferramenta, tal como as hipóteses consideradas de maneira a simplificar a análise mas viabilizando resultados coerentes.

1.6.1 Seção de Compressão

Segundo Wie, Kwok e Walsh (1996), motores aspirados que operam em velocidades supersônicas e hipersônicas requerem regiões de compressão qualificadas para capturar e comprimir o escoamento. Dessa maneira, busca-se geometrias capazes de proporcionar um processo de compressão eficiente, produzindo um escoamento uniforme na câmara de combustão e garantindo que suas propriedades respeitem a faixa de operação do motor.

Para um funcionamento eficiente, as seções de compressão supersônicas e hipersônicas devem ser inseridas em um meio que possua condições favoráveis para sua operação, ou seja, os motores *ramjet* e *scramjet* devem ser iniciados nas condições das quais foram projetados, Wie, Kwok e Walsh (1996).

1.6.1.1 Teoria das Ondas de Choque

Segundo Anderson (2003), quando um objeto se move através de um gás, as moléculas do meio são deslocadas em torno do objeto. Se a velocidade do objeto é muito menor que a velocidade do som no meio, a massa específica do gás se mantém constante e o escoamento pode ser descrito considerando a conservação da quantidade de movimento, massa e energia. Porém, quando a velocidade do objeto se aproxima da velocidade do som no meio, começam a surgir os efeitos de compressibilidade com a variação da densidade local do gás conforme ele é comprimido pelo objeto.

Para escoamentos compressíveis com pequena alteração direcional, considera-se o processo reversível e com entropia constante. Porém, conforme cita Martos (2017), quando os objetos se movem com velocidade acima da velocidade do som no meio há uma alteração considerável na direção do escoamento e ondas de choques são geradas. Essas ondas, são pequenas regiões onde a velocidade e as propriedades termodinâmicas do escoamento como temperatura, massa específica e pressão alteram de maneira quase instantânea, de modo que o processo não é isentrópico.

De acordo com Anderson (2003), as equações de Navier-Stokes são um sistema de equações diferenciais que descrevem a dinâmica dos fluidos. As equações buscam estabelecer relações entre as taxas de variações das propriedades. Na sua forma conservativa e considerando o sistema de coordenadas cartesianas, essas equações são compostas por:

- Equação da Continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0; \quad (1.1)$$

- Equação da Quantidade de Movimento em X:

$$\frac{\partial(\rho V_x)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V_x V) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho f_x; \quad (1.2)$$

- Equação da Quantidade de Movimento em Y:

$$\frac{\partial(\rho V_y)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V_y V) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho f_y; \quad (1.3)$$

- Equação da Quantidade de Movimento em Z:

$$\frac{\partial(\rho V_z)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V_z V) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho f_z; \quad (1.4)$$

- Equação da Energia:

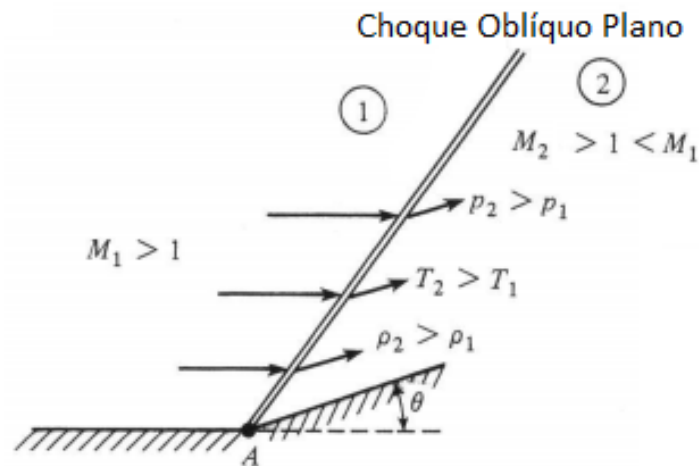
$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{V^2}{2} \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(e + \frac{V^2}{2} \right) V \right] = -\nabla \cdot (pV) + \rho \dot{q} + \rho (f \cdot V). \quad (1.5)$$

A partir do sistema das equações de Navier-Stokes e com as simplificações necessárias é possível modelar a dinâmica do escoamento e determinar como as propriedades variam em cada caso analisado.

1.6.1.1.1 Teoria da Onda de Choque Oblíqua Plana

Segundo Anderson (2003), os choques oblíquos normalmente ocorrem quando um escoamento supersônico ou hipersônico apresenta uma variação de direção positiva em relação ao plano resultante da deflexão da superfície em um ângulo θ , Figura 1.5. Após a deflexão, há a necessidade do escoamento se ajustar as condições de contorno. Esse ajuste somente é possível com a presença de uma descontinuidade, ou seja, a onda de choque, para que a direção do escoamento se ajuste à direção da deflexão da superfície. Como todo o escoamento experimenta a mesma deflexão, igual a deflexão da superfície, o escoamento após o choque é uniforme e paralelo. Através da onda, o número de Mach diminui, mantendo o regime supersônico, e pressão, temperatura e massa específica aumentam.

Figura 1.5 – Onda de choque oblíqua plana.



Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

Modelando o escoamento através das ondas de choque, algumas simplificações devem ser realizadas:

- Considera-se o escoamento unidimensional, ou seja, a velocidade apresenta variações em apenas uma direção.
- O escoamento é estacionário, ou seja, as propriedades não variam com o tempo,

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0; \quad (1.6)$$

- O escoamento é adiabático e seu aquecimento se deve da conversão de energia cinética em energia interna ao passar pela onda de choque,

$$\dot{q} = 0; \quad (1.7)$$

- Os efeitos da presença da viscosidade são, inicialmente, desconsiderados;
- As forças de corpo são desconsideradas,

$$f = 0; \quad (1.8)$$

De acordo com Anderson (2003), aplicando as simplificações nas equações de Navier-Stokes apresentadas, Equações (1.1) a (1.5), obtêm-se as equações de governo que traduzem os Princípios de:

- Conservação de Massa, apresentada pela Equação da Continuidade:

$$\rho_1 V_{x_1} = \rho_2 V_{x_2}; \quad (1.9)$$

- Conservação da Quantidade de Movimento, apresentada pela Equação de Quantidade de Movimento:

$$p_1 + \rho_1 V_{x_1}^2 = p_2 + \rho_2 V_{x_2}^2; \quad (1.10)$$

- Conservação da Energia, apresentada pela Equação da Energia

$$h_1 + \frac{V_{x_1}^2}{2} = h_2 + \frac{V_{x_2}^2}{2}. \quad (1.11)$$

Vale notar que as variáveis com índice 1 determinam as propriedades do escoamento não perturbado e as com índice 2 apresentam as variáveis após o choque. Determinadas as equações governantes, ressalta-se que têm-se quatro variáveis a definir (p_2 , ρ_2 , V_{x_2} e h_2) e apenas três equações (1.9 a 1.10). Dessa maneira, há a necessidade de inserir mais uma equação para solucionar o problema. Assim, considerando o ar como gás caloricamente perfeito, a equação da energia, Equação (1.11), pode ser escrita em função da temperatura, em vez da entalpia:

- Equação da entalpia considerando o ar caloricamente perfeito:

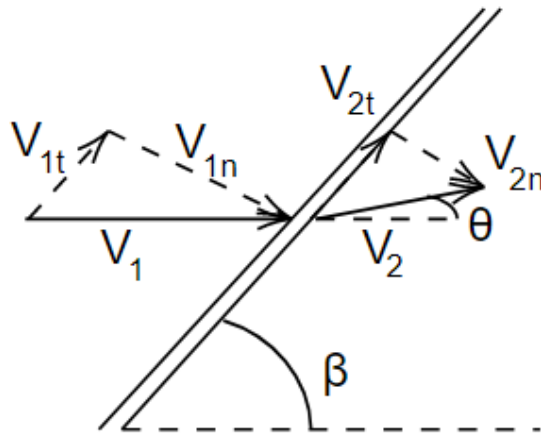
$$h_2 = c_p T_2; \quad (1.12)$$

- Equação de estado:

$$p_2 = \rho_2 R T_2. \quad (1.13)$$

Organizando as variáveis, aplicando as simplificações e solucionando o sistema de equações, obtêm-se as relações das propriedades do escoamento após a onda de choque. Ressalta-se, segundo Anderson (2003), que as propriedades do escoamento estão relacionadas de acordo com a componente normal da velocidade, Figura 1.6.

Figura 1.6 – Diagrama de velocidades da onda de choque oblíqua.



Fonte: Autor.

A partir das equações governantes e da geometria do problema é possível definir as seguintes relações:

- Número de Mach normal antes do choque oblíquo:

$$M_{1n} = M_1 \sin \beta; \quad (1.14)$$

- Razão entre massas específicas através do choque oblíquo:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_{n1}^2}{(\gamma - 1)M_{n1}^2 + 2}; \quad (1.15)$$

- Razão de pressão através do choque oblíquo:

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_{n1}^2 - 1); \quad (1.16)$$

- Razão de temperatura através do choque oblíquo:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2}; \quad (1.17)$$

- Número de Mach normal após o choque oblíquo:

$$M_{n2}^2 = \frac{M_{n1}^2 + [2/(\gamma - 1)]}{[2\gamma/(\gamma - 1)]M_{n1}^2 - 1}; \quad (1.18)$$

- Número de Mach após o choque oblíquo:

$$M_2 = \frac{M_{n_2}}{\sin(\beta - \theta)}; \quad (1.19)$$

em que γ é a razão entre os calores específicos do gás dada por

$$\gamma = \frac{c_p}{p_v}. \quad (1.20)$$

A Equação 1.19 demonstra que não é possível obter o número de Mach após o choque, M_2 , sem antes definir o ângulo da deflexão β . A partir da geometria apresentada na Figura 1.6 define-se a relação θ - β - M , que especifica θ em função de β e M_1 , apresentada por

$$\tan \theta = 2 \cot \beta \left[\frac{M_1^2 \sin^2 \beta - 1}{M_1^2 (\gamma + \cos 2\beta) + 2} \right]. \quad (1.21)$$

Em muitas aplicações práticas, devido a facilidade de medi-los, têm-se o ângulo de deflexão da superfície e o número de Mach do escoamento livre e deseja-se obter o ângulo da onda correspondente. A Equação 1.21 não calcula o β de maneira explícita e é necessário implementar um método iterativo para obter tal resultado.

De acordo com Anderson (2003) existem diferentes maneiras de se obter β em função de θ e M . A principal alternativa é escrever a Equação 1.21 como uma equação cúbica e encontrar suas raízes.

Ao fim, obtêm-se três raízes, sendo uma delas negativa, ou seja, não física. As outras duas correspondem as soluções de choques fracas e fortes. A solução é expressa por

$$\tan \beta = \frac{M^2 - 1 + 2\lambda \cos [(4\pi\psi + \cos^{-1} x) / 3]}{3 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \tan \theta}; \quad (1.22)$$

Quando $\psi = 0$ têm-se a solução para choque forte, $\psi = 1$ têm-se a solução para choque fraca. Além disso, têm-se as constantes

$$\lambda = \left[(M^2 - 1)^2 - 3 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \left(1 + \frac{\gamma+1}{2} M^2\right) \tan^2 \theta \right]^{1/2} \quad (1.23)$$

e

$$x = \frac{(M^2 - 1)^3 - 9 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 + \frac{\gamma+1}{4} M^4\right) \tan^2 \theta}{\lambda^3} \quad (1.24)$$

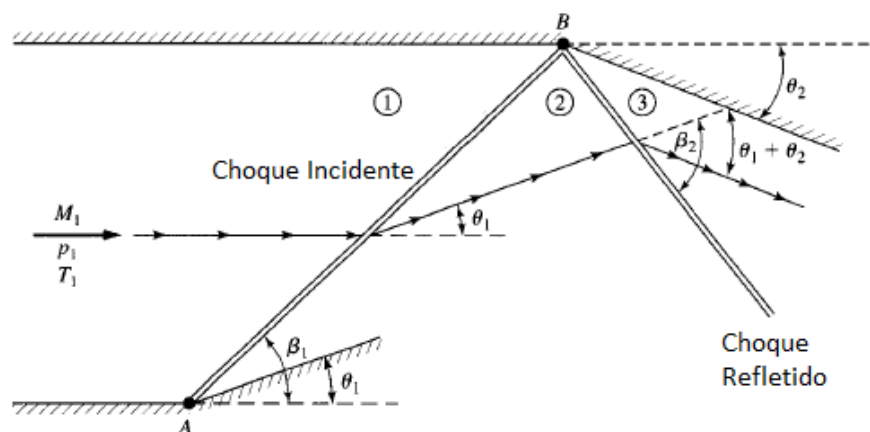
Com base no conjunto de equações acima é possível calcular as propriedades do escoamento através de um choque oblíquo. Ressalta-se que o equacionamento das propriedades para uma onda oblíqua é semelhante para uma onda normal devido ao fato das propriedades termodinâmicas serem governadas apenas pela velocidade normal ao

choque.

1.6.1.1.2 Onda de Choque Oblíqua Plana Refletida

Segundo Anderson (2003), de acordo com a Figura 1.7, quando uma onda de choque oblíqua plana incide em uma superfície sólida ocorre a reflexão da onda incidida, normalmente denominada como onda de choque oblíqua plana refletida. Similarmente, à teoria da onda oblíqua incidente, o escoamento se ajusta às condições de contorno da superfície, tornando-se paralelo a essa.

Figura 1.7 – Choque refletido em superfície sólida.

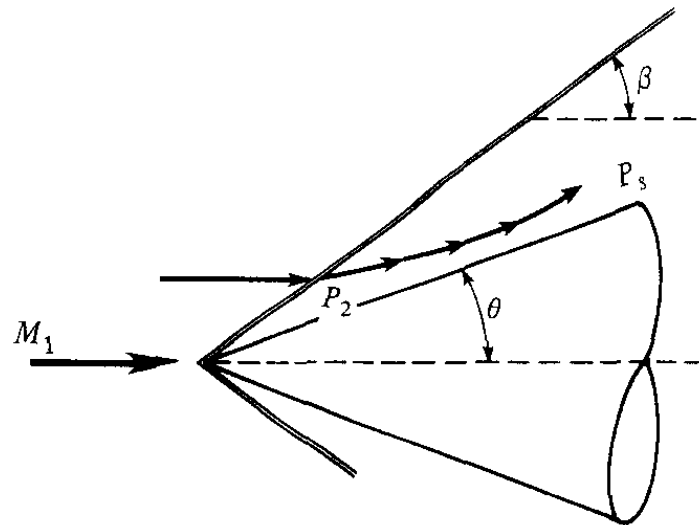


Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

1.6.1.1.3 Teoria da Onda de Choque Cônica

Segundo Anderson (2003), choques cônicos são choques oblíquos planos formados por um escoamento supersônico incidindo em uma geometria cônica. As propriedades termodinâmicas do escoamento após a onda de choque cônica são calculadas com relações semelhantes para ondas de choque oblíquas. Porém, ao contrário da onda oblíqua formada em uma cunha, e pelo fato do escoamento em torno de um cone ser tridimensional, o escoamento após a onda de choque cônica não é uniforme, Figura 1.8. As linhas do escoamento são curvas e as propriedades do escoamento na superfície do cone são diferente das propriedades resultantes após a onda de choque.

Figura 1.8 – Escoamento supersônico incidindo em geometria cônica.



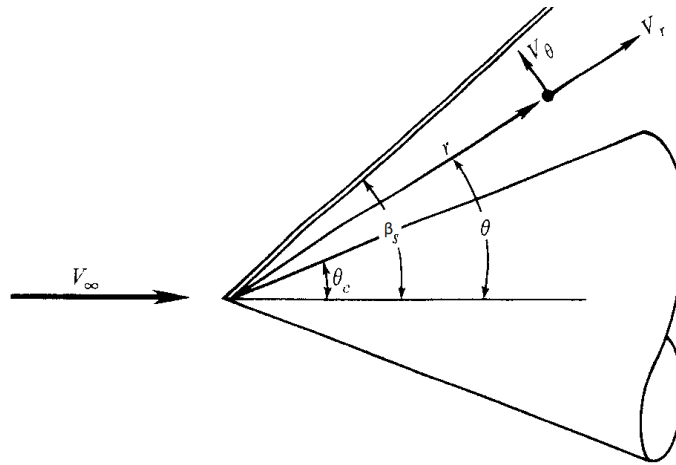
Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

Devido ao fato do escoamento sobre o cone ser tridimensional, o fluido possui espaço extra para se mover, aliviando restrições causadas pela presença do corpo. Esse efeito é chamado de alívio tridimensional e é uma característica presente em escoamentos tridimensionais. Para um escoamento supersônico ou hipersônico sobre um cone, o efeito de alívio tridimensional resulta em uma onda de choque mais fraca do que no mesmo escoamento passando por uma cunha com mesmo ângulo. Devido a isso, a variação das propriedades ao longo de uma onda de choque cônica é menor comparando com uma onda oblíqua plana em um sistema bidimensional de mesmo ângulo de superfície, θ .

Conforme Anderson (2003), o escoamento supersônico tridimensional incidente em um cone é considerado axissimétrico e possui uma solução exata não linear.

De maneira a definir a formulação que contempla o escoamento axissimétrico, considera-se o sistema, modelado em coordenadas esféricas para simplificar a formulação, apresentado pela Figura 1.9. Tem-se um cone agudo de ângulo θ_C , um choque cônico de ângulo β_S e a direção radial, partindo do vértice, denotada por r , com inclinação θ , onde as propriedades do escoamento são constantes ao longo dessa direção.

Figura 1.9 – Coordenadas esféricas para o corpo axissimétrico.



Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

Aplicando a Equação (1.1) em termos das coordenadas esféricas, resulta-se em

$$\nabla \cdot \rho(\mathbf{V}) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho V_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (\rho V_\phi)}{\partial \phi} = 0. \quad (1.25)$$

Calculando as derivadas e aplicando as condições de escoamento axissimétrico consideradas, obtém-se

$$2\rho V_r + \rho V_\theta \cot \theta + \rho \frac{2V_\theta}{\partial \theta} + V_\theta \frac{\partial \rho}{\partial \theta} = 0, \quad (1.26)$$

considerada a equação da continuidade para escoamento axissimétrico.

Partindo da Equação (1.26) e considerando o escoamento adiabático, estável, isentrópico e considerando o gás caloricamente perfeito, conforme apresentado por Anderson (2003), encontra-se

$$\frac{\gamma - 1}{2} \left[1 - V_r^2 - \left(\frac{dV_r}{d\theta} \right)^2 \right] \left[2V_r + \cot \theta \frac{dV_r}{d\theta} + \frac{d^2 V_r}{d\theta^2} \right] - \frac{dV_r}{d\theta} \left[V_r \frac{dV_r}{d\theta} + \frac{dV_r}{d\theta} \frac{d^2 V_r}{d\theta^2} \right] = 0, \quad (1.27)$$

chamada de Equação de Taylor-Maccoll, a qual é uma equação diferencial ordinária que apresenta a solução para escoamentos cônicos e é dependente das variáveis de velocidade na direção r e θ , sendo

$$V_\theta = \frac{dV_r}{d\theta}. \quad (1.28)$$

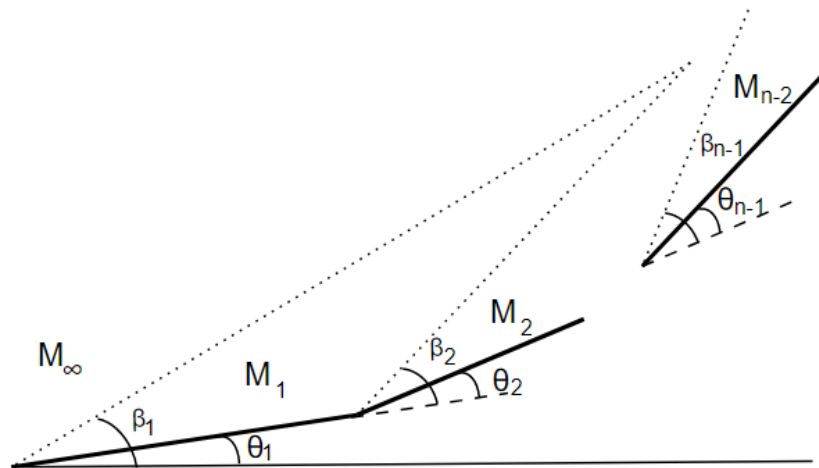
Não há solução fechada para a Equação (1.28), assim, o equacionamento deve ser resolvido a partir de uma integral numérica.

1.6.1.1.4 Máxima Recuperação da Pressão

O desempenho e operação de motores supersônicos aspirados são afetados, significativamente, pela qualidade do escoamento. De acordo com Ran e Mavis (2005), a perda da pressão total influencia diretamente na diminuição do empuxo e, conseqüentemente, no aumento do consumo de combustível. Esses sugerem uma metodologia para maximizar a pressão total aplicado a uma geometria de admissão supersônica.

De modo geral, a metodologia sugere que, em um sistema com $n - 1$ ondas de choque oblíquas incidentes, Figura 1.10, a máxima recuperação da pressão total é alcançada quando as ondas de choque possuem a mesma intensidade, ou seja, quando a componente da velocidade normal à onda de choque é igual em todas as ondas incidentes.

Figura 1.10 – Esquemático de admissão supersônica.



Fonte: Adaptado de Ran e Mavis (2005).

Para as ondas de choque oblíquas, a componente da velocidade normal ao choque é apresentada por

$$M_{\infty} \sin \beta_1 = M_1 \sin \beta_2 = M_{n-2} \sin \beta_{n-1}. \quad (1.29)$$

Por fim, a razão de pressão total, apresentada por Heiser e Pratt (1994), é definida como

$$\Pi = \frac{p_{out}}{p_{in}} \left\{ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{out}^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{in}^2} \right\}^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1.30)$$

1.6.1.2 Método das Características

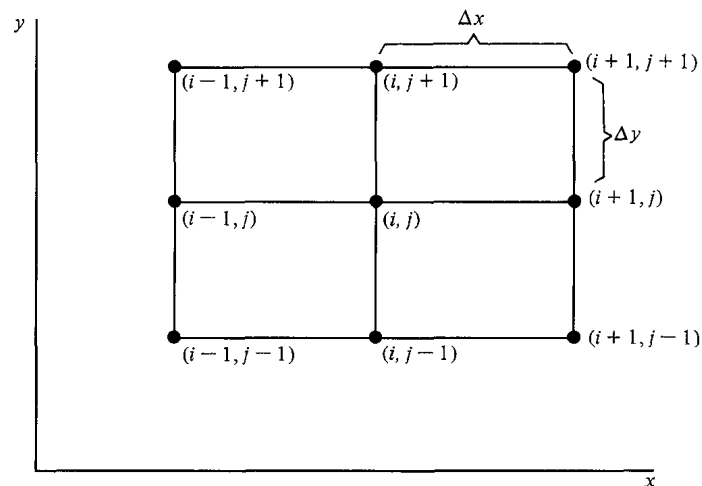
Em contraste ao equacionamento analítico nas soluções para ondas de choque, desenvolveu-se técnicas de soluções numéricas exatas para as equações que governam

grandes problemas de engenharia atuais, Anderson (2003). Nesse aspecto, definiu-se uma terceira dimensão na solução da dinâmica dos fluidos, a Dinâmica dos Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics - CFD*), que se concentra na discretização das variáveis de interesse e a avaliação delas ao longo do tempo e espaço com o objetivo de obter uma discretização numérica do problema.

Ao longo dos anos, as técnicas computacionais foram sendo utilizadas desde a solução de problemas para alta temperatura de corpos de reentrada, solução de reações químicas até as técnicas de solução para escoamentos supersônicos.

Na solução de fluxos supersônicos, tem-se o Método das Características que é o modelo numérico mais antigo e mais desenvolvido, porém, ainda é limitado à escoamentos invíscidos. Numericamente, o método parte da discretização do escoamento em um número determinado de pontos, Figura 1.11, e nesses as propriedades são conhecidas ou necessitam ser calculadas. Após a discretização a metodologia é capaz de expandir as propriedades do escoamento ponto a ponto em termos de uma série de Taylor.

Figura 1.11 – Esquemático da discretização do escoamento.



Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

O processo de solução se inicia determinando linhas particulares no escoamento, chamadas de linhas características, onde as propriedades são contínuas mas os valores de suas derivadas ao longo do espaço são indeterminados.

Posteriormente, é necessário combinar as partes diferenciais das equações de conservação com as derivadas a serem determinadas até obter o sistema de equações ao longo de determinada linha característica. Assim, são obtidas equações diferenciais chamadas de equações de compatibilidade.

Ao fim, soluciona-se as equações de compatibilidade passo a passo ao longo das linhas características começando por pontos ou regiões onde há o conhecimento das condições iniciais. Dessa maneira, o escoamento é completamente mapeado ao longo das

linhas características.

1.6.1.3 Geometrias de Compressão

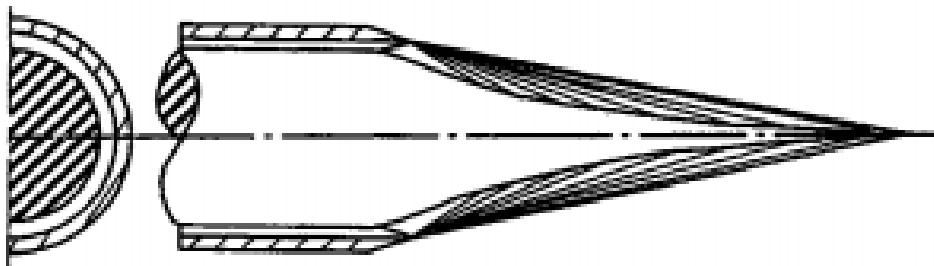
De acordo com Murthy e Curran (2001), na seção de compressão diferentes geometrias são desenvolvidas na tentativa de prover alto desempenho sem violar restrições de projeto. A escolha por determinada geometria é resultado de análises compensativas entre desempenho, peso, capacidade de produção e integração com outro motor ou outras partes do veículo. Dessa maneira, diferentes configurações podem ser utilizadas para atender requisitos de projeto como a Oswatitisch, Busemann, a Planar entre outras.

1.6.1.3.1 Geometria Oswatitisch

A Geometria Oswatitisch, ilustrada na Figura 1.12, consiste em uma compressão a baseada na formação de ondas de choque cônicas atreladas a uma única reflexão na carenagem. A geometria pode ser desenvolvida a partir do Método das Características ou a partir da solução do escoamento hipersônico passando por um cone, como apresentado pela solução de Taylor-Maccoll. O choque refletido é responsável por linearizar o escoamento para que um fluxo uniforme e paralelo seja fornecido para a câmara de combustão.

As principais desvantagens da geometria, que são inerentes a maioria das configurações axissimétricas, estão relacionadas à pequenas dimensões radiais da garganta após a admissão, elevado arrasto na carenagem e significativa sensibilidade ao ângulo de ataque, Murthy e Curran (2001).

Figura 1.12 – Geometria Oswatitisch



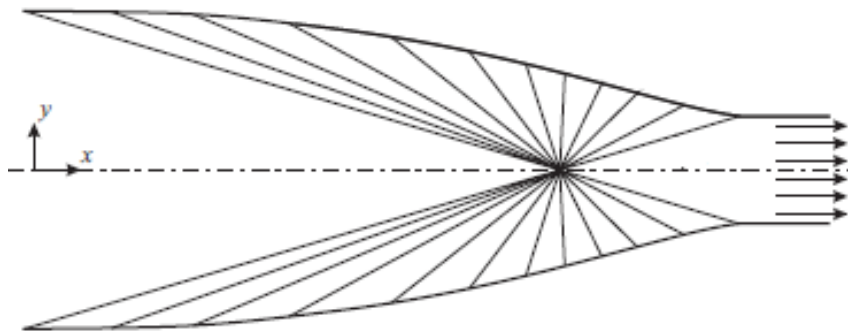
Fonte: Murthy e Curran (2001).

1.6.1.3.2 Geometria Busemann

A Geometria Busemann, ilustrada na Figura 1.13, de maneira semelhante à Geometria Oswatitisch, consiste, em uma compressão formada por ondas de choque cônicas, porém, voltadas para a direção central do veículo. Após as ondas incidirem em um mesmo ponto é gerada uma onda reflexiva com o objetivo de alinhar o escoamento para a entrada na câmara de combustão. A configuração geométrica é definida com base nas condições desejadas na entrada da câmara de combustão. Novamente, a geometria pode ser definida pelo Métodos das Características ou pela solução da Equação de Taylor-Maccoll para escoamentos cônicos.

Segundo Murthy e Curran (2001), a geometria possui grandes vantagens para alto desempenho pois o choque que causa grandes perdas, ou seja, o choque refletido, ocorre após uma porção considerável da compressão isentrópica. Porém, a configuração Busemann apresenta desvantagens que giram em torno da falta de uma boa integração com outras variáveis que restringem a geometria. A principal desvantagem dessa geometria está relacionada com a baixa disponibilidade de espaço interno para inserção de carga paga.

Figura 1.13 – Geometria Busemann.



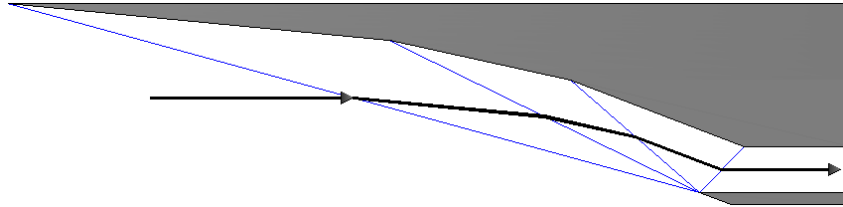
Fonte: Adaptado de Flock (2015).

1.6.1.3.3 Geometria Planar

A Geometria planar, ilustrada na Figura 1.14, utiliza uma série de rampas planas que tem por objetivo realizar uma compressão isentrópica a partir da formação de ondas de choque oblíquas. As rampas são dimensionadas, normalmente a partir das relações analíticas de ondas de choque oblíquas, de modo a garantir a compressão eficiente e elevado desempenho do motor. Comumente com a geometria Oswatitisch, as ondas incidem na carenagem com objetivo de formar uma onda refletida que alinha o escoamento para entrar paralelo e uniforme na câmara de combustão.

De modo geral, essa configuração é moldada em uma análise com viscosidade nula, porém, gera rampas longas que podem resultar em perdas viscosas consideráveis ao analisar a presença da camada limite.

Figura 1.14 – Geometria Planar.



Fonte: Adaptado de Toro et al. (2018a).

Por fim, visando atender requisitos de projeto, desempenho, custo e manufaturabilidade é definida a geometria que seja capaz de atender as variáveis de projeto e auxiliar no cumprimento da missão para qual o motor foi desenvolvido. Dessa maneira, após a definição da configuração do sistema de admissão, os próximos parâmetros, como a câmara de combustão e seção de expansão podem ser definidos.

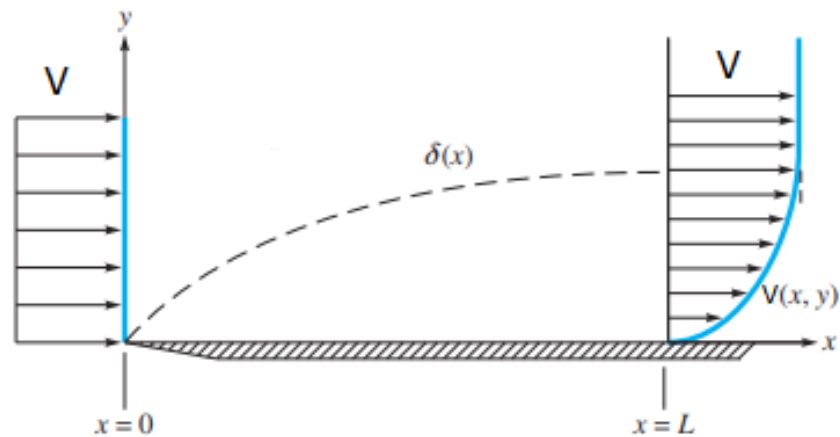
1.6.1.4 Camada Limite

Segundo White (1979), quaisquer escoamentos de fluidos reais apresentam efeitos viscosos, ou seja, forças de cisalhamento e efeitos de não escorregamento próximos das superfícies do corpo. Além disso, considera-se a aproximação de escoamento com viscosidade nula para regiões longe do corpo com o objetivo de simplificar as análises.

De maneira geral, Cengel (2010) apresenta a camada limite como a região próxima à superfície do corpo onde os efeitos viscosos e os gradientes de velocidade, relacionados à condição de não escorregamento, são significativos.

De forma semelhante, Schlichting (1960) define que quando um fluido escoar sobre uma superfície sólida ele imediatamente adere a parede da mesma. Além disso, devido à influência da viscosidade, surge, próximo a superfície, uma pequena região onde há a presença de um gradiente de velocidade do escoamento que varia seu valor desde zero, na superfície, até o valor do escoamento externo. Schlichting (1960) apresenta essa região como a camada limite, Figura 1.15.

Figura 1.15 – Gradiente de velocidade resultante da presença da camada limite em placa plana.



Fonte: Adaptado de White (1979).

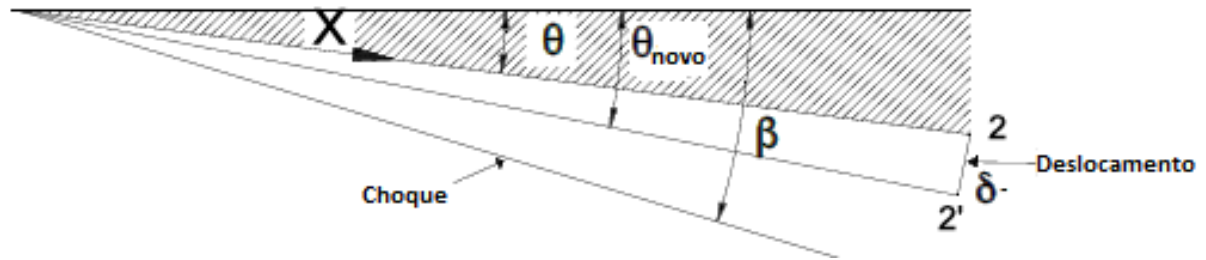
White (1979) define a espessura da camada limite como a distância da superfície até o lugar geométrico onde a velocidade paralela a essa é 99% da velocidade do escoamento externo. Além disso, concomitantemente, White (1979) e Schlichting (1960) definem que a espessura da camada limite é diretamente proporcional ao comprimento da superfície sólida, ou seja, a espessura aumenta com o aumento do comprimento da superfície.

Segundo Driest (1951), em veículos de alta velocidade, a determinação do atrito da carenagem e da temperatura da superfície são grandes problemas encontrados durante o projeto. Esses fatos podem ser os responsáveis por cálculos errados de desempenho e de resistências estruturais. Além disso, de acordo com Driest (1951), esses problemas são resultado da presença da camada limite que altera as propriedades do escoamento próximas a parede em relação a um caso com viscosidade nula.

Dessa maneira, para uma análise sofisticada e coerente é necessário considerar a presença da camada limite nas regiões próximas às superfícies

Segundo Bonelli et al. (2011), a influência dos efeitos viscosos pode ser incluída prevendo a espessura do deslocamento, δ , causado pela camada limite. Assim, é possível considerar um acréscimo na espessura da parede que, no contexto considerado, de acordo com a Figura 1.16, resulta em uma nova inclinação das rampas.

Figura 1.16 – Definição do deslocamento na presença dos efeitos viscosos.



Fonte: Adaptado de Bonelli et al. (2011).

A espessura do deslocamento δ pode ser descrito, segundo Chapman, Kuehn e Larson (1958), em função da coordenada tangencial x a partir de

$$\frac{\delta}{x} = \sqrt{\frac{C^*}{Re_{\infty,x}}} \left(1.72 + 2.21 \frac{\gamma - 1}{2} M_{\infty}^2 + 1.93 \frac{T_w - T_{aw}}{T_{\infty}} \right). \quad (1.31)$$

Além da coordenada tangencial, a espessura do deslocamento é apresentada em função da constante de Chapman-Rubesin, C^* , dada por,

$$C^* = \frac{T_{\infty} \mu^*}{T^* \mu_{\infty}} = \left(\frac{T^*}{T_{\infty}} \right)^{-(1-\omega)n}, \quad (1.32)$$

em que considera-se $\omega = 1$ para uma análise conservativa. Além disso, a Equação (1.31) é apresentada em função do número de Reynolds, Re , da razão de calor específico, γ , do número de Mach, M , e da temperatura T nos pontos ∞ , w e aw que se referem as condições de escoamento não perturbado, na parede e considerando a parede adiabática, respectivamente.

De acordo com Bonelli et al. (2011), a constante n pode ser igual a 0,5 ou 0,2 para condições de escoamento laminar ou turbulento, respectivamente. Além disso, T^* é a temperatura de referência correspondente às condições de entalpia referenciadas. A temperatura de referência pode ser escrita em função da temperatura em outros pontos, por

$$\frac{T^*}{T_{\infty}} = 0.28 \frac{T_e}{T_{\infty}} + 0.5 \frac{T_w}{T_{\infty}} + 0.22 \frac{T_{aw}}{T_{\infty}}, \quad (1.33)$$

onde

$$\frac{T_e}{T_{\infty}} \cong 1. \quad (1.34)$$

O subscrito e apresenta as propriedades na fronteira entre a camada limite e o escoamento não perturbado. Além disso a razão entre a temperatura da parede adiabática

e da temperatura do escoamento livre é apresentada por

$$\frac{T_{aw}}{T_{\infty}} = 1 + r^* \frac{\gamma - 1}{2} M_{\infty}^2, \quad (1.35)$$

onde r é o fator de recuperação e, considerado, de acordo com Bonelli et al. (2011), para regime laminar,

$$r^* = \sqrt{\text{Pr}} \cong 0,85, \quad (1.36)$$

e para regime turbulento,

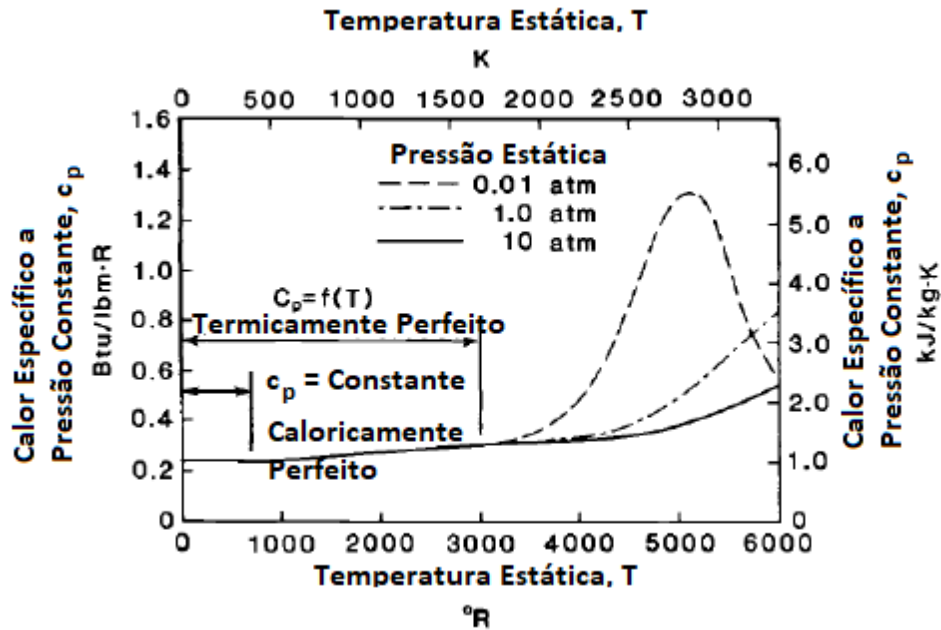
$$r^* = \text{Pr}^{1/3} \cong 0,9. \quad (1.37)$$

A partir do equacionamento definido é possível determinar a espessura do deslocamento resultante da presença da camada limite e, dessa maneira, considerar a presença de uma geometria que altera, virtualmente, a inclinação das superfícies e os efeitos subsequentes a isso, como alterações nas velocidades, pressões, temperaturas e densidades.

1.6.2 Efeitos de gás real

Segundo Anderson (2003), considerando a pressão atmosférica e temperaturas abaixo de 2000 K, o ar pode ser considerado como um gás perfeito e a Lei dos Gases Ideais é válida. De acordo com Heiser e Pratt (1994), para temperatura ambiente até aproximadamente 600 K, o ar pode ser considerado como um gás caloricamente perfeito, em que a constante de razão dos calores específicos, γ , pode ser considerada como constante. A partir de 600 K até aproximadamente 2000 K o ar pode ser considerado termicamente perfeito, ou seja, o γ é dado em função da temperatura, Figura 1.17.

Figura 1.17 – Comportamento do ar para um espectro de temperatura.

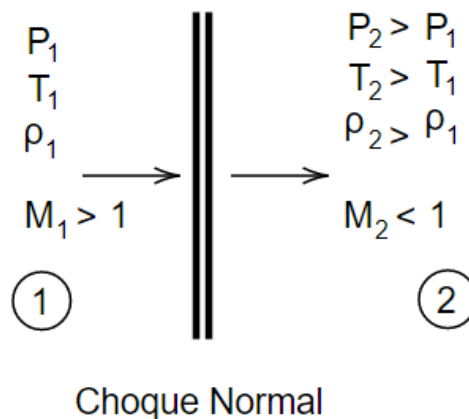


Fonte: Adaptado de Heiser e Pratt (1994).

1.6.3 Escoamento Unidimensional

Segundo Anderson (2003), pela definição, o escoamento unidimensional é aquele em que as propriedades do campo de escoamento varia apenas em uma direção. De acordo com a Figura 1.18, a temperatura, pressão, massa específica e velocidade variam apenas em função da direção x na presença de um choque normal, por exemplo.

Figura 1.18 – Diagrama de um choque normal.

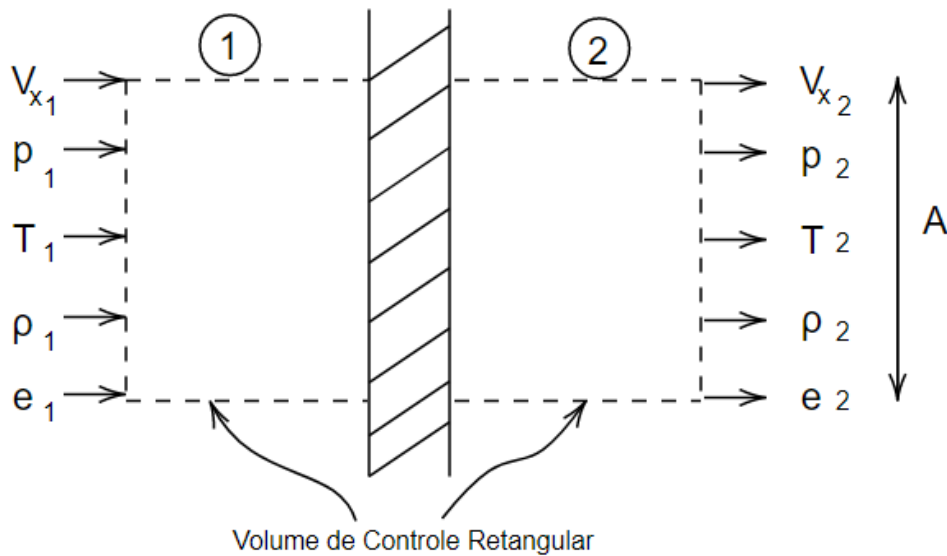


Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

1.6.3.1 Escoamento Unidimensional com Adição de Calor

Considerando, a Figura 1.19, que ilustra um volume de controle em um escoamento unidimensional, as propriedades do escoamento sofrem alterações devido a presença da onda de choque normal. Porém, de acordo com Anderson (2003), as alterações das propriedades do escoamento podem acontecer de diferentes maneiras, como a fricção do escoamento em dutos estacionários ou pela adição de calor externo.

Figura 1.19 – Volume de controle para análise de escoamento unidimensional.

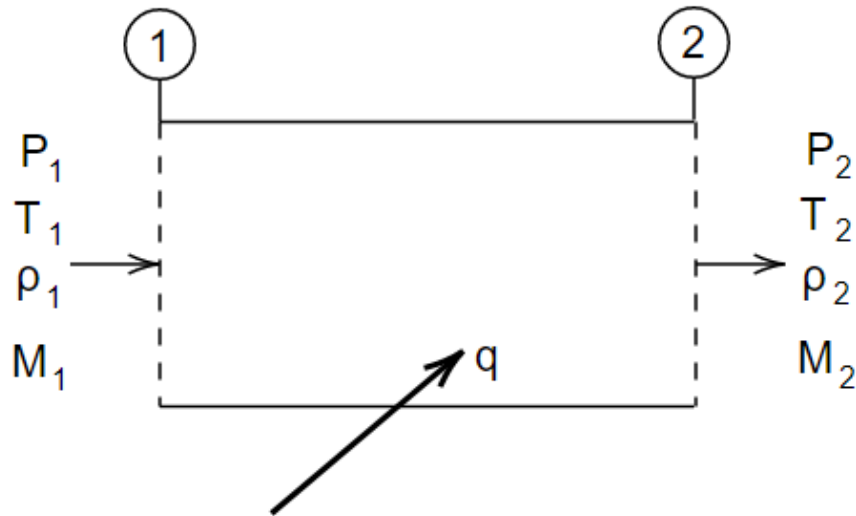


Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

Quando o calor é adicionado, as propriedades na região 2 são diferentes das propriedades na região 1. Normalmente esse fenômeno é presente em motores turbo jatos, *ramjet* e *scramjet* onde o calor é adicionado na forma da combustão da mistura ar-combustível.

Conhecendo as condições na região 1, sabendo a quantidade de calor adicionado por unidade de massa, q , é possível determinar as condições do escoamento na região 2, Figura 1.20. Caso seja considerado um gás caloricamente perfeito, soluções analíticas podem ser obtidas.

Figura 1.20 – Adição de calor a um escoamento unidimensional.



Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

Considerando a Equação (1.38) e resolvendo em termos de q , onde $h = c_p T$, obtém-se

$$q = c_p (T_{o2} - T_{o1}), \quad (1.38)$$

que relaciona o calor q adicionado com a variação das temperaturas totais nas regiões 1 e 2.

A partir da obtenção das temperaturas totais T_{o1} e T_{o2} é possível obter, iterativamente, o número de Mach, M_2 , após a adição de calor por

$$\frac{T_{o2}}{T_{o1}} = \left(\frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} \right)^2 \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right). \quad (1.39)$$

Ao fim, é possível obter as relações de razão de pressão, temperatura e massa específica entre as regiões 1 e 2 dadas, respectivamente, por

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2}, \quad (1.40)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} \right)^2 \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2, \quad (1.41)$$

e

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{1 + \gamma M_2^2}{1 + \gamma M_1^2} \right) \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2. \quad (1.42)$$

Após a definição do escoamento unidimensional com adição de calor e do equaci-

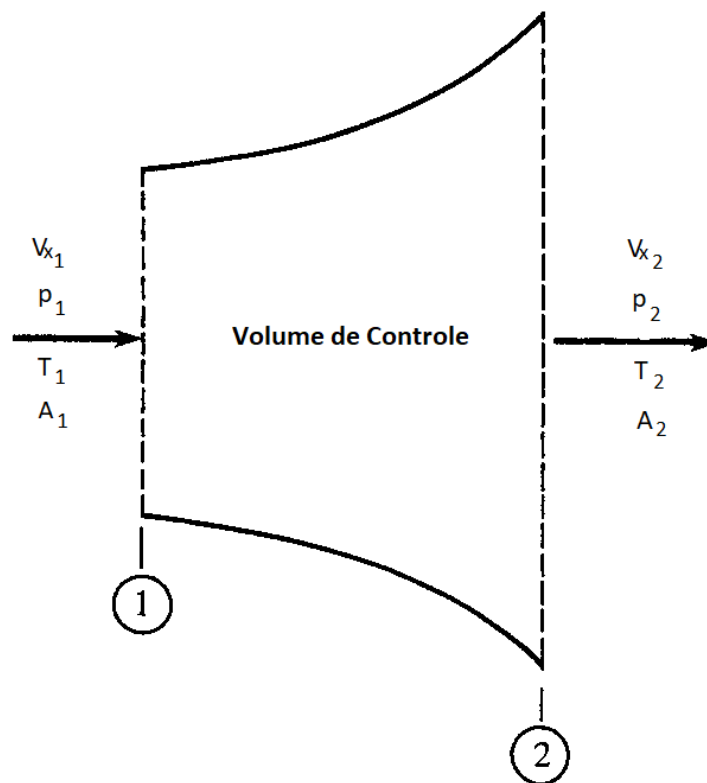
onamento governante, é possível incluir, caso necessário, a influência da presença de um combustor no sistema.

1.6.4 Sistema de Expansão

De acordo com Heiser e Pratt (1994), a principal função do sistema de expansão e seus componentes é prover aceleração ao escoamento proveniente do combustor de maneira mais eficiente, ou seja, com o mínimo de aumento de entropia.

Segundo Anderson (2003), é necessário definir o modelo do escoamento em um sistema expansivo. Previamente, na definição do escoamento unidimensional, considerou-se um volume de controle com área de escoamento constante. Porém, no caso de sistemas de expansão, a variação das propriedades do escoamento no volume de controle ocorre pela variação da área da seção transversal ao escoamento, Figura 1.21.

Figura 1.21 – Volume de Controle para um sistema de expansão.



Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

De maneira semelhante, considera-se que a variação das propriedades ocorrem somente em função do eixo x , inclusive a área A . Por esse motivo, diferentemente do escoamento unidimensional, o escoamento é tratado como quase unidimensional e as equações governantes são desenvolvidas de maneira semelhante aplicando os princípios de

conservação da massa, quantidade de movimento e energia para um volume de controle com área variável. Assim, determina-se, respectivamente,

$$\rho_1 V_{x_1} A_1 = \rho_2 V_{x_2} A_2, \quad (1.43)$$

$$p_1 A_1 + \rho_1 V_{x_1}^2 A_1 + \int_{A_1}^{A_2} p dA = p_2 A_2 + \rho_2 V_{x_2}^2 A_2, \quad (1.44)$$

e

$$h_1 + \frac{V_{x_1}^2}{2} = h_2 + \frac{V_{x_2}^2}{2}. \quad (1.45)$$

Posteriormente, define-se como a variação de área influencia na variação da velocidade. A partir da Equação(1.43), na forma diferencial, readotando a consideração de escoamento adiabático, com viscosidade nula e sem mecanismos dissipativos obtém-se

$$\frac{dA}{A} = (M^2 - 1) \frac{dV_x}{V_x}. \quad (1.46)$$

A partir da Equação (1.46) define-se as seguintes informações:

- Para $M < 1$:
 - Caso a variação de área seja maior que 1: A velocidade diminui;
 - Caso a variação de área seja menor que 1: A velocidade aumenta.
- Para $M > 1$:
 - Caso a variação de área seja maior que 1: A velocidade aumenta;
 - Caso a variação de área seja menor que 1: A velocidade diminui.

A partir das informações passadas, é possível definir, de maneira geral, como deve ser a configuração de um sistema de expansão para obter as propriedades desejadas após o processo.

Segundo Heiser e Pratt (1994), anteriormente a análise quantitativa dos componentes de expansão, é necessário realizar uma análise visual das principais geometrias encontradas na prática. De maneira geral, geometrias planares ou bidimensionais são comumente encontradas em motores *scramjet* por possuírem variação das propriedades em apenas um plano de análise. Porém, em geometrias axissimétricas há a presença de tuberias circulares que demandam a computar os efeitos tridimensionais.

Inicialmente, são definidas algumas condições para facilitar a análise matemática e diminuir a complexidade do problema:

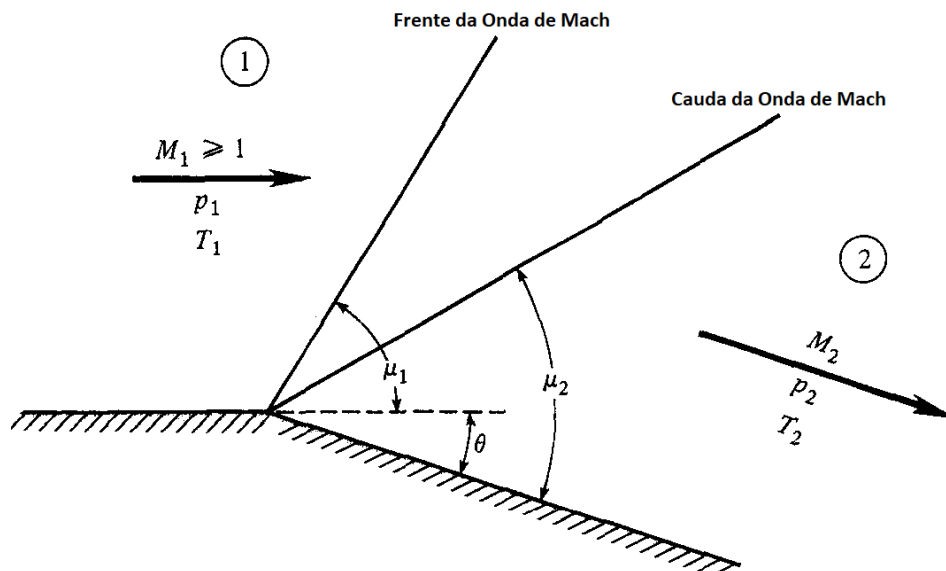
- Considera-se que o escoamento incidente na tubeira seja supersônico, evitando a presença de gargantas e geometrias convergente-divergente.

- Considera-se que o escoamento modelado é isentrópico e composto por um gás caloricamente perfeito.

No geral, o método das características é o método utilizado para determinar o contorno das tuberias discretizando a geometria em um número de ondas de expansão pré definidas.

Para a definição da geometria, considera-se que fluxo supersônico uniforme proveniente da câmara de combustão atinge uma região de expansão formada, inicialmente, por ondas de expansão de Prandtl-Meyer que são resultados de uma variação divergente da geometria, Figura 1.22.

Figura 1.22 – Expansão de Prandtl-Meyer.



Fonte: Adaptado de Anderson (2003).

O θ é o ângulo de deflexão da geometria de expansão dado por

$$\theta = \nu(M_2) - \nu(M_1), \quad (1.47)$$

onde a função de Prandtl-Meyer $\nu(M)$, é apresentada em função do número de Mach por

$$\nu(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} [M^2 - 1]} - \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{M^2 - 1}. \quad (1.48)$$

Além disso, μ_1 e μ_2 são os ângulos das ondas de Mach calculados por

$$\mu = \operatorname{arcsin} \frac{1}{M}. \quad (1.49)$$

Uma vez que o número de Mach M_2 após a onda de expansão é obtido, a razão entre as propriedades do escoamento são obtidas, segundo Anderson (2003), pelas relações

isentrópicas

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right), \quad (1.50)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (1.51)$$

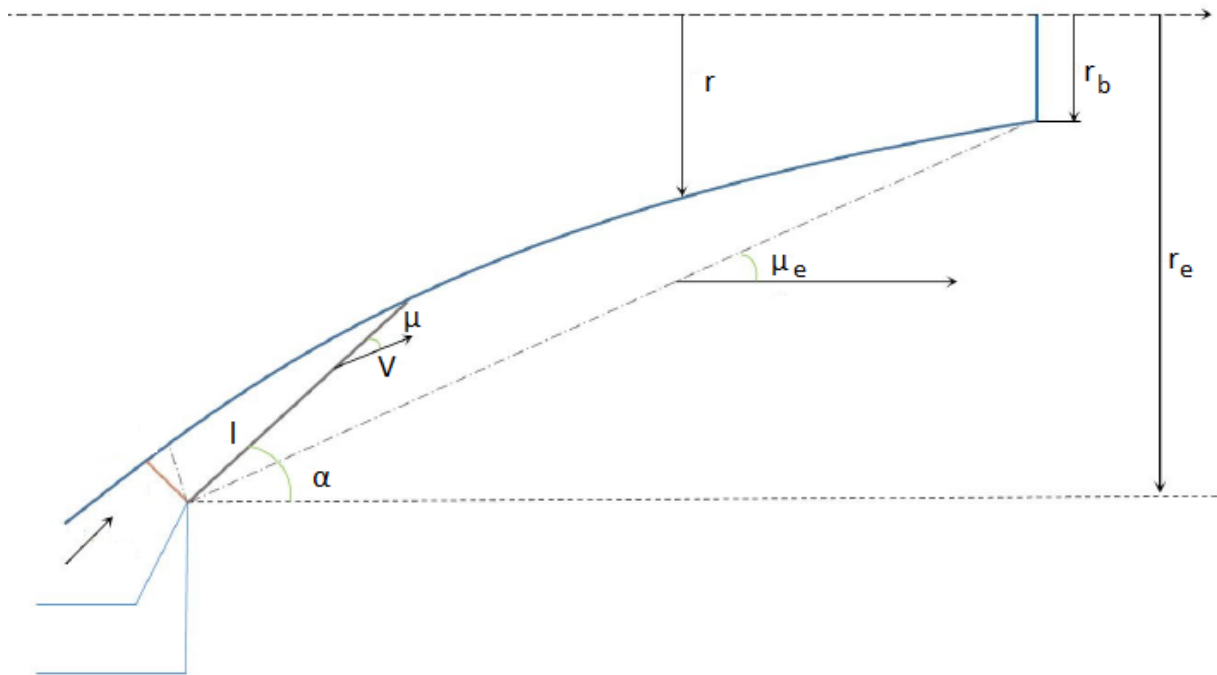
$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}. \quad (1.52)$$

Porém, de acordo com Heiser e Pratt (1994) a teoria das ondas de expansão de Prandtl-Meyer é válida somente para escoamentos confinados, ou seja, onde é possível a existência da reflexão das frentes de onda. Dessa maneira, para expansões definidas como externas, é necessário utilizar a teoria da razão de áreas, apresentada em Anderson (2003), que possui equação analítica dada por

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{M_1}{M_2} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}. \quad (1.53)$$

De maneira geral, o equacionamento definido compõe o desenvolvimento de uma geometria de expansão plana, normalmente utilizada no projeto de motores *scramjet* bidimensionais, ou seja, configurações planares. Porém, métodos semelhantes são utilizados na geração de seções de expansão axissimétricas.

Para uma geometria axissimétrica, segundo Bani (2016), há a necessidade de definir as linhas características responsáveis por gerar o contorno da tubeira e realizar a expansão do escoamento, Figura 1.23.

Figura 1.23 – Geometria genérica para tubeira *spike*.

Fonte: Adaptado de Bani (2016).

O comprimento das linhas l , definido a partir da carenagem, é dado por

$$l = \frac{r_e - \left[r_e^2 - \left(\frac{AM \sin \alpha}{\pi} \right)^2 \right]^{1/2}}{\sin \alpha}, \quad (1.54)$$

onde o r_e é o raio da saída, o A é a área relativa a cada comprimento da linha característica dada por

$$A = \frac{\pi (r_e^2 - r^2)}{M \sin \alpha}, \quad (1.55)$$

o M é o número de Mach relativo a cada linha característica e o α é o ângulo de inclinação de cada linha em relação a horizontal dado por

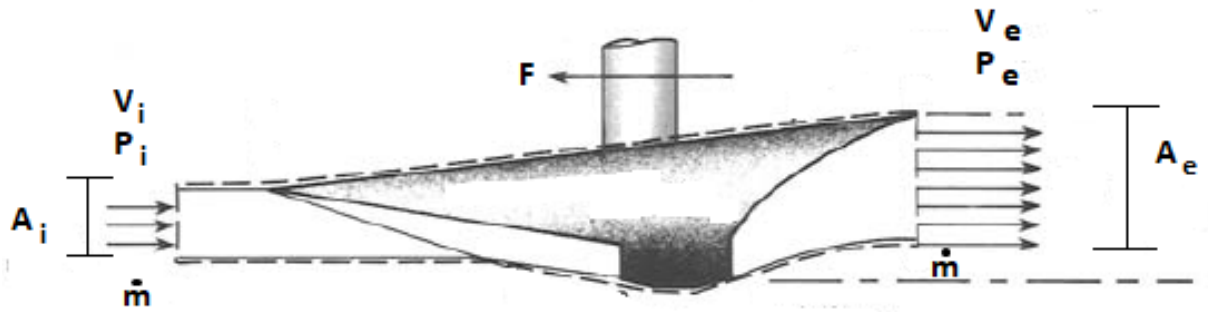
$$\alpha = \mu - \nu. \quad (1.56)$$

1.6.5 Empuxo Não Instalado

De acordo com Anderson (2003), o empuxo é definido pela Terceira Lei de Newton, em que, quando uma determinada quantidade de massa é acelerada em uma direção surge uma força de mesmo módulo, direção e sentido oposto.

Heiser e Pratt (1994) apresentam uma metodologia simplificada para cálculo do empuxo não instalado, em que analisa-se um volume de controle, Figura 1.24 e, a partir das condições do escoamento não perturbado, determina-se o empuxo gerado.

Figura 1.24 – Volume de controle para cálculo do empuxo não instalado



Fonte: Adaptado de Heiser e Pratt (1994).

A partir do volume de controle o empuxo não instalado é dado por

$$F = \dot{m}(V_e - V_i) + (p_e - p_i)A_e, \quad (1.57)$$

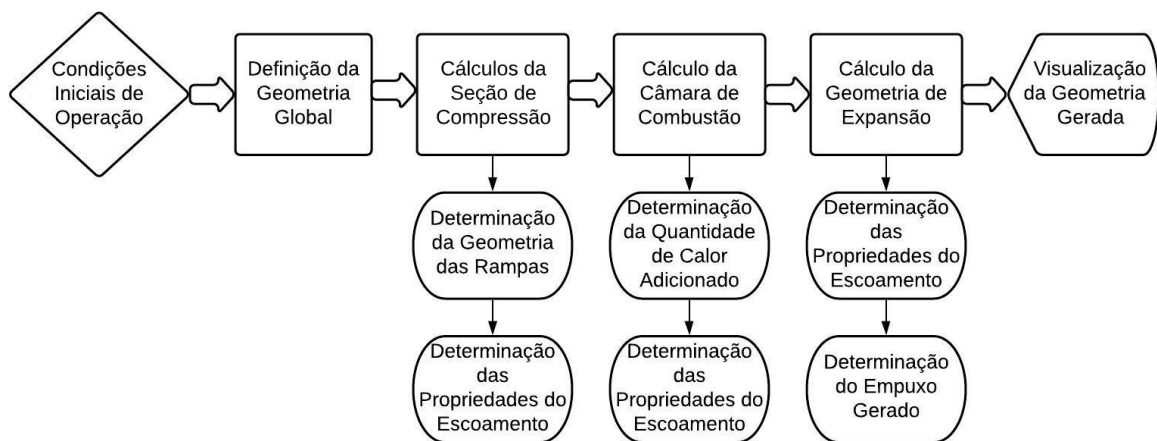
em que V_e e V_i são as velocidades e p_e e p_i são as pressões de saída e entrada do motor, respectivamente.

2 MODELAGEM DA FERRAMENTA

Neste capítulo, apresentam-se os métodos utilizados, bem como a maneira pela qual a fundamentação teórica definida auxiliou no desenvolvimento da ferramenta de modelagem de motores *scramjet*. Por se tratar de um sistema com diferentes componentes, estes serão tratados, inicialmente, de maneira individual para, ao fim, serem integrados em um modelo completo.

De maneira a prover a modelagem do sistema com menor uso computacional e de modo mais intuitivo, é preciso desmembrá-lo em subsistemas. Visando um estudo composto por determinação de entradas e saídas de cada subsistema, decidiu-se seccionar a modelagem de acordo com a Figura 2.1, que inclui os subsistemas considerados no motor.

Figura 2.1 – Organograma geral da modelagem.



Fonte: Autor.

Devido à proximidade com a linguagem e a facilidade de agregar diferentes funções, utilizou-se o *software* MATLAB na modelagem da ferramenta.

2.1 DETERMINAÇÃO DE CONDIÇÕES INICIAIS

A determinação da geometria do motor, bem como a determinação do desempenho depende do meio que está inserido. Neste caso, trata-se da atmosfera terrestre. Portanto, é necessário conhecer as propriedades do escoamento não perturbado para que se possa realizar a modelagem e análise correta do sistema implementado.

Diferentes modelos atmosféricos já foram criados, sendo ISA o modelo amplamente

utilizado. Neste modelo a atmosfera é considerada constante, ou seja, propriedades termodinâmicas constantes para a mesma altitude, e supõe-se que a atmosfera pode ser considerada como um gás perfeito com massa molar constante, de modo que atribui-se um único valor para a constante do gás, R .

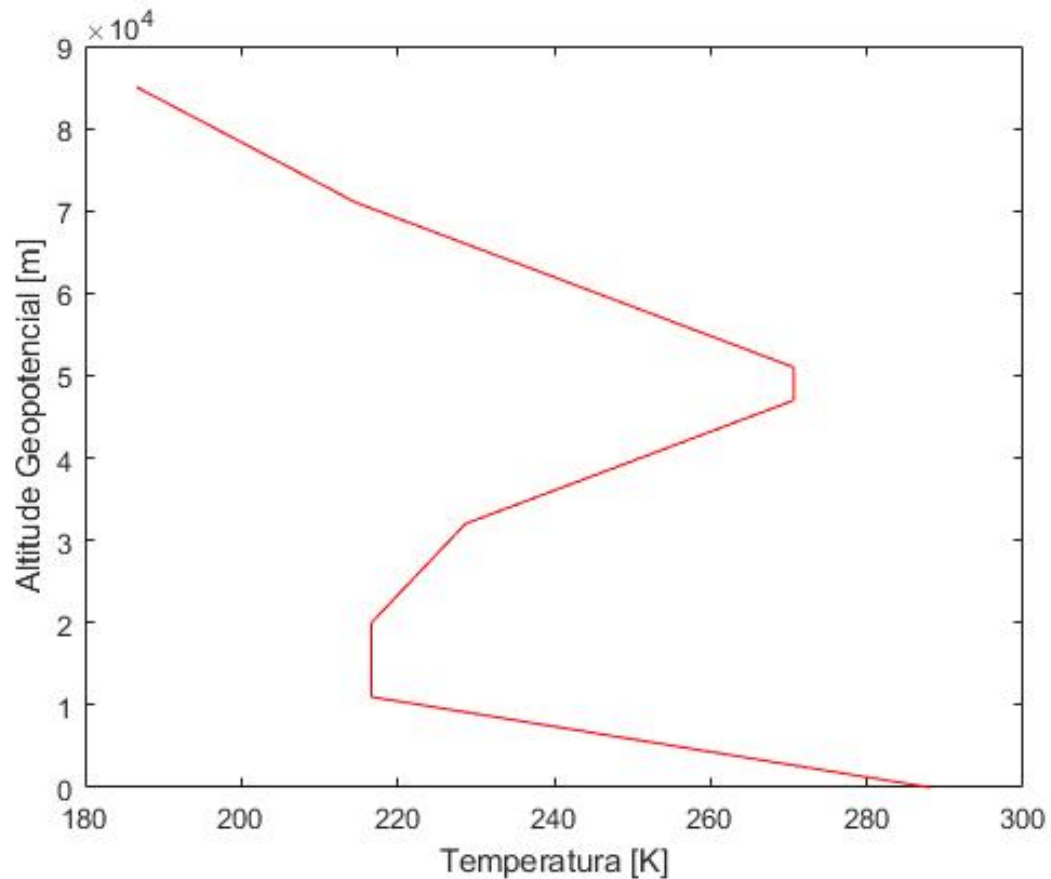
A determinação do modelo atmosférico depende do conhecimento do perfil de temperaturas da atmosfera. Este perfil é obtido experimentalmente através de tomadas feitas em várias altitudes e em localidades distintas em diferentes épocas do ano. O conjunto de medições pode ser apresentado em tabelas ou sintetizando na forma de uma expressão analítica da temperatura em função da altitude, $T(H)$, Mitchell (1977).

A compilação de diversos resultados experimentais para os perfis de temperatura mostram comportamentos distintos em diferentes regiões da atmosfera. Um resultado aceitável é a divisão da atmosfera em camadas de forma que cada camada possui uma distribuição linear de temperaturas em função da altitude geopotencial, Figura 2.2. Isso permite estabelecer, para cada uma, uma temperatura, T , em função da altitude, Z , dada por

$$T = T_i + C_n (Z - Z_i), \quad (2.1)$$

onde T_i e Z_i são, respectivamente, a temperatura e a altitude geopotencial no limite inferior da região em questão e C_n é o gradiente da temperatura dentro dos limites da camada.

Figura 2.2 – Perfil de temperatura em função da altitude geopotencial.



Fonte: Autor.

O perfil adotado na Figura 2.2 é adotado na modelagem padrão ISA e os limites de temperatura e altitude para cada camada é apresentado na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Atmosfera padrão ISA e seus parâmetros para cada camada.

Camada	$Z_i[m]$	$Z_s[m]$	$C_n[K/m]$	$T_i[K]$	$p_i[Pa]$
1	0	11000	$-6,5 \cdot 10^{-3}$	288,15	101325,000
2	11000	20000	0	216,65	22632,04
3	20000	32000	$1,0 \cdot 10^{-3}$	216,65	5474,875
4	32000	47000	$2,8 \cdot 10^{-3}$	228,65	868,0153
5	47000	51000	0	270,65	110,9057
6	51000	71000	$2,8 \cdot 10^{-3}$	270,65	66,938470
7	71000	85000	$2,0 \cdot 10^{-3}$	214,65	3,956384

Fonte: Adaptado de Atmosphere (1976).

A partir da Tabela 2.1 e da Equação (2.1) é possível determinar a temperatura para dada altitude.

Posteriormente, dada a temperatura, é possível determinar a pressão e a densidade, respectivamente, em dois casos:

- Para o gradiente de temperatura igual a zero, tem-se

$$p = \exp\left(\frac{-g_0(Z - Z_i)}{RT_i}\right) p_i, \quad (2.2)$$

$$\rho = \rho_i \frac{p}{p_i}. \quad (2.3)$$

- Para o gradiente de temperatura diferente zero, tem-se

$$p = p_i \left[\frac{T}{T_i} \right]^{\frac{-g_0}{C_p R}}, \quad (2.4)$$

$$\rho = \rho_i \frac{p T_i}{p_i T}, \quad (2.5)$$

onde g_0 é a aceleração do campo gravitacional na latitude de 45° .

Outros parâmetro característicos do ar, que devem, necessariamente, serem definidos, são a velocidade de propagação do som no ar, a , e o número de Mach, dados, respectivamente, por

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (2.6)$$

e

$$M = \frac{V}{a}. \quad (2.7)$$

Ao fim, a partir de uma entrada da altitude e do número de Mach, é possível determinar as propriedades do escoamento que o motor será inserido.

2.2 DETERMINAÇÃO DA GEOMETRIA

De maneira a determinar as metodologias utilizadas na análise dos subsistemas, é necessário definir a geometria principal do motor. Como apresentado anteriormente, as geometrias da seção de compressão são utilizadas para atender requisitos de projeto para correta operação da câmara de combustão. No geral, com o objetivo de minimizar as perturbações no escoamento, a geometria da compressão influencia o formato geral da seção de combustão e da seção de expansão.

Desta forma, geometrias como a planar possuem metodologias voltadas para análises bidimensionais. Já geometrias como Oswatitisch e Busemann possuem configurações axissimétricas e a presença de escoamento tridimensional é evidente.

Devido a presença em grandes projetos de *scramjet*, inclusive no Brasil, a geometria planar é considerada como ponto de partida para o desenvolvimento da tecnologia de voo supersônica. Por possuir equacionamento analítico fechado, no geral, com implementação de maneira simplificada.

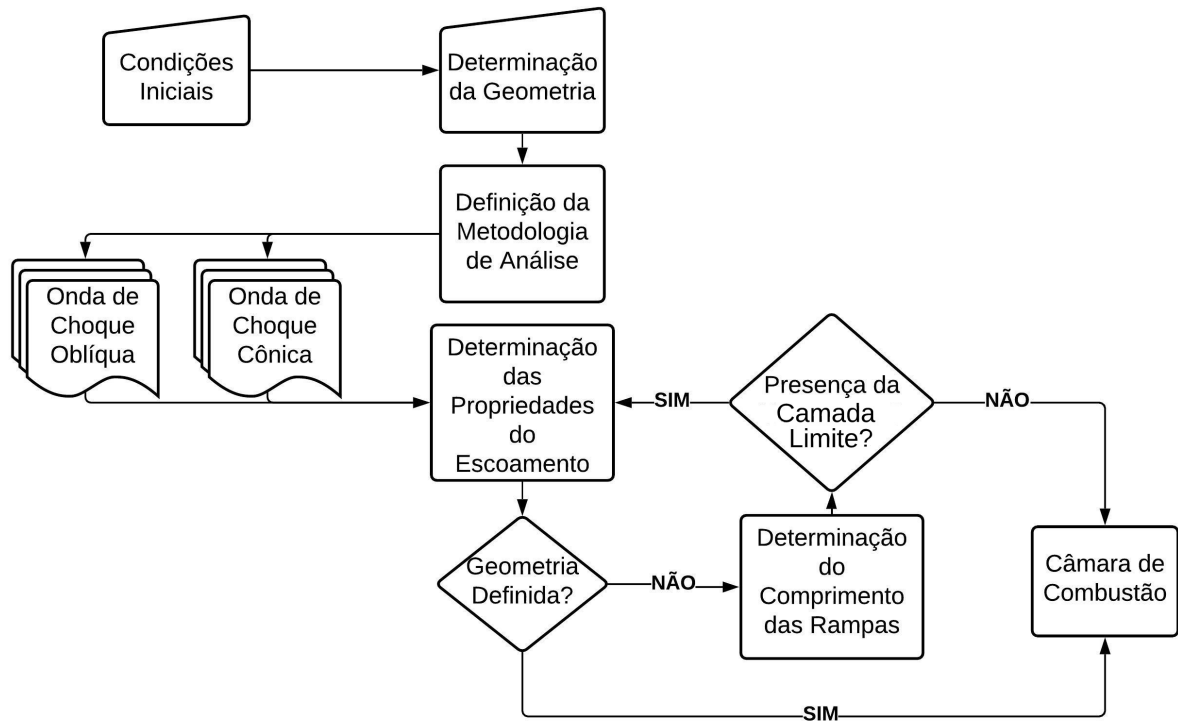
A Geometria Oswatitisch possui necessidade de desenvolvimento teórico mais profundo, visto que, em relação à geometria planar e de Busemann, possui menos conteúdo publicado, dificultando, assim, a replicação de resultados utilizando essa geometria. Por dispor de geometria favorável ao acoplamento com veículos lançadores, espaço interno considerável para inserção de carga paga e desafios acerca da solução de ondas de choque cônicas, é conveniente buscar progresso na análise desta geometria.

Dessa maneira, considera-se as geometrias planar e Oswatitisch (axissimétrica) no desenvolvimento da ferramenta. Porém, existem possibilidades para implementação de outras geometrias desde que sigam a metodologia de análise demonstrada em seções posteriores.

2.3 SEÇÃO DE COMPRESSÃO

Após determinar as propriedades do escoamento não perturbado, definir as geometrias utilizadas na modelagem e definir, com base em requisitos de projeto, a dimensão radial do veículo é possível realizar o dimensionamento da seção de compressão para cada caso desejado. O foco da metodologia é baseado em realizar a compressão do escoamento até que este possua as propriedades desejadas na entrada da câmara de combustão definidas pelo usuário da ferramenta. A modelagem da seção segue a metodologia proposta na Figura 2.3, que será detalhada posteriormente.

Figura 2.3 – Metodologia aplicada na seção de admissão.



Fonte: Autor.

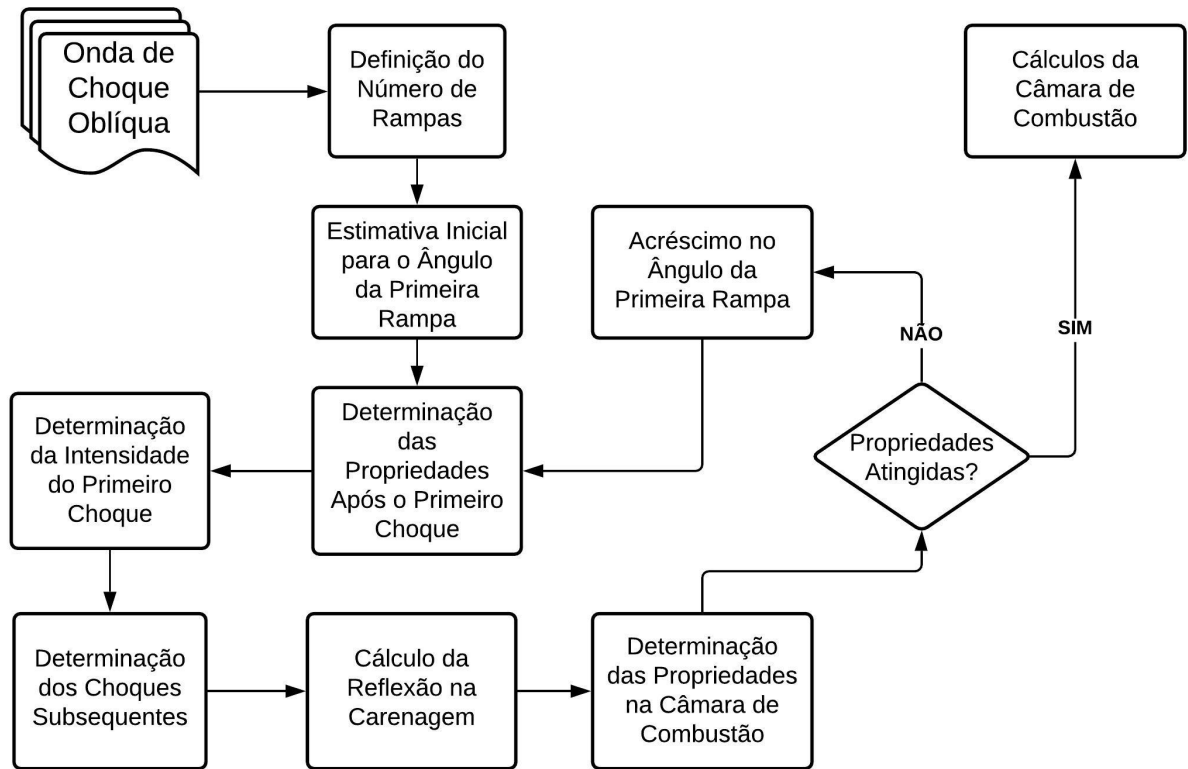
2.3.1 Definição da Metodologia de Análise

De maneira a realizar uma análise coerente com o modelo estudado, é definida a geometria de análise de acordo com a geometria definida. Tem-se a modelagem de ondas de choque oblíquas planas como solução para compressão planar e a modelagem de ondas de choque cônicas, com as considerações necessárias, para solução da geometria axissimétrica, ou seja, a geometria de Oswatitsch.

2.3.1.1 Modelagem da Compressão Planar

A modelagem da configuração do escoamento da seção de compressão para uma geometria planar segue o equacionamento presente na Seção 1.6.1.1.1 e a metodologia baseada na Figura 2.6.

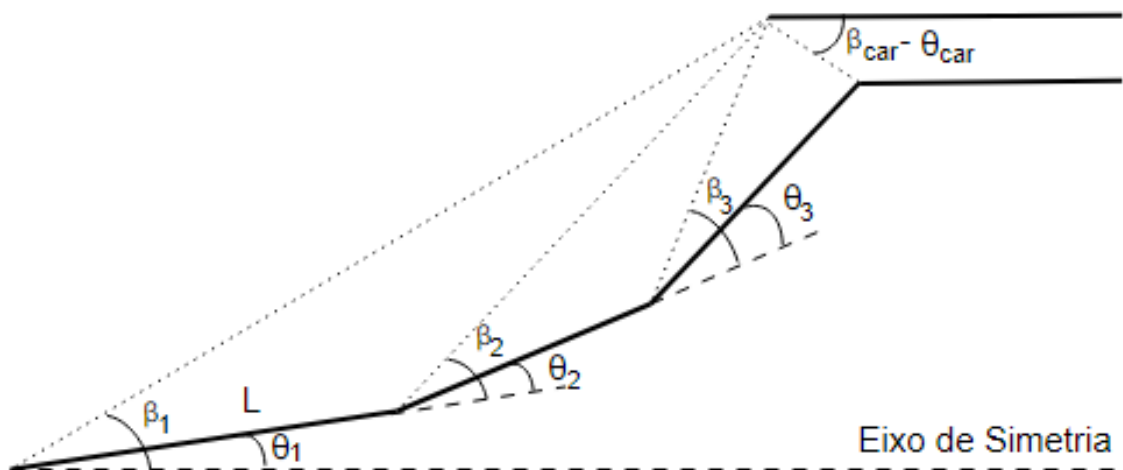
Figura 2.4 – Metodologia da modelagem do escoamento para geometria planar.



Fonte: Autor.

De maneira a compreender o desenvolvimento do método, utiliza-se a Figura 2.5 como referência na definição geométrica do processo, onde θ_i e β_i são, respectivamente, ângulo da rampa i e o ângulo da onda de choque relativo a essa.

Figura 2.5 – Esquema geral da admissão planar.



Fonte: Autor.

Inicialmente, a partir da definição das propriedades do escoamento não perturbado e do número de rampas, realiza-se uma estimativa inicial para o θ_1 . Posteriormente, a partir da relação $\beta - \theta - M$, Equação (1.22), determina-se o ângulo, β_1 , para o choque gerado. Diante disso, a partir das Equações (1.14) a (1.19), é possível definir as propriedades do escoamento após o primeiro choque oblíquo.

De acordo com a Seção 1.6.1.1.4, de modo a maximizar a recuperação da pressão total durante a compressão do escoamento, é necessário considerar que as ondas de choque possuam a mesma intensidade, ou seja, considera-se que o número de Mach perpendicular aos choques sejam iguais. Assim, a partir da Equação (1.29), é possível determinar, sucessivamente, o ângulo do choque β_{i+1} a partir do conhecimento de M_i , β_i e M_{i+1} ;

De maneira a estimular a entrada de um escoamento constante e uniforme na câmara de combustão, é primordial considerar a reflexão das ondas de choque na carenagem do modelo. A partir da relação $\beta - \theta - M$, Equação (1.22), calcula-se o β_{car} a partir do θ_{car} , onde, de acordo com a Seção 1.6.1.1.2,

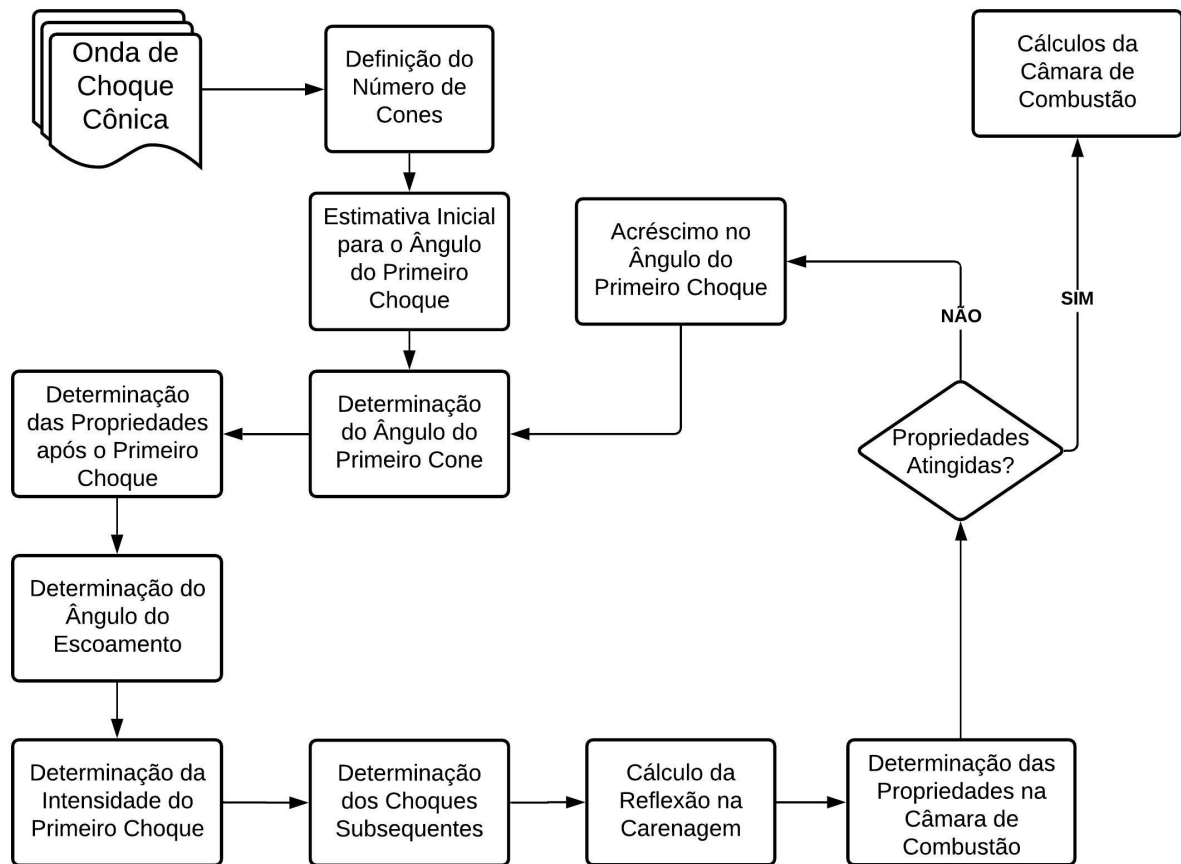
$$\theta_{car} = \sum \theta_i. \quad (2.8)$$

Ao fim, utiliza-se, novamente, as Equações (1.14) a (1.19) para definir as propriedades do escoamento na entrada da câmara de combustão e, assim, realizar a comparação destas com as propriedades desejadas. Caso as propriedades desejadas não sejam atingidas, é realizado um pequeno incremento no ângulo θ_1 que proporciona um acréscimo nos demais.

2.3.1.2 Modelagem da Compressão Axissimétrica

A modelagem da compressão axissimétrica segue parâmetros semelhantes à compressão planar, com as modificações e considerações necessárias. O organograma apresentado na Figura 2.6, ilustra, no geral, a solução para a definição de geometrias cônicas.

Figura 2.6 – Metodologia da modelagem do escoamento para geometria axissimétrica.



Fonte: Autor.

Inicialmente, após a definição do número de cones e conhecendo as propriedades do escoamento não perturbado, é realizada uma estimativa inicial para o ângulo do primeiro choque cônico baseada em uma estimativa empírica, que determina qual o menor β gerado com base no número de Mach incidente.

De modo a determinar o θ responsável por gerar o β estimado, é necessário solucionar, numericamente, a Equação de Taylor-Maccoll, Equação (1.28). De maneira geral, o *software* MATLAB possui integradores da família ODE que solucionam funções do tipo $y(t)$ que satisfazem $y' = f(t, y)$ calculadas a partir de um valor inicial $y(t_0)$. Segundo Lassaline (2009), é conveniente adotar, nesse caso, um vetor de solução em que

$$y = \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_r \\ V_r' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_r \\ V_\theta \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

Assim, é necessário escrever a Equação de Taylor-Maccoll, Equação (1.28), na

forma diferencial $y' = f(\theta, y)$, onde, de acordo com a Equação (2.9),

$$y' = f(\theta, y) = \left[\frac{y_2}{\frac{y_2^2 y_1 - \frac{\gamma-1}{2}(1-y_1^2-y_2^2)(2y_1+y_2 \cot(\theta))}{\frac{\gamma-1}{2}(1-y_1^2-y_2^2)-y_2^2}} \right]. \quad (2.10)$$

De maneira a definir os parâmetros iniciais para a solução, estima-se que as condições do escoamento logo após a onda de choque são proporcionadas pela relação de choque oblíquo. Dessa maneira, a partir da relação $\theta - \beta - M$, Equação (1.21), e com base na Figura 2.7, têm-se,

$$M = M_\infty, \quad (2.11)$$

$$\beta = \beta_s, \quad (2.12)$$

onde β_s é o β estimado e

$$\theta = \delta^*. \quad (2.13)$$

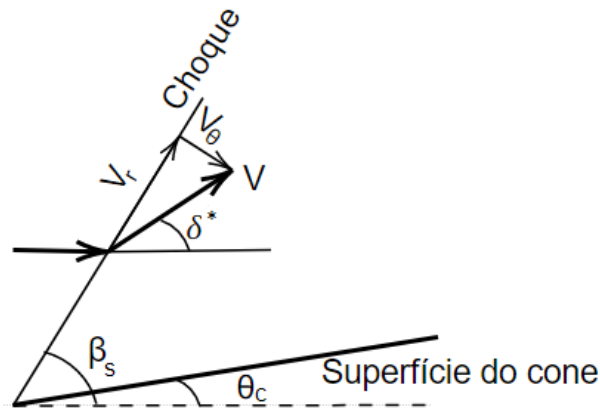


Figura 2.7 – Escoamento incidente em geometria cônica.

Fonte: Adaptado de Lassaline (2009).

O método consiste em solucionar numericamente a Equação (2.10), partindo de β_s até encontrar o θ_c que faça a variável $y_2 = 0$. Ou seja, quando avalia-se o escoamento na superfície do cone, $V_\theta = 0$ e, portanto $y_2 = 0$.

O número de Mach após o choque é definido pela componente tangencial que atende a solução numérica obtida. Além disso, as propriedades do escoamento após os choques são obtidas a partir das relações isentrópicas apresentadas nas Equações (1.15) a (1.17).

Devido a presença de diversos cones, é necessário considerar o ângulo do escoamento, δ^* , para computar a incidência correta do ângulo no próximo cone. De acordo com

a Seção 1.6.1.1.3, o ângulo do fluxo após o choque cônico pode ser aproximado ao θ da relação $\theta - \beta - M$, Equação (1.21), para onda de choque oblíquo. Dessa maneira,

$$\tan \delta^* = \tan \theta = 2 \cot \beta \left[\frac{M^2 \sin^2 \beta - 1}{M^2 (\gamma + \cos 2\beta) + 2} \right]. \quad (2.14)$$

Semelhantemente à metodologia adotada para a seção de compressão planar, define-se a intensidade da primeira onda de choque, ou seja, a velocidade normal à onda e adota-se que as demais ondas possuam a mesma intensidade. Ao fim, conhecendo as propriedades do escoamento ao longo dos choques, é calculada a reflexão na carenagem e, posteriormente, definidas as características do escoamento na entrada da câmara de combustão.

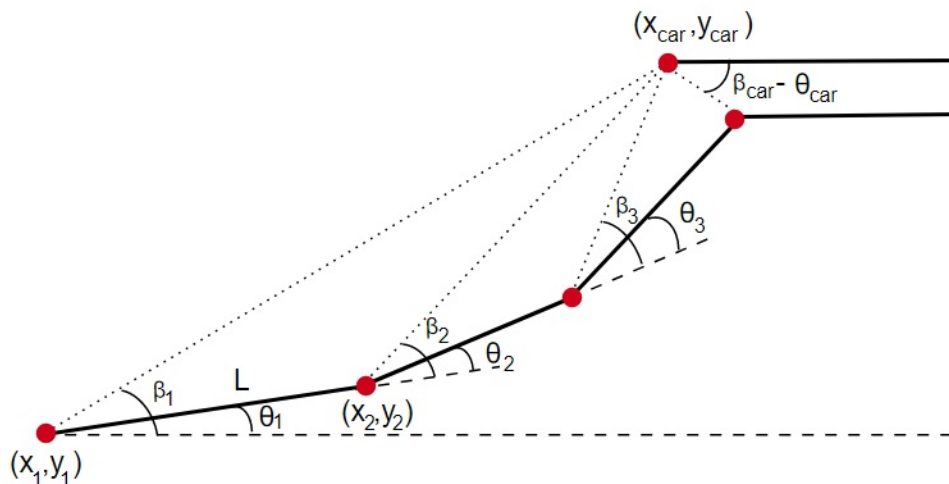
Como a formulação para onda de choque cônica não é fechada e os resultados são derivados a partir da solução de uma equação diferencial. Assim, o incremento, após detectar que as propriedades na entrada da câmara de combustão não foram atingidas, deve ser realizado no ângulo do choque, ao contrário da metodologia fechada para onda de choque oblíqua, onde o incremento pode ser realizado no ângulo da rampa.

2.3.2 Determinação do Comprimento das Rampas

Após estabelecidos os ângulos das superfícies e dos respectivos choques gerados, necessita-se definir o comprimento das rampas/cones pois estes determinarão o ponto de incidência dos choques.

É desejável que os choques incidam no mesmo ponto, dessa maneira, ocorrerá união dos choques e, assim, uma única onda de reflexão, Figura 2.8.

Figura 2.8 – Determinação do comprimento das rampas.



Inicia-se o processo determinando o ponto de incidência da primeira onda na carenagem, (x_{car}, y_{car}) , a partir de relações trigonométricas, onde o ponto y_{car} é definida pela dimensão radial determinada como entrada do projeto, (x_1, y_1) são as origens do sistema de referência e

$$x_{car} = \frac{y_{car} - y_1}{\tan\beta_1} + x_1. \quad (2.15)$$

Para definir o comprimento da rampa, é necessário a solução de um sistema com duas variáveis e duas equações em que

$$x_2 = \frac{y_2 - y_1}{\tan\theta_1} + x_1 \quad (2.16)$$

e

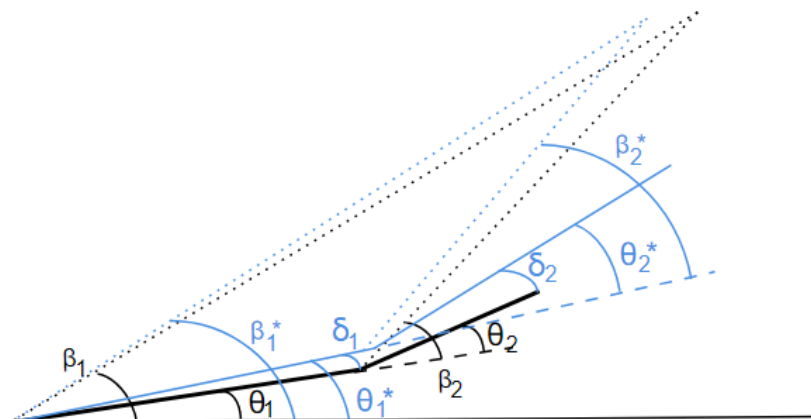
$$x_2 = x_{car} - \frac{y_{car} - y_2}{\tan(\beta_2 + \theta_1)}. \quad (2.17)$$

Sucessivamente são obtidos os pontos iniciais e finais para as rampas. Para a ultima rampa, a mesma metodologia é utilizada, em que considera-se o ângulo da reflexão, $\beta_{car} - \theta_{car}$, para compor as relações trigonométricas. A interseção da onda refletida com a ultima rampa determina o ponto final da rampa e inicio da câmara de combustão.

2.3.3 Presença da Camada Limite

O interesse em considerar a camada limite na seção de compressão é motivado, no geral, por resultar na presença da camada limite. Como definido na Seção 1.6.1.4, o gradiente de velocidade determina uma espessura de deslocamento que aumenta o ângulo efetivo das rampas, Figura 2.9.

Figura 2.9 – Presença do deslocamento da camada limite.



O incremento no θ de cada rampa causado pela espessura da camada limite, δ , modifica a intensidade das ondas de choque e, conseqüentemente, suas posições. Dessa maneira, as propriedades do escoamento após os choques são alteradas. Assim, para uma análise mais profunda e de maior coerência com a realidade, considera-se a presença da camada limite na seção de compressão dos modelos.

A espessura do deslocamento é calculada no ponto final de cada rampa a partir da Equação (2.14). Posteriormente, o deslocamento é convertido em ângulo, de acordo com a relação de arco de circunferência,

$$\theta_i = \frac{360 \cdot \delta_i}{2\pi L_i}, \quad (2.18)$$

em que L é o comprimento relativo a rampa i .

Posteriormente, o ângulo θ_i^* é somado ao θ relativo a rampa e, ao fim, recalcula-se os ângulos dos choques e determina-se as novas propriedades do escoamento a partir das relações de ondas choque.

2.4 CÂMARA DE COMBUSTÃO

Após a compressão do escoamento, ou seja, diminuição da velocidade e aumento da pressão, temperatura e massa específica é realizada a adição do combustível e, por conseguinte, a ocorrência da combustão.

Como uma gama de combustíveis pode ser utilizada, necessita-se conhecer as propriedades nas quais estes ignizam para projetar a compressão adequada que proporciona tais condições.

Considera-se, inicialmente, uma quantidade de calor adicionada, arbitrária, que proporcione um número de Mach de saída da câmara maior que 1,2, de modo que o escoamento não se torne subsônico.

Considera-se que o escoamento na câmara de combustão é constante, uniforme e unidimensional, de modo que as relações para escoamento unidimensional com adição de calor, presentes na Seção 1.6.3.1, possam ser utilizadas.

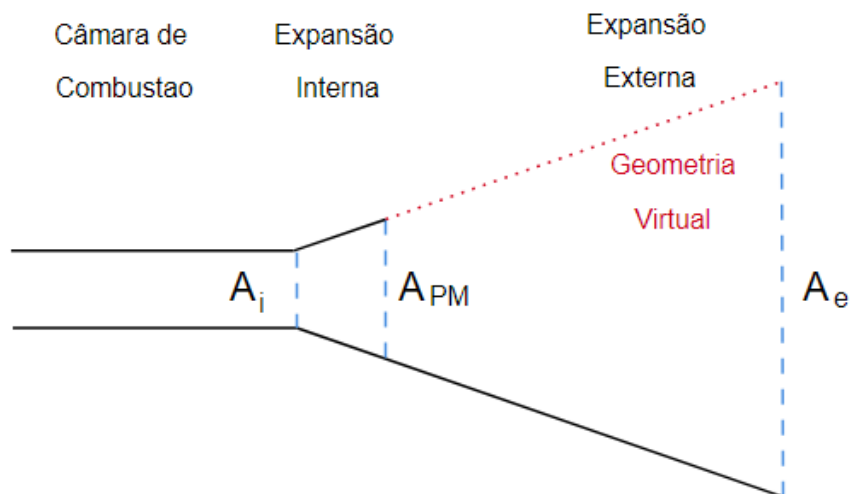
Inicialmente, estima-se a quantidade de calor adicionada por unidade de massa e, a partir das Equações (1.38) a (1.42), determina-se as propriedades do escoamento após a combustão. Posteriormente, verifica-se se o número de Mach obtido é maior que 1,2, caso seja, é realizado um pequeno incremento na quantidade de calor adicionada até o número de Mach ser igual a 1,2.

2.5 SEÇÃO DE EXPANSÃO

A partir da geometria global definida anteriormente e considerando as propriedades do escoamento após a combustão, é possível modelar a expansão do escoamento de modo a gerar o empuxo necessário para a manutenção do voo.

De acordo com a Seção 1.6.4, nota-se que a expansão promove um aumento do número de Mach e, com isso, redução na temperatura, massa específica e pressão. De maneira a proporcionar uma melhor transformação da energia interna em velocidade ao escoamento, considera-se uma expansão externa e uma expansão interna, esta, responsável por gerar a expansão do escoamento em dois sentidos que aumenta a área de saída dos gases, Figura 2.10.

Figura 2.10 – Esquemático geral da expansão.



Fonte: Autor.

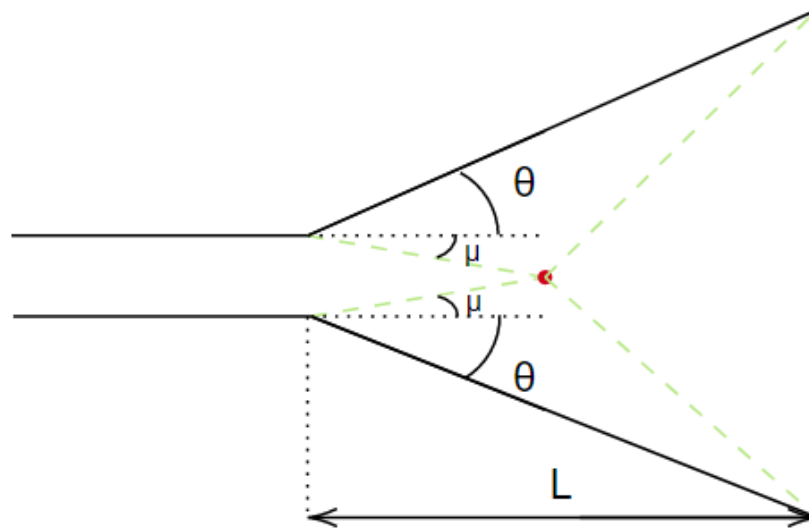
Para compreender os modelos planar e axissimétricos, são geradas, respectivamente, geometria de expansão plana, a partir de uma rampa de expansão e uma expansão axissimétrica a partir de uma tubeira *spike*.

2.5.1 Expansão Plana

Para a expansão plana, considera-se, inicialmente, a primeira onda de expansão gerada pela deflexão do escoamento na saída da câmara de combustão que possui ângulo, μ , definido pela Equação (1.49) e, posteriormente, define-se o ângulo da rampa de expansão, θ .

De acordo com Heiser e Pratt (1994), a expansão interna tem o mínimo comprimento definido, L , no ponto onde a reflexão das frentes de ondas incidem nas rampas de expansão, Figura 2.11. A partir disso, é possível gerar a geometria virtual.

Figura 2.11 – Esquemático da expansão interna.



Fonte: Autor.

Definidas as características geométricas da expansão interna, são calculadas as propriedades do escoamento. O número de Mach resultante da expansão interna é definido a partir da Equação (1.48), em que

$$\nu(M_2) = \theta + \nu(M_1) \quad (2.19)$$

onde $\nu(M)$ é a função de Prandtl-Meyer dada pela Equação (1.22).

As demais propriedades são calculadas a partir das relações isentrópicas dadas pelas Equações (1.50) a (1.52)

De acordo com a Seção 1.6.4, as ondas de expansão de Prandtl-Meyer são válidas somente na expansão interna. A partir da Figura 2.10, para a expansão externa, considere-se o equacionamento da razão de áreas entre A_e e A_M apresentado pela Equação (1.53). Ao fim, são obtidas as propriedades do escoamento após a expansão a partir das relações de escoamento isentrópico.

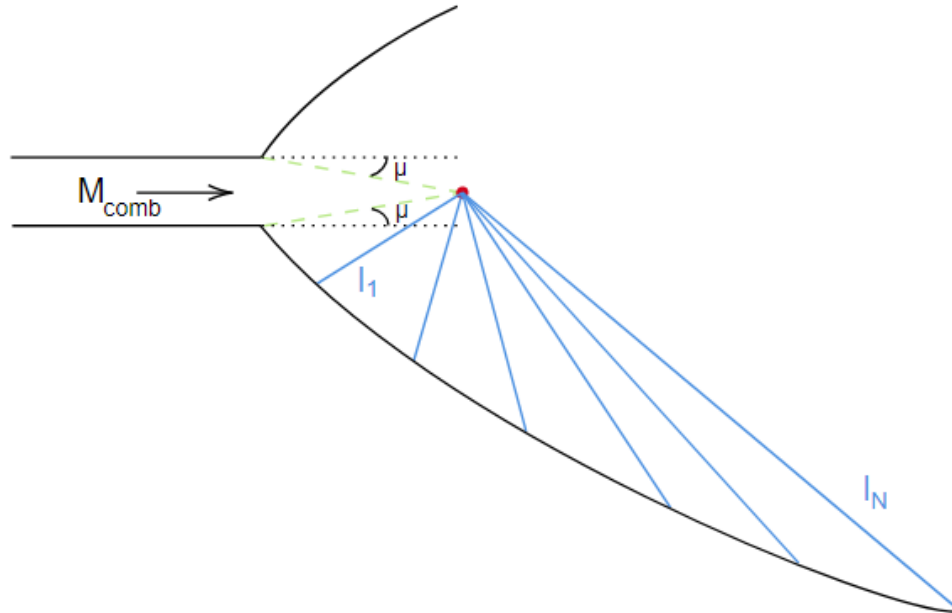
2.5.2 Expansão Axissimétrica

Para a expansão axissimétrica, uma metodologia semelhante é utilizada. Considera-se a presença da onda de expansão ocasionada pela deflexão do escoamento proveniente da câmara de combustão. Similarmente à expansão plana, inclui-se a presença de uma expansão interna/superior de modo a gerar uma geometria virtual que aumente a área de expansão.

Para determinar a geometria da expansão, utiliza-se o método das características, presente na Seção 1.6.4. Inicialmente, determina-se um número finito, n , de linhas carac-

terísticas e, a partir das Equações (1.54) a (1.56), define-se o comprimento das linhas, l , bem como sua posição. O desenvolvimento da geometria é baseado na Figura 2.12.

Figura 2.12 – Esquemático da expansão axissimétrica.



Fonte: Autor.

Ao fim, de maneira a avaliar a configuração final, a geometria global definida é plotada apresentando as dimensões radiais e longitudinais do modelo do motor obtido.

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, apresentam-se as configurações de motor *scramjet* obtidas a partir da ferramenta implementada, bem como as propriedades do escoamento, nos pontos de interesse, ao longo dos modelos. Na sequência, compara-se os resultados obtidos com as simulações numéricas, realizadas no *software* Ansys Fluent 19.2, para cada respectivo modelo.

Em primeiro momento, considerou-se a configuração sem a presença da camada limite para as geometrias planar e axissimétrica submetidas às mesmas condições de operação. Em seguida, avaliou-as submetidas aos efeitos da camada limite.

Como caso de estudo, definiu-se um voo a 30 km de altitude geopotencial a uma velocidade de 2113,65 m/s (equivalente a número de Mach 7). Assim, a partir do modelo ISA implementado, Atmosphere (1976), determinou-se as propriedades termodinâmicas do escoamento não perturbado, Tabela 3.1.

Durante toda a análise, o ar é considerado como um gás termicamente perfeito, dessa maneira, o $\gamma = \gamma(T)$ e essa relação é apresentada por dados tabelados presentes em Lemmon et al. (2000), para temperaturas de 60 K a 2000 K, e em Keenan et al. (1983), para temperaturas entre 2000 K a 3500 K. Os valores intermediários foram obtidos a partir de uma interpolação linear.

Tabela 3.1 – Propriedades do escoamento a Mach 7 e 30 km de altitude geopotencial.

Altitude Geopotencial [km]	Temperatura [K]	Pressão [Pa]	ρ [kg/m ³]	Velocidade do Som [m/s]
30	226,65	1171,55	0,0180	301,95

Fonte: Autor.

Posteriormente, determinou-se requisitos de projeto que são necessários para tangenciar o desenvolvimento da geometria. Martos (2017) analisa a relação entre a quantidade de rampas e a eficiência da compressão e determina, com base na metodologia da recuperação da pressão total e considerando efeitos de complexidade de manufatura, que um sistema com três rampas é o ponto ótimo entre eficiência e complexidade. De maneira semelhante, considerando a configuração do veículo 14-X S, apresentada por Martos (2017), estimou-se a temperatura necessária de 1000 K na entrada da câmara de combustão e uma altura do veículo, H , de 0,2 m, Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Requisitos de projeto.

Temperatura de Entrada da Câmara de Combustão [K]	Número de Rampas [-]	Altura do Veículo (H) [m]
1000	3	0,2

Fonte: Martos (2017).

3.1 MODELOS SEM CAMADA LIMITE

A partir da definição das propriedades do escoamento não perturbado e dos requisitos de projeto, desconsiderando a presença da camada limite, foi possível determinar a configuração do modelo para a geometria planar. Para a geometria axissimétrica, de modo a realizar a comparação entre os conceitos, as mesmas definições de projeto foram consideradas.

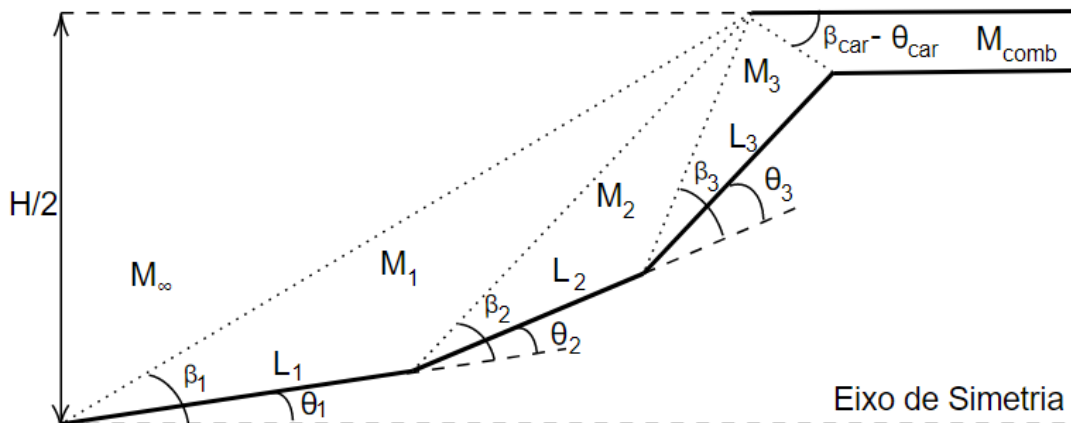
3.1.1 Configuração Planar

De maneira a definir a geometria planar, seccionou-se o modelo em seções de admissão, combustão e expansão interligando-as como descrito nas seções anteriores.

3.1.1.1 Seção de Compressão

Considerando a configuração de três rampas, Figura 3.1, e a metodologia apresentada na Seção 2.3.1.1, determinou-se a geometria da seção de compressão planar, Tabela 3.3.

Figura 3.1 – Compressão planar de três rampas.



Fonte: Autor.

Tabela 3.3 – Geometria da admissão planar.

	θ [°]	β [°]	Comprimento (L) [mm]	Componente Horizontal [mm]	Componente Vertical [mm]
Rampa 1	6,087	12,604	254,4	253,0	26,98
Rampa 2	6,790	14,516	115,9	113,0	25,84
Rampa 3	8,039	17,278	116,5	108,8	41,59
Entrada Câmara de Combustão	20,916	32,358	-	-	-

Fonte: Autor.

Posteriormente, determinou-se as propriedades termodinâmicas do escoamento, Tabela 3.4, e as razões de pressão totais, Tabela 3.5 na seção de compressão.

Tabela 3.4 – Propriedades do escoamento na seção de compressão planar.

	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]	a [m/s]	γ [-]
Escoamento não Perturbado	7	1171,55	226,65	0,0180	301,95	1,402
Rampa 1	6,094	2958,16	292,37	0,0352	342,80	1,400
Rampa 2	5,143	7559,47	391,46	0,0672	395,98	1,396
Rampa 3	4,300	19301,10	522,71	0,1286	455,66	1,384
Entrada Câmara de Combustão	2,679	115609,56	1000,16	0,4027	619,35	1,336

Fonte: Autor.

Percebe-se, a partir da Tabela 3.4, a ocorrência do processo da compressão do escoamento. Devido a presença das ondas de choque oblíquas, a pressão, temperatura e

massa específica aumentam enquanto ocorre a diminuição da velocidade, que permanece em regime supersônico. Observa-se, também, a presença de um escoamento supersônico adentrando na câmara de combustão, característica marcante de um motor *scramjet*. Ao fim, pontua-se que o requisito de temperatura foi atingido e, a partir da Tabela 3.5, apresenta-se a verificação do método da máxima recuperação da pressão pelas razões semelhantes ao longo das rampas.

Tabela 3.5 – Razão de pressão total ao longo dos choques.

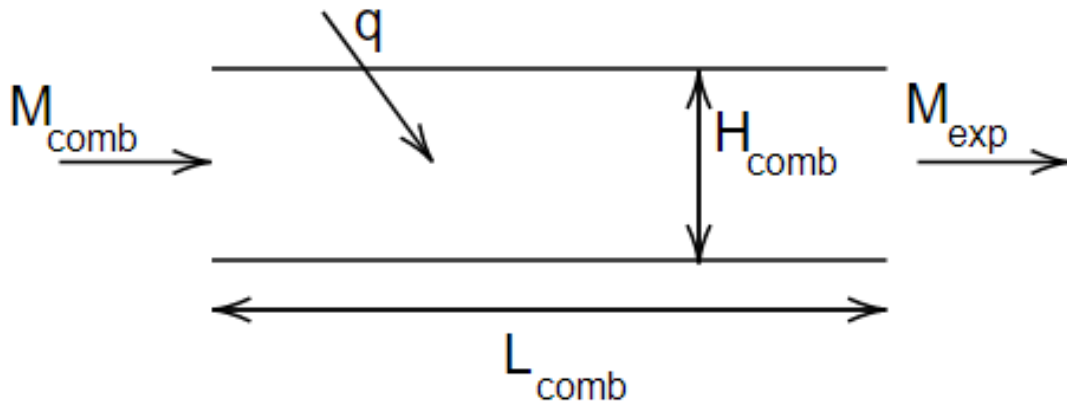
	Razão de Pressão Total (π) [-]
Após 1º Choque	0,9209
Após 2º Choque	0,9209
Após 3º Choque	0,9207
Após Reflexão	0,5778

Fonte: Autor.

3.1.1.2 Seção de Combustão

Posteriormente, na seção de combustão, como as propriedades estequiométricas da mistura ar-combustível, bem como a quantidade mássica de combustível adicionada e o tempo necessário para a ocorrência da mistura são desconsideradas, estimou-se, com base no veículo 14-X S, que o escoamento deve permanecer por cerca de 0,5 ms no interior da câmara de combustão. Desse modo, a partir da velocidade de entrada do escoamento na câmara, determinou-se o comprimento, L_{comb} , desta, Figura 3.2. A altura H_{comb} foi determinada pelo ponto de interseção da onda refletida com a terceira rampa, respeitando uma configuração linear e paralela com a região de simetria do modelo.

Figura 3.2 – Câmara de combustão para geometria planar.



Fonte: Autor.

Assim, considerando as propriedades do escoamento após a compressão, Tabela 3.4, a quantidade de calor necessária para reduzir o número de Mach até 1.2 e a metodologia proposta na Seção 2.4, determinou-se as características geométricas da câmara de combustão, Tabela 3.6, e as propriedades do escoamento no interior da câmara, Tabela 3.7.

Tabela 3.6 – Características geométricas da câmara de combustão planar.

Altura da Câmara de Combustão (H_{comb}) [mm]	5,59
Comprimento da Câmara de Combustão (L_{comb}) [mm]	66,40

Fonte: Autor.

Tabela 3.7 – Propriedades do escoamento na câmara de combustão planar.

	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]	q [J/kg]
Entrada Câmara de Combustão	2,679	115609,56	1000,16	0,4027	1238600
Saída da Câmara de Combustão (Expansão)	1,2	418863,45	2632,96	0,5543	-

Fonte: Autor.

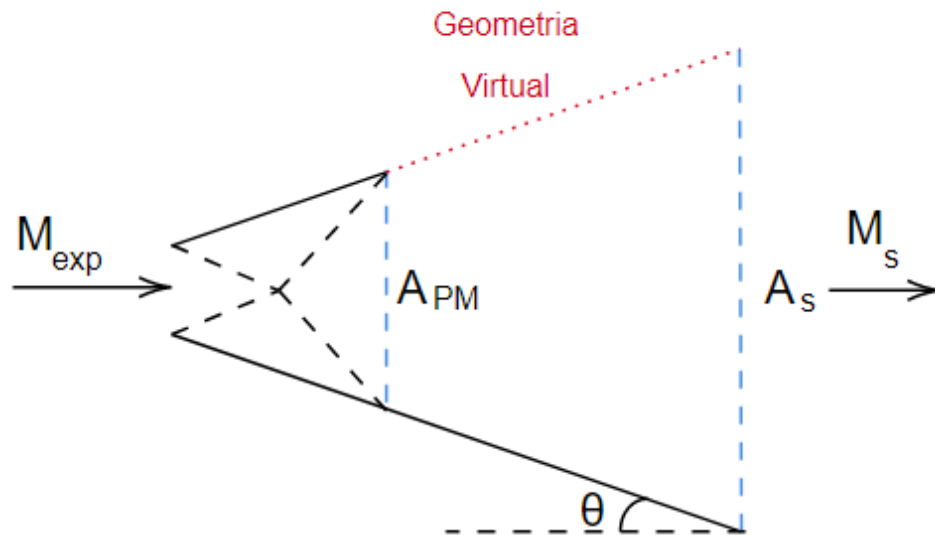
Como não foram realizadas análises acerca da camada limite e fricção do escoamento com as paredes da câmara de combustão, o seu comprimento pode ser definido, neste caso, por estimativas, respeitando um espectro plausível determinado a partir de motores *scramjet* existentes, como o 14-X S.

A partir da Tabela 3.7, verifica-se a ocorrência da combustão, com o aumento da pressão, temperatura e massa específica do escoamento, conseqüentemente, pela conservação da energia, ocorre uma diminuição da velocidade representada pelo número de Mach.

3.1.1.3 Seção de Expansão

Considerando as propriedades do escoamento determinadas na saída da câmara de combustão e, semelhantemente, estimou-se o ângulo $\theta = 10^\circ$ da rampa de expansão, foi definida a geometria da tubeira, Figura 3.3.

Figura 3.3 – Geometria de expansão da configuração planar.



Fonte: Autor.

De acordo com a metodologia presente na Seção 2.5.1, as propriedades do escoamento em três pontos: Saída da câmara de combustão, após a expansão de Prandtl-Meyer e após a expansão por razão de áreas, Tabela 3.8.

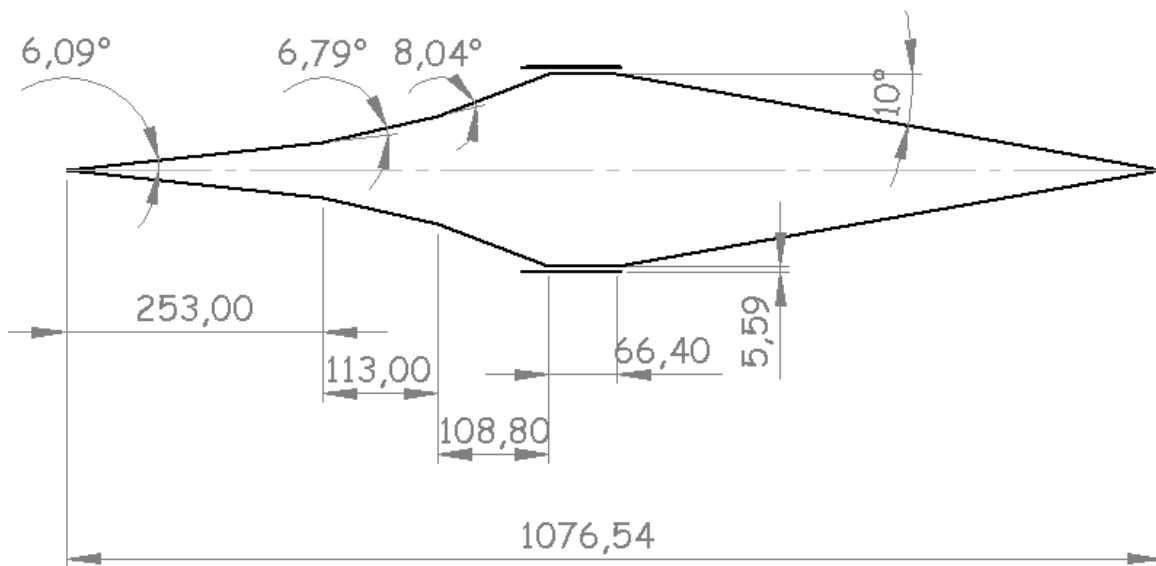
Tabela 3.8 – Propriedades do escoamento na expansão planar.

	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]	γ [-]	A [mm]
Saída da Câmara de Combustão (Expansão)	1,2	418863,45	2632,96	0,5543	1,2892	5,59
Após Expansão de Prandtl-Meyer	1,530	266355,99	2376,29	0,3905	1,2929	6,57
Após Expansão por Razão de área	4,704	1664,14	752,48	0,0077	1,3595	197,20

Fonte: Autor.

Ao fim, apresenta-se a configuração global do modelo, Figura 3.4, e determina-se o empuxo não instalado, Tabela 3.9, de acordo com a Seção 3.4.

Figura 3.4 – Geometria final da configuração planar (Dimensões em milímetros).



Fonte: Autor.

Tabela 3.9 – Empuxo não instalado, configuração planar.

\dot{m} [kg/s]	p_{in} [Pa]	p_e [Pa]	A_i [m ²]	A_e [m ²]	V_i [m/s]	V_e [m/s]
1,1959	1171,55	1664,14	0,0314	0,0620	2113,64	2548,04
Empuxo Não Instalado [N]				550,03		

Fonte: Autor.

Respeitando o requisito de altura determinado anteriormente e, de modo a realizar uma posterior comparação, fidedigna, entre as geometrias, considerou-se que a geometria

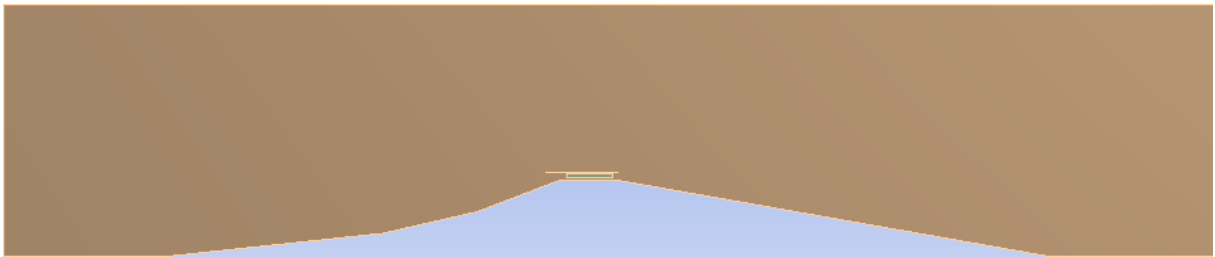
planar possui o mesmo fluxo mássico que a geometria axissimétrica. Dessa maneira, são consideradas adaptações tridimensionais, ou seja, determinou-se uma largura de 0,1570 m na configuração planar de maneira em que é mantido o mesmo fluxo para ambas geometrias.

A partir da Tabela 3.9, desconsiderando efeitos de arrasto, verifica-se que a configuração adotada é capaz de proporcionar a aceleração do veículo.

3.1.1.4 Comparação numérica

De maneira a comparar os resultados obtidos pela ferramenta com as soluções numéricas das equações de Navier-Stokes, realizou-se a modelagem da configuração obtida no *software* Ansys Fluent, Figura 3.5, que determina soluções aproximadas para o problema considerando a dinâmica dos fluidos.

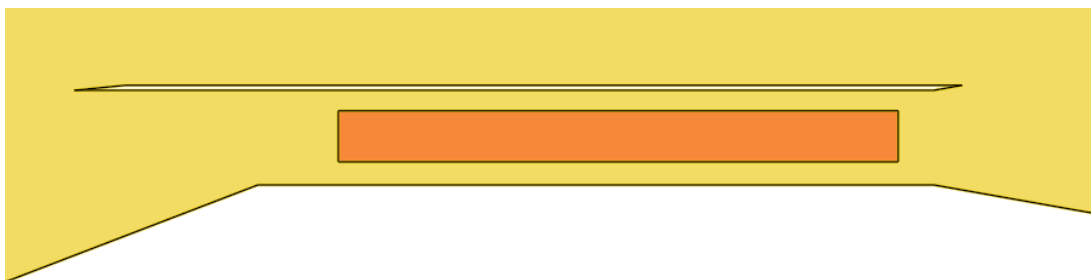
Figura 3.5 – Modelagem da geometria planar no *software* Ansys Fluent.



Fonte: Autor.

Com o objetivo de incluir a presença da combustão, viu-se a necessidade de considerar uma geometria secundária, Figura 3.6, que, posteriormente, foi determinada como uma fonte de calor.

Figura 3.6 – Modelagem da fonte de calor no interior da câmara de combustão.



Fonte: Autor.

Considerou-se a presença de uma malha refinada próximo às superfícies e de geometria triangular que, no geral, melhora captura a presença das ondas de choque. A

Tabela 3.10 apresenta as configurações iniciais consideradas na modelagem.

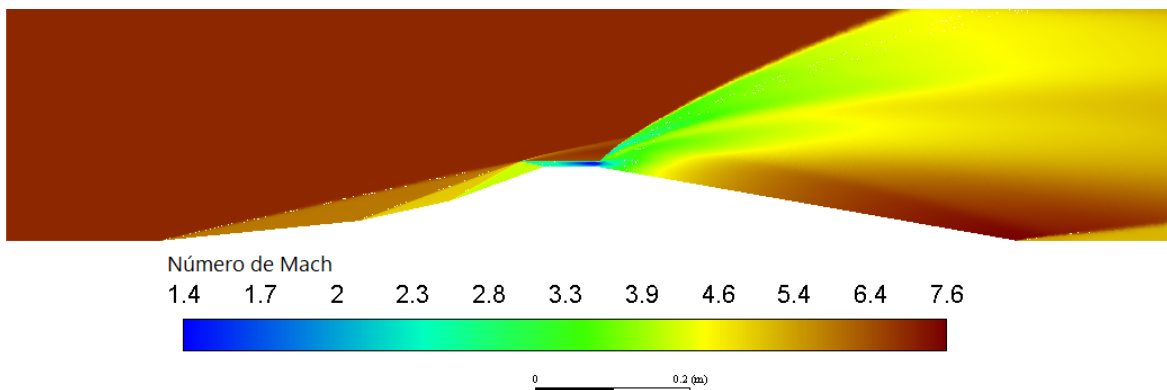
Tabela 3.10 – Condições iniciais da modelagem numérica da geometria planar sem a camada limite.

	M [-]	p [Pa]	T [K]	Tamanho Máximo do Elemento [mm]	Energia Adicionada na Combustão [MW/m ²]
Condições Iniciais	7	1171,55	226,65	10	14087,27

Fonte: Autor.

A partir da Figura 3.7, visualiza-se o resultado da análise do modelo completo em relação ao número de Mach. Verifica-se a formação das ondas de choque e a formação da geometria de expansão, como esperado.

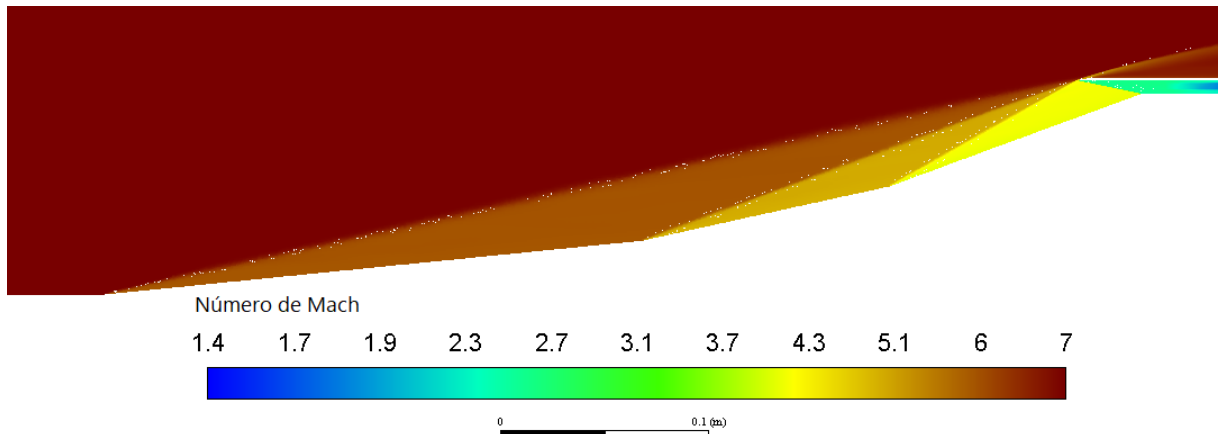
Figura 3.7 – Visualização das ondas de choque oblíquas planas da formação da geometria de expansão.



Fonte: Autor.

A partir da Figura 3.8, observa-se a formação das ondas de choque oblíquas planas e a variação do número de Mach na seção de compressão.

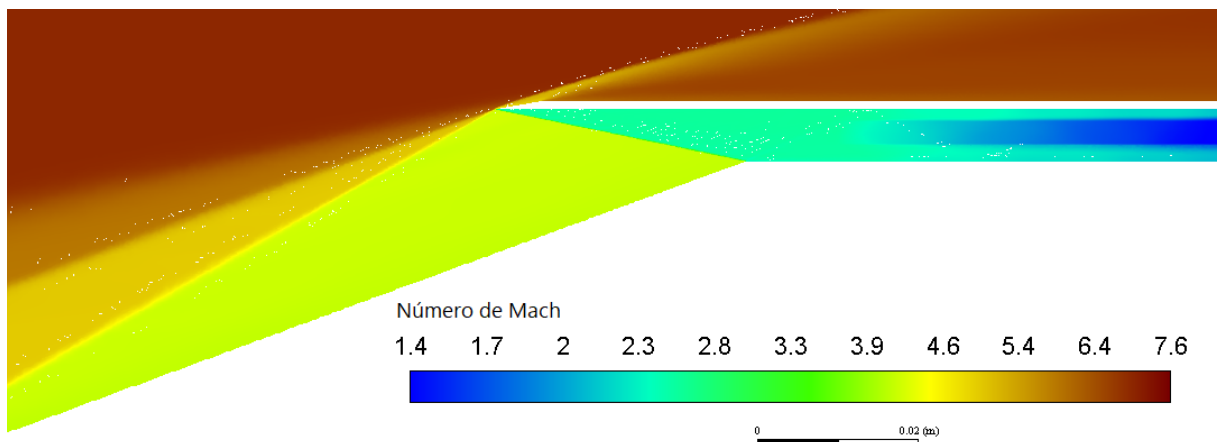
Figura 3.8 – Visualização das ondas de choque oblíquas e da camada limite.



Fonte: Autor.

A Figura 3.9 demonstra a incidência das ondas de choque oblíquas planas na carenagem e a onda de choque refletida na entrada da câmara de combustão.

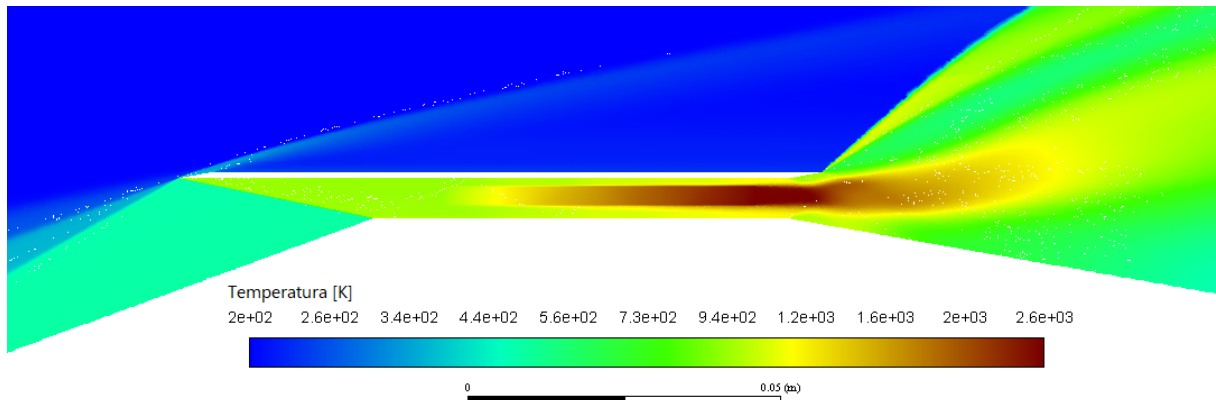
Figura 3.9 – Visualização da incidência das ondas de choque oblíquas planas.



Fonte: Autor.

Já na Figura 3.10 é possível verificar a alteração na temperatura do escoamento na saída da câmara de combustão devido a presença da fonte de calor considerada.

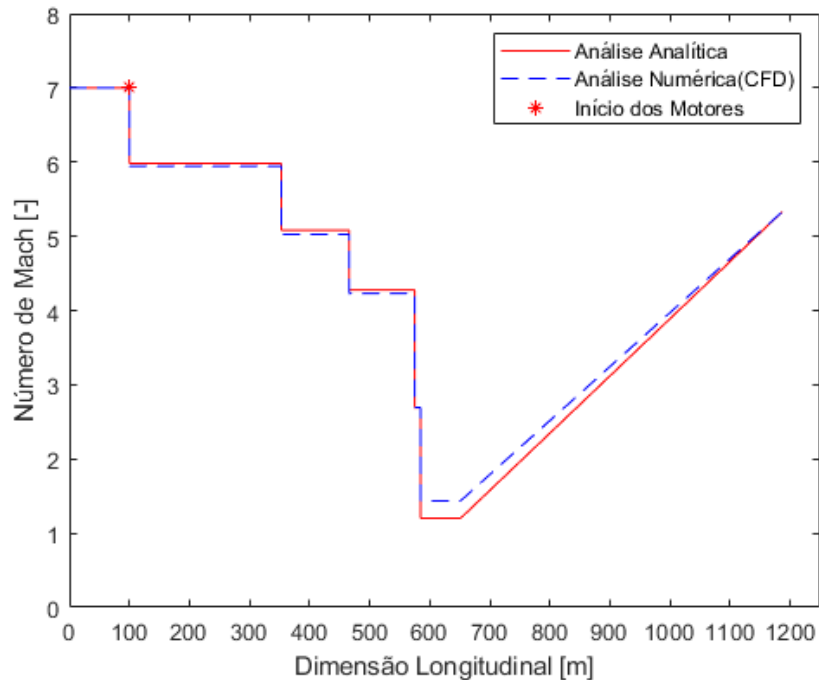
Figura 3.10 – Visualização do calor adicionado na câmara de combustão.



Fonte: Autor.

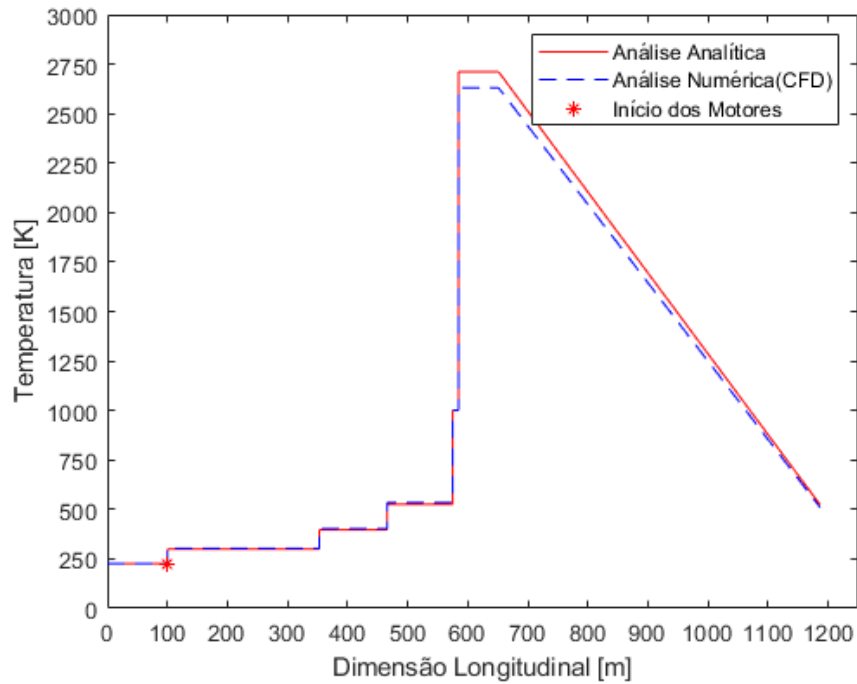
Ao fim, pelas Figuras 3.11 a 3.14, comparou-se os resultados analíticos com a solução obtida numericamente.

Figura 3.11 – Comparação analítica e numérica entre o número de Mach ao longo do modelo planar sem efeitos viscosos.



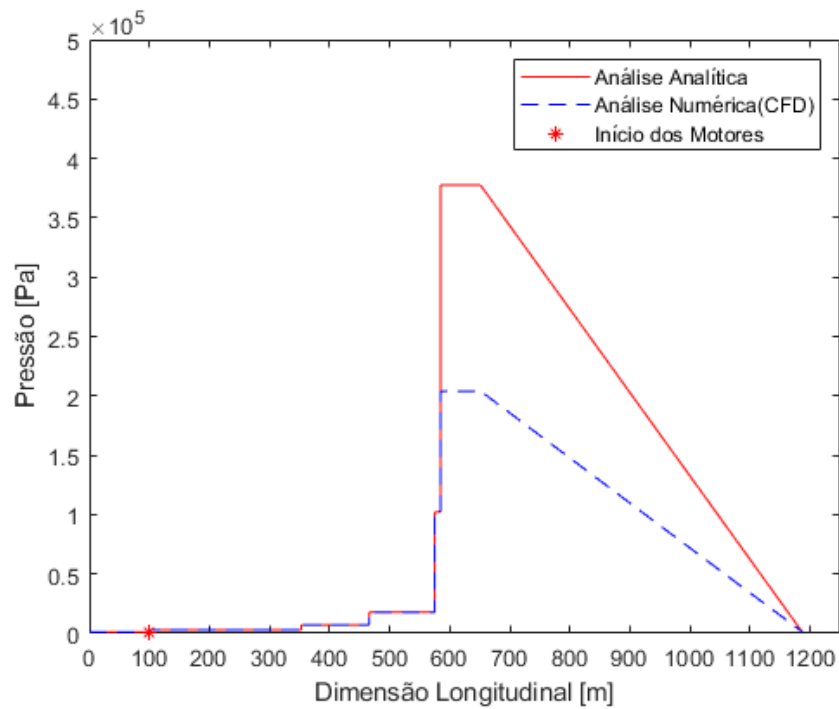
Fonte: Autor.

Figura 3.12 – Comparação analítica e numérica entre a Temperatura ao longo do modelo planar sem efeitos viscosos.



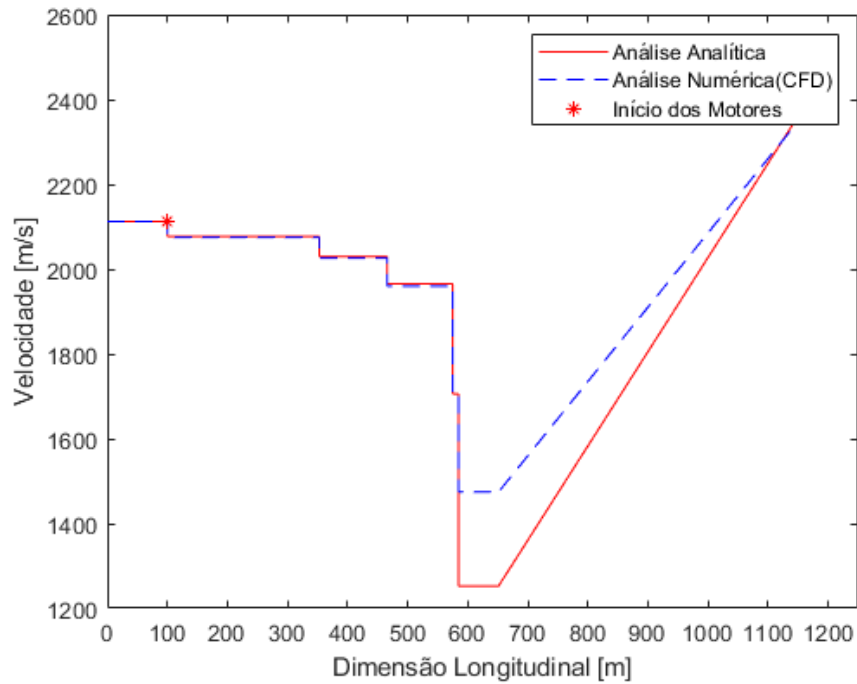
Fonte: Autor.

Figura 3.13 – Comparação analítica e numérica entre a Pressão ao longo do modelo planar sem efeitos viscosos.



Fonte: Autor.

Figura 3.14 – Comparação analítica e numérica entre a Velocidade ao longo do modelo planar sem efeitos viscosos.



Fonte: Autor.

3.1.2 Configuração Axissimétrica

Semelhantemente, seccionou-se o modelo e apresenta-se os resultados por seções.

3.1.2.1 Seção de Compressão

Considerando os mesmos requisitos de projeto, foi determinado com base na Seção 2.3.1.2 a partir da configuração de três cones, a geometria de compressão da configuração axissimétrica, Tabela 3.11.

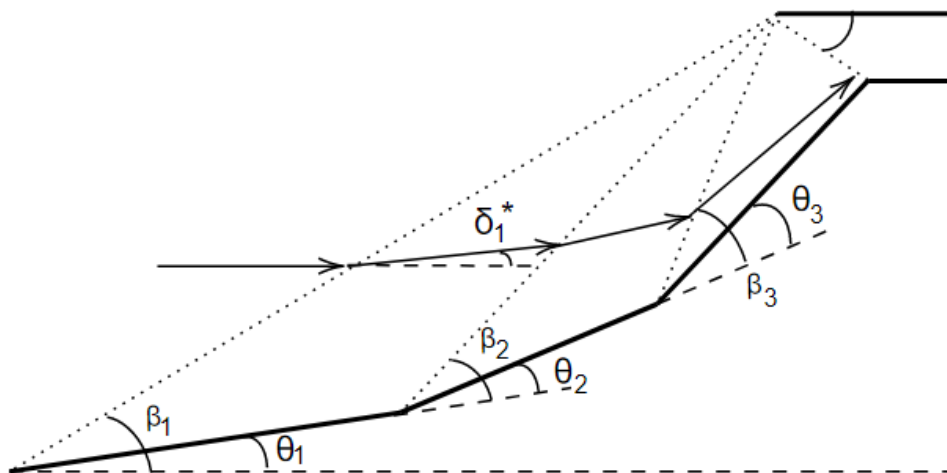
Tabela 3.11 – Geometria inicial da configuração axissimétrica.

	θ [°]	β [°]
Cone 1	10,66	14,15
Cone 2	8,21	13,29
Cone 3	9,12	14,76
Reflexão	27,98	33,77

Fonte: Autor.

Verificou-se, porém, que o escoamento para a geometria axissimétrica possui inclinação média, δ^* , diferente do ângulo da superfície, Figura 3.15. Assim, determinou-se a inclinação do escoamento, bem como as modificações necessárias nas superfícies para que o escoamento possua a incidência apresentada pela Tabela 3.11, Tabela 3.12.

Figura 3.15 – Configuração da compressão para geometria cônica.



Fonte: Autor.

Tabela 3.12 – Geometria inicial da configuração axissimétrica.

	δ^* [°]	θ geométrico [°]
Escoamento Livre	0	0
Cone 1	7,67	10,66
Cone 2	4,38	5,20
Cone 3	4,87	5,29
Reflexão	-	27,98

Fonte: Autor.

Visualiza-se que a inclinação média do escoamento é, ligeiramente, menor que a inclinação da superfície apresentada na Tabela 3.11. Dessa maneira, calculou-se o θ

geométrico de modo que, ao incidir o escoamento com inclinação δ^* , o ângulo real experimentado seja o θ definido anteriormente.

De maneira semelhante, determinou-se o comprimento das rampas de modo que os choques cônicos incidam no mesmo ponto na carenagem, Tabela 3.13.

Tabela 3.13 – Comprimento dos cones na configuração axissimétrica.

	Comprimento (L) [mm]	Componente Horizontal [mm]	Componente Vertical [mm]
Cone 1	302,80	297,58	56,02
Cone 2	49,42	47,54	13,51
Cone 3	73,69	68,73	26,60

Fonte: Autor.

Após a definição da geometria, foi possível determinar as propriedades do escoamento ao longo da seção de compressão, Tabela 3.14.

Tabela 3.14 – Propriedades do escoamento na compressão axissimétrica.

	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]	a [m/s]	γ [-]
Escoamento não Perturbado	7	1171,55	226,65	0,0180	301,95	1,402
Cone 1	5,518	3809,54	332,78	0,0398	365,49	1,398
Cone 2	4,939	6825,71	395,22	0,0601	397,83	1,395
Cone 3	4,442	12263,21	469,3	0,0910	432,67	1,389
Entrada Câmara de Combustão	2,643	90693,87	1013,23	0,311	623,22	1,335

Fonte: Autor.

Semelhantemente à admissão planar, observou-se a compressão do escoamento apresentada pelo aumento da pressão, temperatura e massa específica e, conseqüentemente, a diminuição do número de Mach, mantendo-se em regime supersônico. Verificou-se, também, a variação do γ em função da variação de temperatura. Ao fim, visualizou-se que o requisito de temperatura na entrada da câmara de combustão foi atingido.

3.1.2.2 Seção de Combustão

Após a definição do escoamento na seção de compressão, foi possível definir as propriedades do escoamento na câmara de combustão. Considerando as mesmas hipóteses adotadas na configuração planar, Seção 3.1.1.2, foram determinadas as características

geométricas, Tabela 3.15, bem como as propriedades do escoamento ao longo da câmara, Tabela 3.16.

Tabela 3.15 – Características geométricas da câmara de combustão axissimétrica.

Altura da Câmara de Combustão (H_{comb}) [mm]	3,863
Comprimento da Câmara de Combustão (L_{comb}) [mm]	65,88

Fonte: Autor.

Tabela 3.16 – Propriedades do escoamento na câmara de combustão axissimétrica.

	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]	q [J/kg]
Entrada Câmara de Combustão	2,643	90693,87	1013,23	0,3118	1211500
Saída da Câmara de Combustão (Expansão)	1,2	320503,62	2608,28	0,4281	-

Fonte: Autor.

A partir da Tabela 3.16 verificou-se a ocorrência da combustão demonstrada pelo aumento de temperatura, pressão e massa específica, além da diminuição do número de Mach que se mantém em regime supersônico.

3.1.2.3 Seção de Expansão

Para a expansão do modelo axissimétrico, foi considerada a metodologia proposta na Seção 2.5.2, em que, a partir da formação das linhas características, delimita-se a geometria da tubeira. As propriedades foram determinadas de acordo com a razão de áreas, Tabela 3.17.

Tabela 3.17 – Propriedades do escoamento na expansão plana.

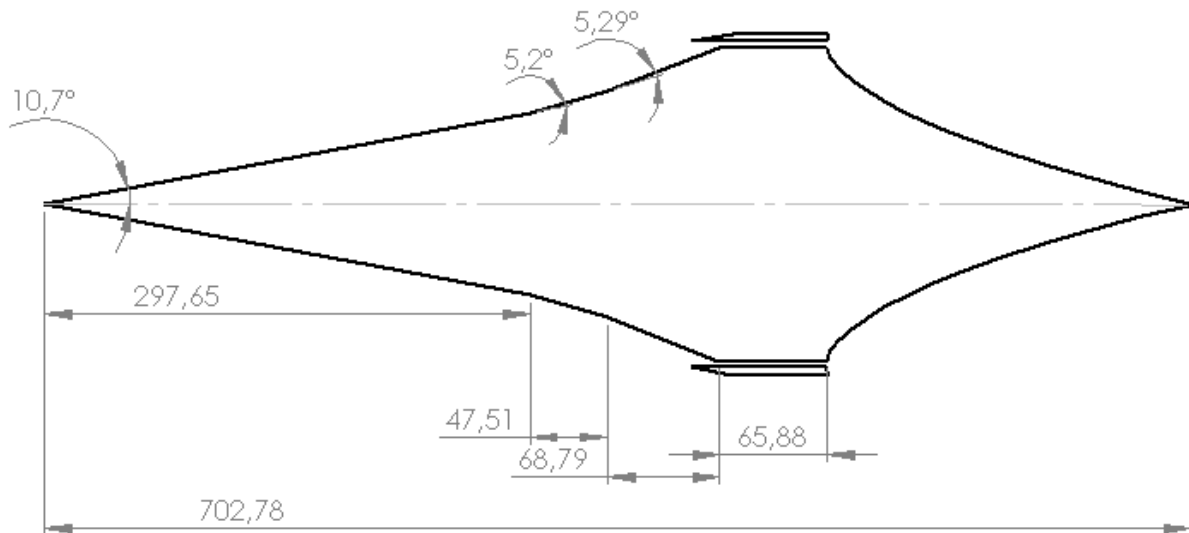
	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]	γ [-]	A [m ²]
Saída da Câmara de Combustão (Expansão)	1,2	320503,62	2608,28	0,4281	1,290	0.00238
Após Expansão	5,054	2048,20	670,16	0.0106	1,3678	0,1208

Fonte: Autor.

Observou-se que a pressão de saída dos gases é maior que a pressão atmosférica, ou seja, a tubeira está trabalhando de maneira sub expandida. Além disso, verifica-se um aumento no número de Mach e diminuição das propriedades termodinâmicas

Ao fim, apresenta-se a configuração global do modelo, Figura 3.16, e, determinou-se, o cálculo do empuxo não instalado pela Tabela 3.18.

Figura 3.16 – Geometria final da configuração axissimétrica (Dimensões em milímetros).



Fonte: Autor.

Tabela 3.18 – Empuxo não instalado, configuração axissimétrica.

\dot{m} [kg/s]	p_{in} [Pa]	p_e [Pa]	A_i [m]	A_e [m]	V_i [m/s]	V_e [m/s]
1,1959	1171,55	2048,20	0,0314	0,1208	2113,64	2592,60
Empuxo Não Instalado [N]				678,75		

Fonte: Autor.

3.1.2.4 Comparação Numérica

De maneira semelhante à configuração planar, considerou-se a presença de uma malha refinada próximo às superfícies e de geometria triangular que, no geral, melhora a captura da presença das ondas de choque. A Tabela 3.19 apresenta as configurações iniciais consideradas na modelagem.

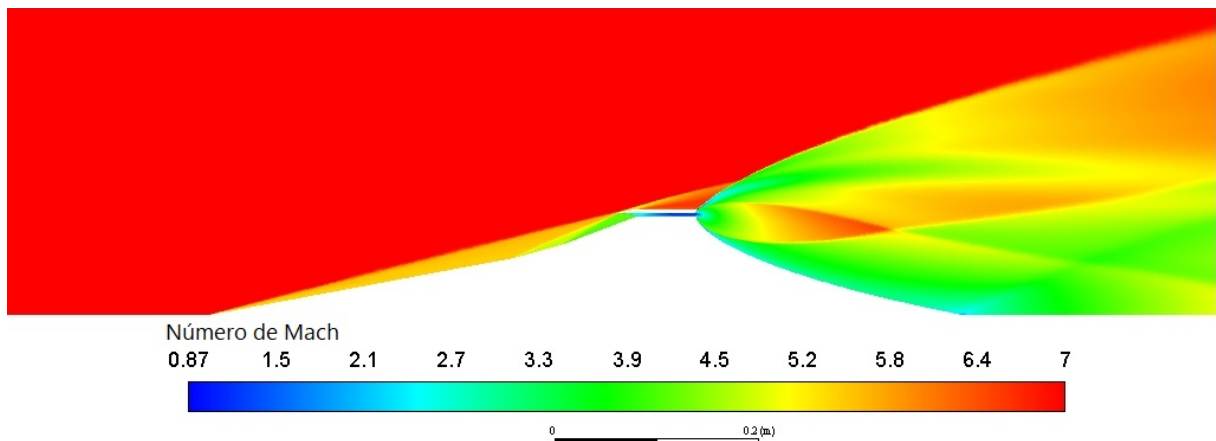
Tabela 3.19 – Condições iniciais da modelagem numérica da geometria planar sem a camada limite.

	M [-]	ρ [Pa]	T [K]	Tamanho Máximo do Elemento [mm]	Energia Adicionada na Combustão [MW/m ²]
Condições Iniciais	7	1171,55	226,65	10	19966,32

Fonte: Autor.

A partir da Figura 3.17, visualiza-se o resultado da análise do modelo completo em relação ao número de Mach. Verifica-se a formação das ondas de choque cônicas e a formação da geometria de expansão, como esperado.

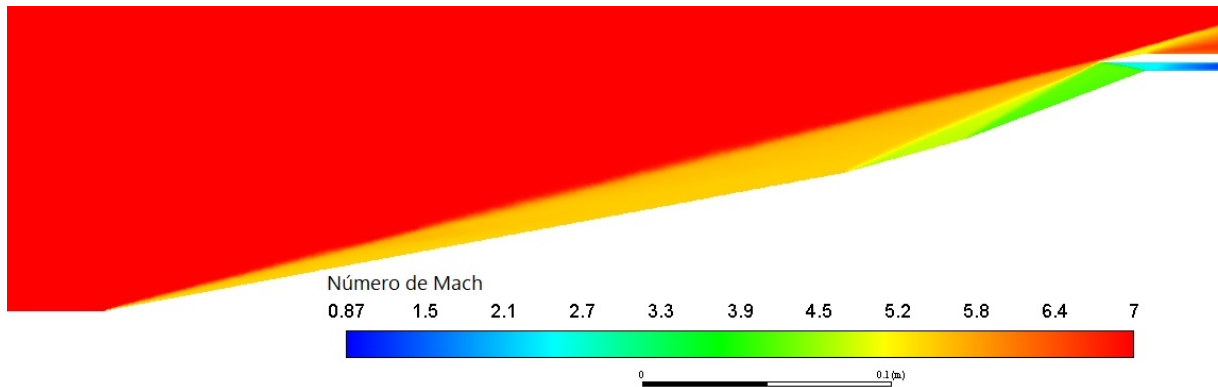
Figura 3.17 – Visualização das ondas de choque cônicas da formação da geometria de expansão.



Fonte: Autor.

A partir da Figura 3.18, observa-se a formação das ondas de choque cônicas e a variação do número de Mach na seção de compressão.

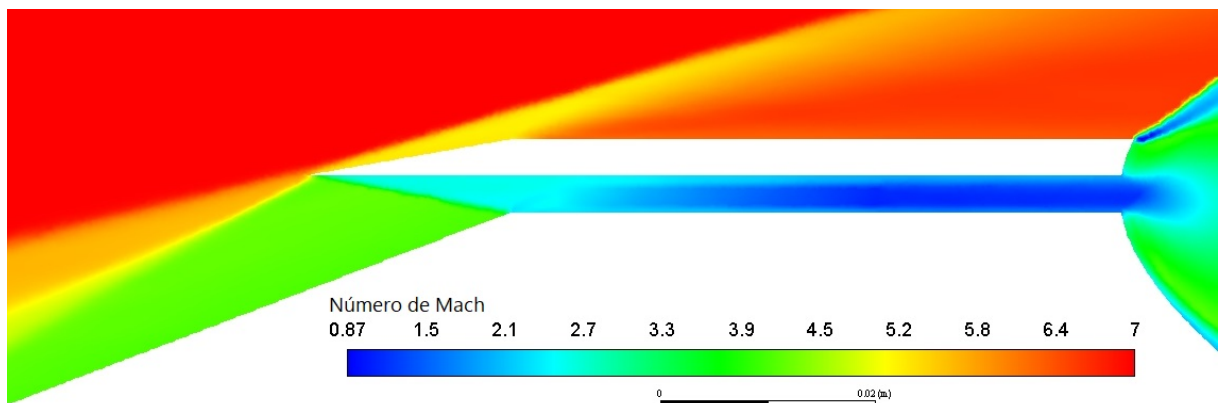
Figura 3.18 – Visualização das ondas de choque cônicas.



Fonte: Autor.

A Figura 3.19 demonstra a incidência das ondas de choque cônicas na carenagem e a onda de choque refletida na entrada da câmara de combustão.

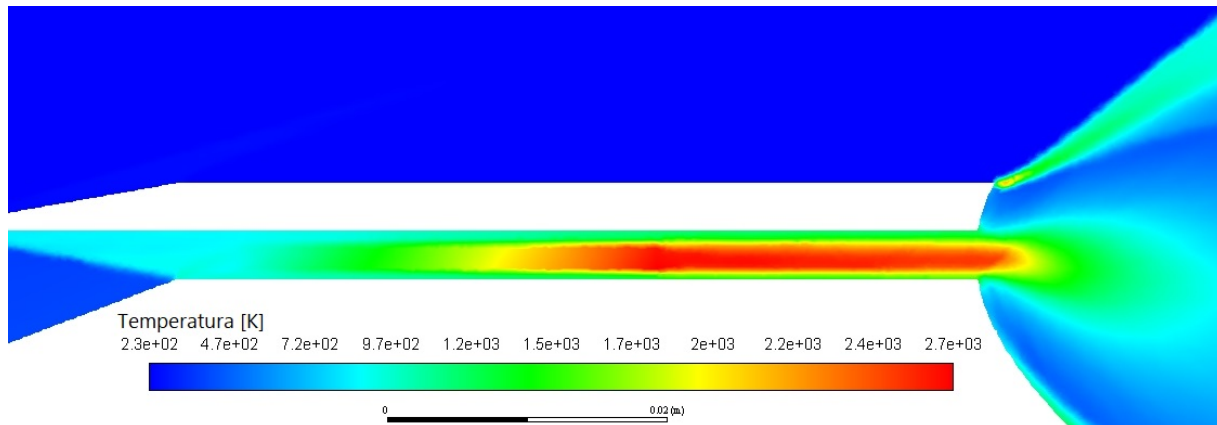
Figura 3.19 – Visualização da incidência das ondas de choque cônicas.



Fonte: Autor.

Já na Figura 3.20 é possível verificar a alteração na temperatura do escoamento na saída da câmara de combustão devido a presença da fonte de calor considerada.

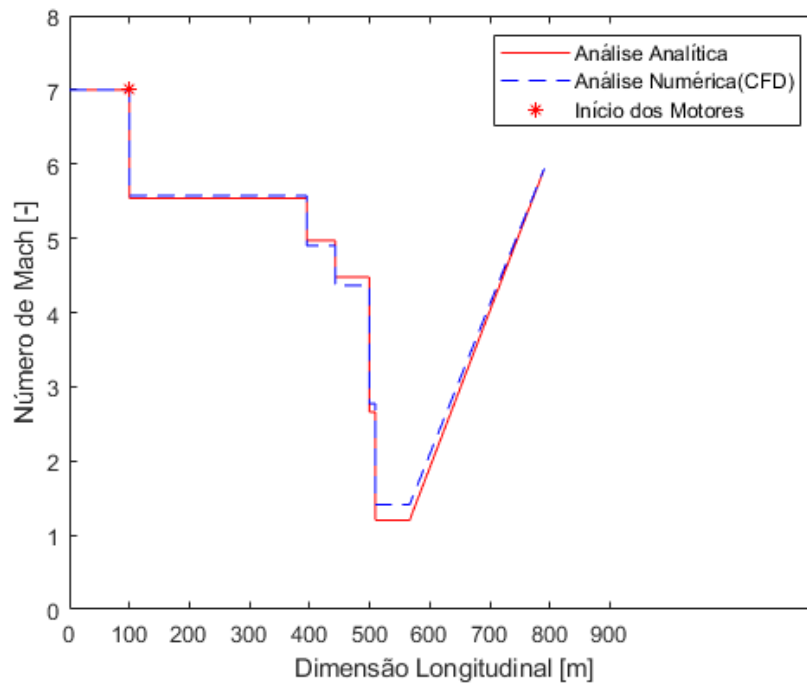
Figura 3.20 – Visualização do calor adicionado na câmara de combustão.



Fonte: Autor.

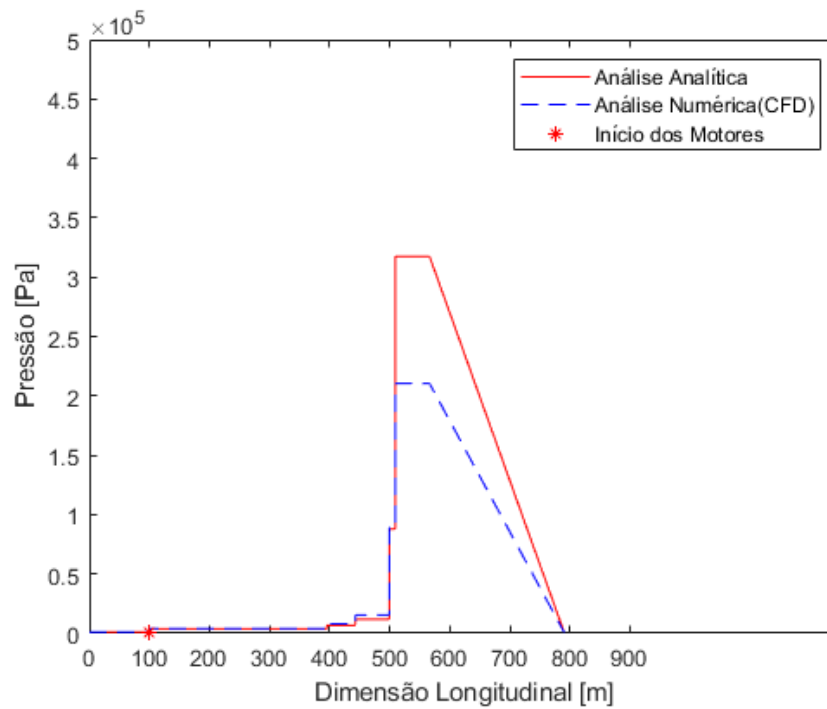
Ao fim, pelas Figuras 3.21 a 3.24, comparou-se os resultados analíticos com a solução obtida numericamente.

Figura 3.21 – Comparação analítica e numérica entre o número de Mach ao longo do modelo axissimétrico sem efeitos viscosos.



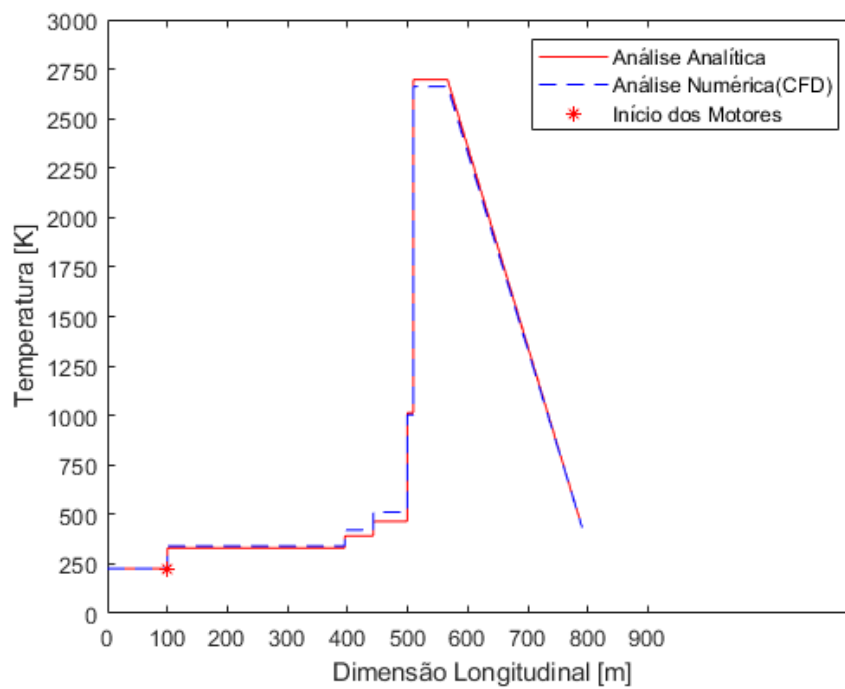
Fonte: Autor.

Figura 3.22 – Comparação analítica e numérica entre a Temperatura ao longo do modelo axissimétrico sem efeitos viscosos.



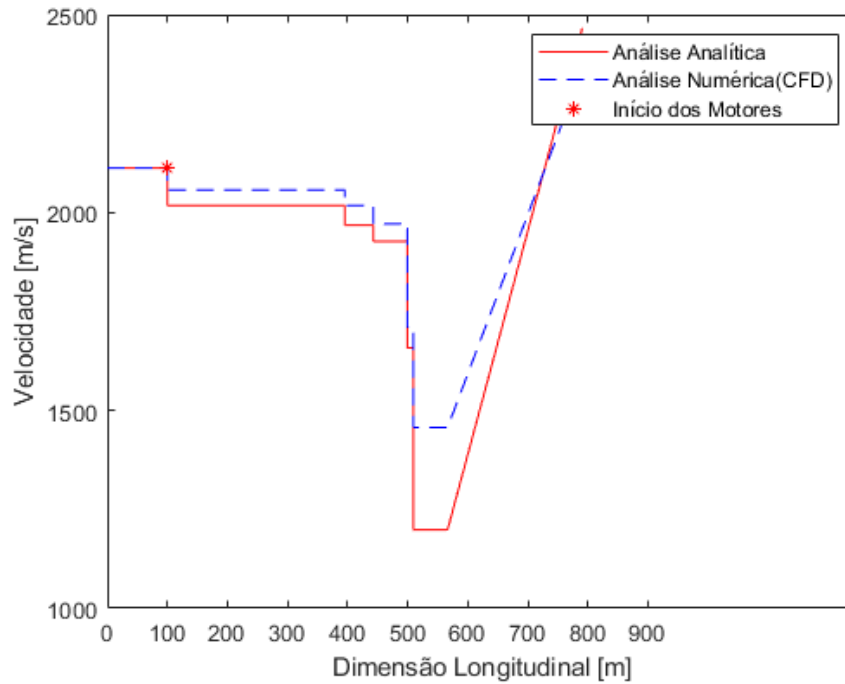
Fonte: Autor.

Figura 3.23 – Comparação analítica e numérica entre a Pressão ao longo do modelo axis-simétrico sem efeitos viscosos.



Fonte: Autor.

Figura 3.24 – Comparação analítica e numérica entre a Velocidade ao longo do modelo axissimétrico sem efeitos viscosos.



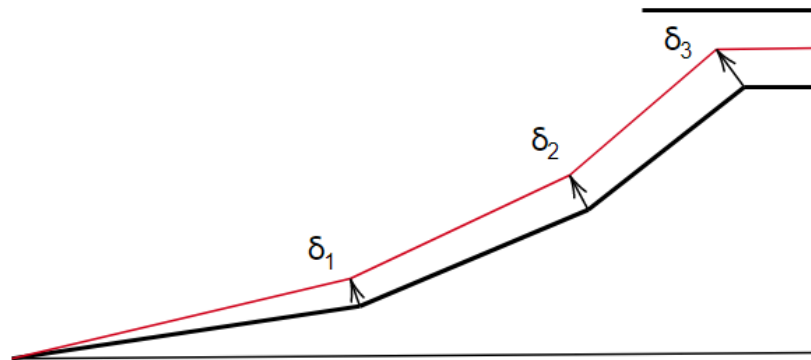
Fonte: Autor.

3.2 MODELOS COM A CAMADA LIMITE

A partir das geometrias anteriormente definidas foi possível considerar a presença da camada limite ao longo do modelo. De modo a simplificar a análise, considerou-se a presença da camada limite apenas na seção de compressão, em que foi computada a influência da camada na alteração das ondas de choque e, conseqüentemente, nas propriedades do escoamento.

Avaliou-se a camada limite de acordo com a Figura 3.25, em que foi estimada a espessura dos deslocamentos, δ , ao final de cada rampa e, de acordo com a Seção 2.3.3, transformou-se esse deslocamento em uma dimensão angular e computa-se as modificações no escoamento.

Figura 3.25 – Geometria da camada limite.



Fonte: Autor.

Considerando as Equações (1.31) a (1.37), definiu-se o escoamento como turbulento, a temperatura da parede fixa em 550 K, o fator de recuperação como 0,9, e a constante de Chapman-Rubesin considerada como 1, para uma análise conservativa.

3.2.1 Modelo planar

Para a geometria planar, posteriormente às considerações acerca do equacionamento da camada limite, foi avaliada a espessura do deslocamento ponto a ponto a partir do comprimento das rampas apresentado na Tabela 3.3 e o ângulo relativo a cada deslocamento foi definido, Tabela 3.20.

Tabela 3.20 – Modificações geométricas pela presença da camada limite.

	θ_{Antigo} [°]	δ [mm]	$\theta(\delta)$ [°]	θ_{Novo} [°]
Final da Rampa 1	6,087	2,005	0,4516	6,538
Final da Rampa 2	6,790	2,968	1,4668	8,257
Final da Rampa 3	8,038	3,665	1,8028	9,841

Fonte: Autor.

A partir da Tabela 3.20 verifica-se a alteração na geometria da seção de compressão ocasionada pela presença do gradiente de velocidade existente. Assim, foram definidos novos ângulos para as ondas de choque oblíquas, Tabela 3.21, e, conseqüentemente, foram obtidas novas propriedades para o escoamento na entrada da câmara de combustão, Tabela 3.22.

Tabela 3.21 – Novos ângulos dos choque oblíquos.

	β [°]
Rampa 1	13,144
Rampa 2	16,216
Rampa 3	19,760
Reflexão	38,146

Fonte: Autor.

Tabela 3.22 – Novas propriedades do escoamento na câmara de combustão.

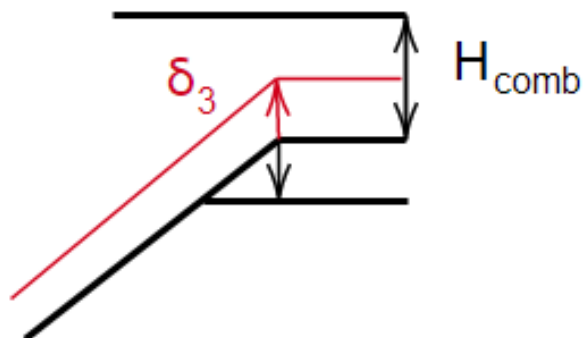
Entrada da Câmara de Combustão	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]
Sem Camada Limite	2,679	115609,56	1000,16	0,4027
Com Camada Limite	2,227	175485,37	1199,38	0,3281

Fonte: Autor.

De acordo com a Tabela 3.22, como esperado, a geometria aparente proporciona um escoamento mais comprimido na câmara de combustão.

Considerando a espessura do deslocamento da camada limite ao final da terceira rampa, houve a necessidade de acomodar a camada dentro da câmara de combustão. Como apresenta-se na Figura 3.26, a espessura ocupa parte considerável da altura da câmara e, em determinados casos, pode causar seu entupimento. De modo a evitar este efeito, realizou-se um corte na ultima rampa, proporcionando uma altura maior na câmara de combustão, Tabela 3.23.

Figura 3.26 – Acomodação da camada na câmara de combustão.



Fonte: Autor.

Tabela 3.23 – Nova geometria da câmara de combustão planar.

$H_{sem\ camada\ limite} [mm]$	$\delta [mm]$	$H_{com\ camada\ limite} [mm]$
5,59	3,665	9,255

Fonte: Autor.

Como o escoamento com a camada limite realiza uma maior compressão do escoamento, ou seja, esse possui menor número de Mach na câmara de combustão, menos quantidade de calor é necessária adicionar para o que Mach chegar no limite inferior de 1,2. Assim, tem-se novas propriedades de combustão, Tabela 3.24.

Tabela 3.24 – Novas propriedades do escoamento na câmara de combustão planar.

	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]	q [J/kg]
Entrada Câmara de Combustão	2,227	175485,37	1199,38	0,3281	904500
Saída da Câmara de Combustão (Expansão)	1,2	456901,07	2359,87	0,6746	-

Fonte: Autor.

Ao fim, semelhantemente, foram determinadas as propriedades na região de expansão e calculou-se o empuxo não instalado, Tabela 3.25.

Tabela 3.25 – Empuxo não instalado, configuração planar.

\dot{m} [kg/s]	p_{in} [Pa]	p_e [Pa]	A_i [m ²]	A_e [m ²]	V_i [m/s]	V_e [m/s]
1,1959	1171,55	1821,89	0,0314	0,0620	2113,64	2414,03
Empuxo Não Instalado [N]				399,54		

Fonte: Autor.

3.2.1.1 Comparação numérica

De maneira semelhante às análises sem camada limite, realizou-se a simulação numérica com o objetivo de comparar com as análises analíticas e verificar a semelhança entre os resultados.

Foi definida uma malha triangular que, no geral, melhor captura a presença das ondas de choque. Entretanto, nas regiões em que se deseja avaliar a presença da camada limite, inseriu-se uma malha por quadriláteros. A Tabela 3.26 apresenta as configurações consideradas na modelagem.

Tabela 3.26 – Condições iniciais da modelagem numérica da geometria planar.

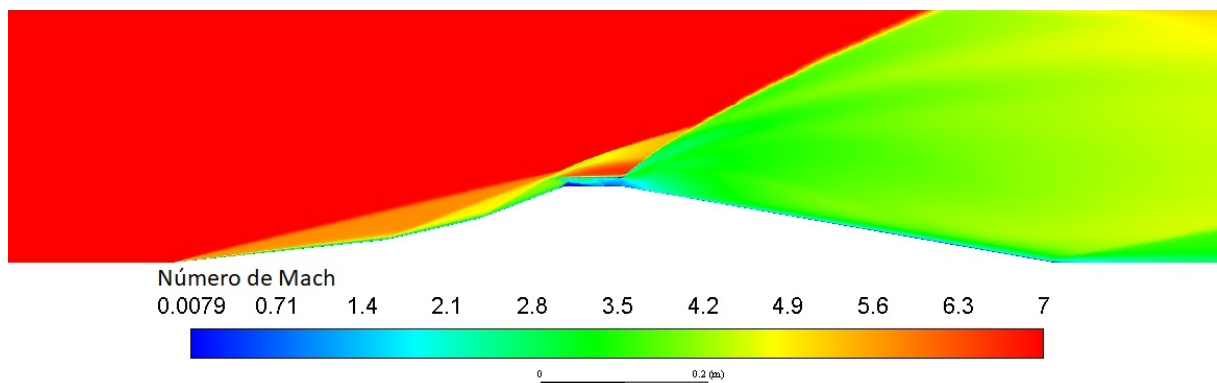
	M [-]	p [Pa]	T [K]	Tamanho Máximo do Elemento [mm]	Energia Adicionada na Combustão [MW/m ²]
Condições Iniciais	7	1171,55	226,65	10	17771.44

Fonte: Autor.

Inicialmente, considerou-se o modelo de turbulência $k-\omega$, devido à elevada precisão para um baixo custo computacional. Além disso, foram determinadas a variação do γ em função da temperatura e fixou-se a temperatura das paredes em 550 K.

A partir da Figura 3.27, visualiza-se o resultado global do veículo em relação ao número de Mach. Verifica-se a formação das ondas de choque e a formação da geometria de expansão, como esperado.

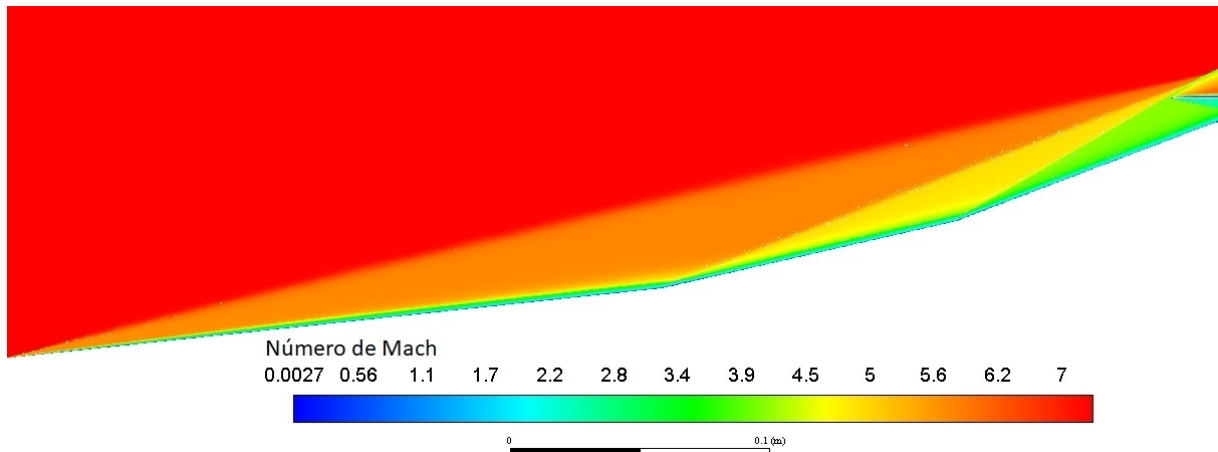
Figura 3.27 – Visualização das ondas de choque oblíquas planas da formação da geometria de expansão.



Fonte: Autor.

A partir da Figura 3.28, observa-se a presença da camada limite pelo gradiente de velocidade. Além disso, verifica-se a alteração na incidência das ondas de choque devido à modificação aparente na configuração das rampas.

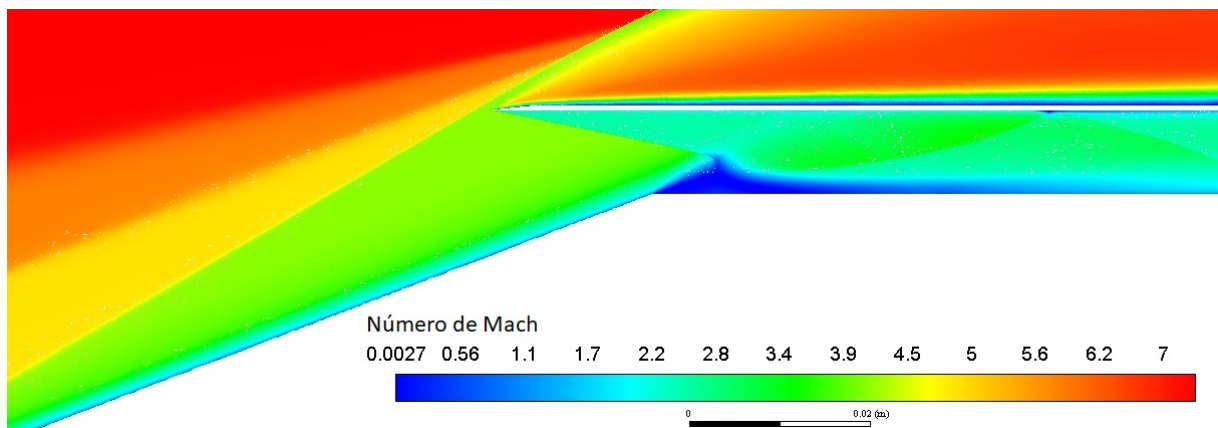
Figura 3.28 – Visualização das ondas de choque oblíquas e da camada limite.



Fonte: Autor.

A Figura 3.29 demonstra a alteração na incidência das ondas de choque oblíquas na carenagem devido a geometria aparente resultante da camada limite.

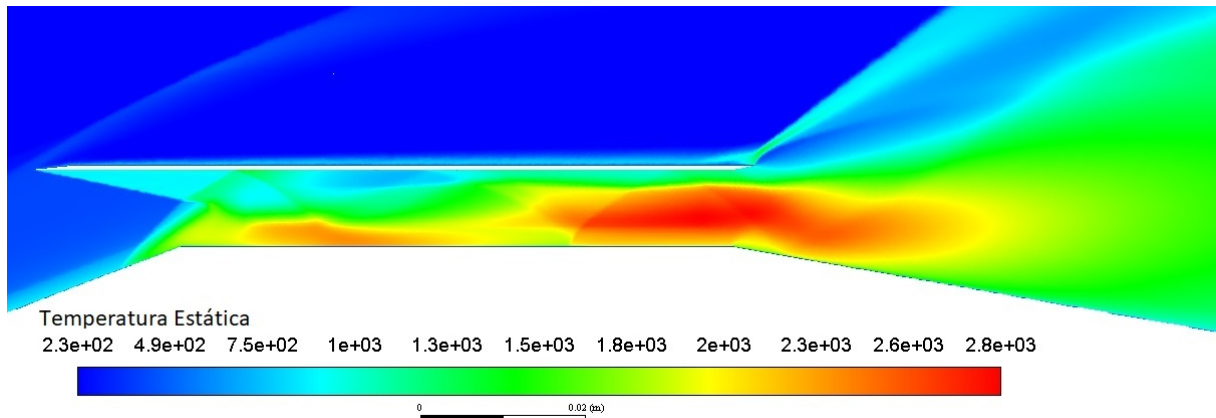
Figura 3.29 – Visualização da incidência das ondas de choque oblíquas planas.



Fonte: Autor.

Já na Figura 3.30 é possível verificar a alteração na temperatura do escoamento na saída da câmara de combustão devido a presença da fonte de calor considerada.

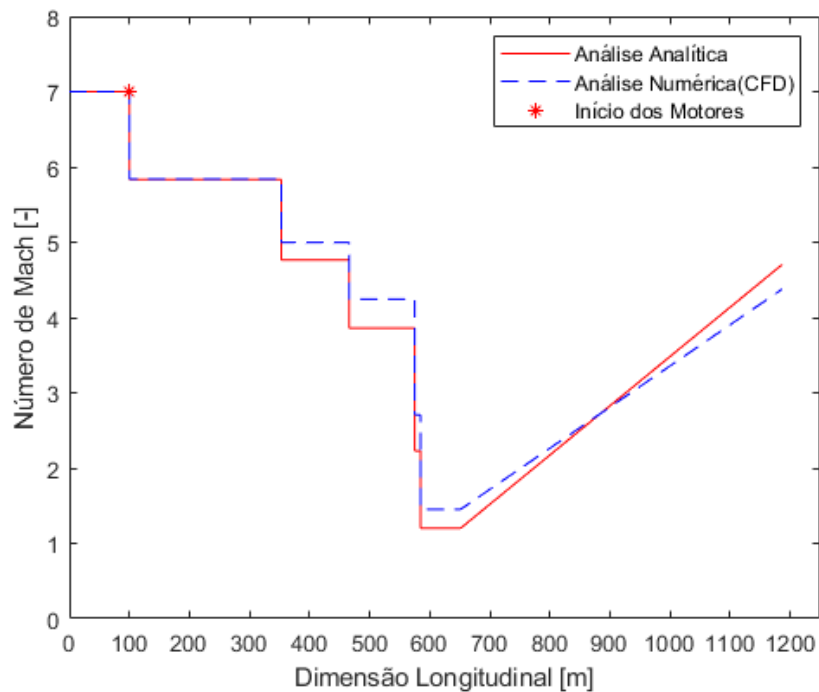
Figura 3.30 – Visualização do calor adicionado na câmara de combustão.



Fonte: Autor.

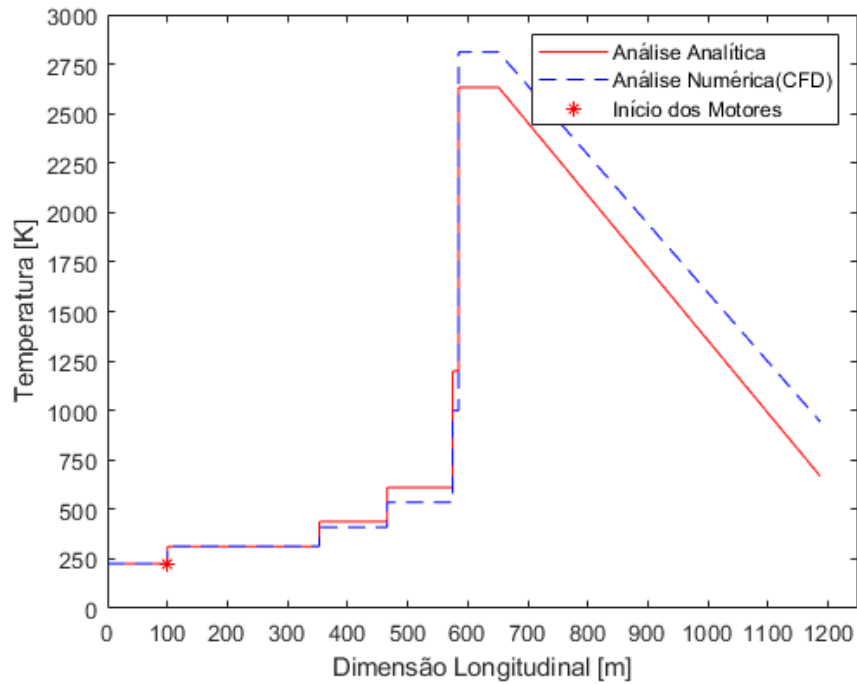
Ao fim, pelas Figuras 3.31 a 3.43, comparou-se os resultados analíticos com a solução obtida numericamente.

Figura 3.31 – Comparação analítica e numérica entreo número de Mach ao longo do modelo planar.



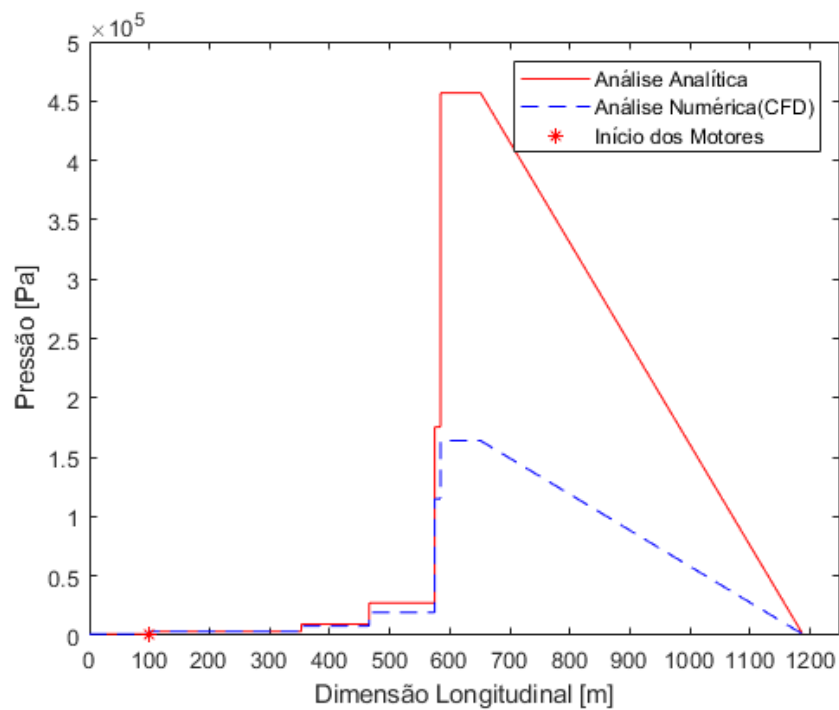
Fonte: Autor.

Figura 3.32 – Comparação analítica e numérica entre a Temperatura ao longo do modelo planar.



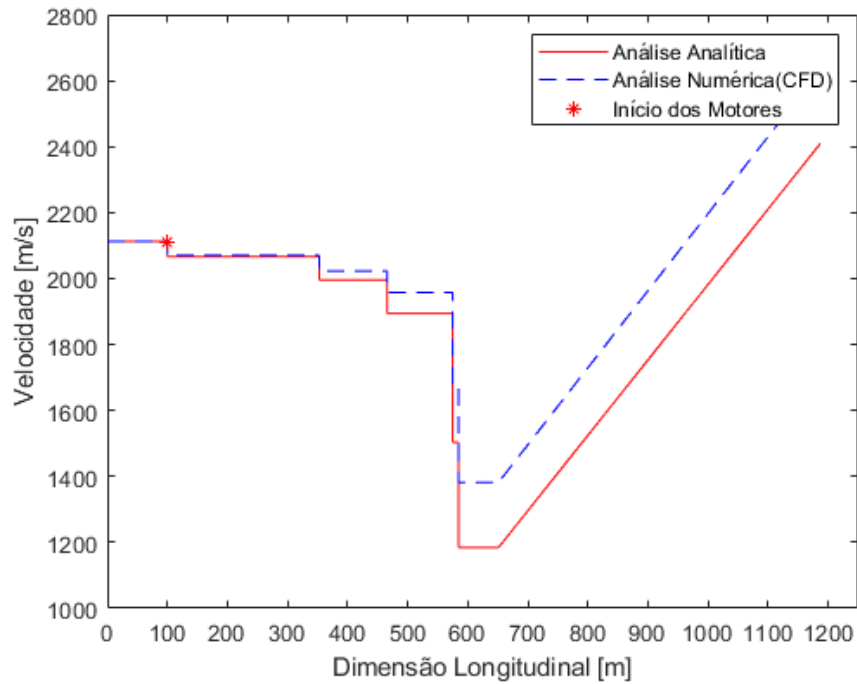
Fonte: Autor.

Figura 3.33 – Comparação analítica e numérica entre a Pressão ao longo do modelo planar.



Fonte: Autor.

Figura 3.34 – Comparação analítica e numérica entre a Velocidade ao longo do modelo planar.

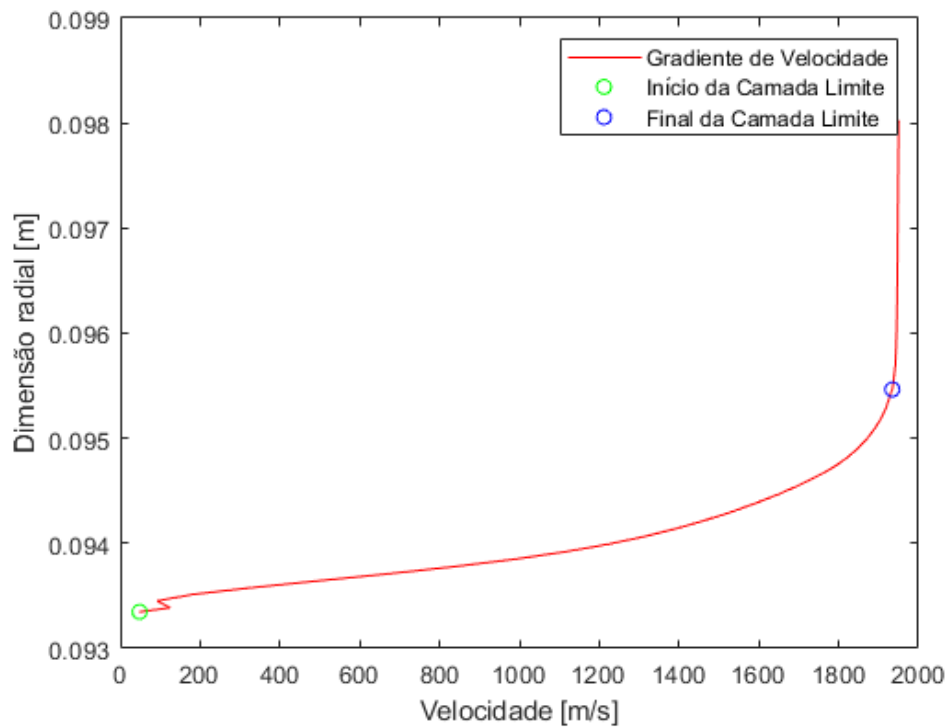


Fonte: Autor.

Verificou-se que há uma discrepância entre a análise analítica e numérica a medida que aumenta a dimensão longitudinal do modelo. Diante disso, ressalta-se que a camada limite considerada no modelo analítico resulta em, apenas, um deslocamento do escoamento. Porém, no modelo numérico, além do deslocamento, existem influências da camada nas propriedades do escoamento, bem como a influência da temperatura da parede, previamente fixada em 550 K.

Ao fim, a partir do gradiente de velocidade, Figura 3.35, estimou-se a espessura da camada limite ao final da terceira superfície, Tabela 3.27, considerando o ponto em que a velocidade é 99 % da velocidade do escoamento livre na região.

Figura 3.35 – Gradiente de velocidade ao final da terceira superfície.



Fonte: Autor.

Tabela 3.27 – Estimativa de espessura da camada limite ao final da terceira rampa.

Espessura δ_3	4,170
Estimada [mm]	

Fonte: Autor.

3.2.2 Modelo Axissimétrico

Para o modelo axissimétrico, as mesmas hipóteses foram consideradas. Inicialmente, calculou-se a espessura do deslocamento proporcionado pelo gradiente de velocidade nas paredes dos cones e foram avaliados os novos ângulos da geometria, Tabela 3.28.

Tabela 3.28 – Modificações geométricas pela presença da viscosidade.

	θ_{Antigo} [°]	δ [mm]	$\theta(\delta)$ [°]	θ_{Novo} [°]
Final do Cone 1	10,661	2,022	0,3826	11,044
Final do Cone 2	5,202	2,682	3,1093	8,311
Final do Cone 3	5,294	3,338	2,5954	7,890

Fonte: Autor.

Comumente, determinou-se as novas inclinações dos choques cônicos, Tabela 3.29, e as propriedades do escoamento e características da câmara de combustão, Tabelas 3.32 e 3.31.

Tabela 3.29 – Novos ângulos dos choques cônicos.

	β [°]
Cone 1	14,509
Cone 2	15,958
Cone 3	17,553

Fonte: Autor.

Tabela 3.30 – Novas propriedades do escoamento na câmara de combustão do modelo axissimétrico.

Entrada da Câmara de Combustão	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]
Sem Camada Limite	2,643	90693,87	1013,23	0,3118
Com Camada Limite	2,056	176254,47	1266,95	0,4847

Fonte: Autor.

Tabela 3.31 – Nova geometria da câmara de combustão do modelo axissimétrico.

$H_{invscida}$ [mm]	δ [mm]	$H_{viscida}$ [mm]
3,863	3,338	7,201

Fonte: Autor.

Possuindo as novas configurações da câmara, bem como as novas propriedades do

escoamento, foi possível determinar as características do escoamento após a combustão, Tabela 3.32.

Tabela 3.32 – Novas propriedades do escoamento na câmara de combustão do modelo axissimétrico.

	M [-]	p [Pa]	T [K]	ρ [kg/m ³]	q [J/kg]
Entrada Câmara de Combustão	2,056	76254,47	1266,95	0,4847	745200
Saída da Câmara de Combustão (Expansão)	1,2	400032,69	2221,60	0,6274	-

Fonte: Autor.

Observou-se um escoamento mais comprimido e uma menor quantidade de calor adicionada na combustão. Posteriormente, analisou-se a região da expansão, bem como a determinação do empuxo não instalado gerado pelo modelo, Tabela 3.33

Tabela 3.33 – Empuxo não instalado da configuração axissimétrica.

\dot{m} [kg/s]	p_{in} [Pa]	p_e [Pa]	A_i [m]	A_e [m]	V_i [m/s]	V_e [m/s]
1,1959	1171,55	2692,27	0,0314	0,1208	2113,64	2395,1
Empuxo Não Instalado [N]				521,36		

Fonte: Autor.

3.2.2.1 Comparação Numérica

Novamente, realizou-se a modelagem da geometria no *software* Ansys Fluent de modo a comparar resultados numéricos com os resultados analíticos para a configuração viscosa.

Considerou-se condições semelhantes de malha, Figura 3.34, porém foi alterada a quantidade de calor adicionada.

Tabela 3.34 – Condições iniciais da modelagem numérica da geometria axissimétrica.

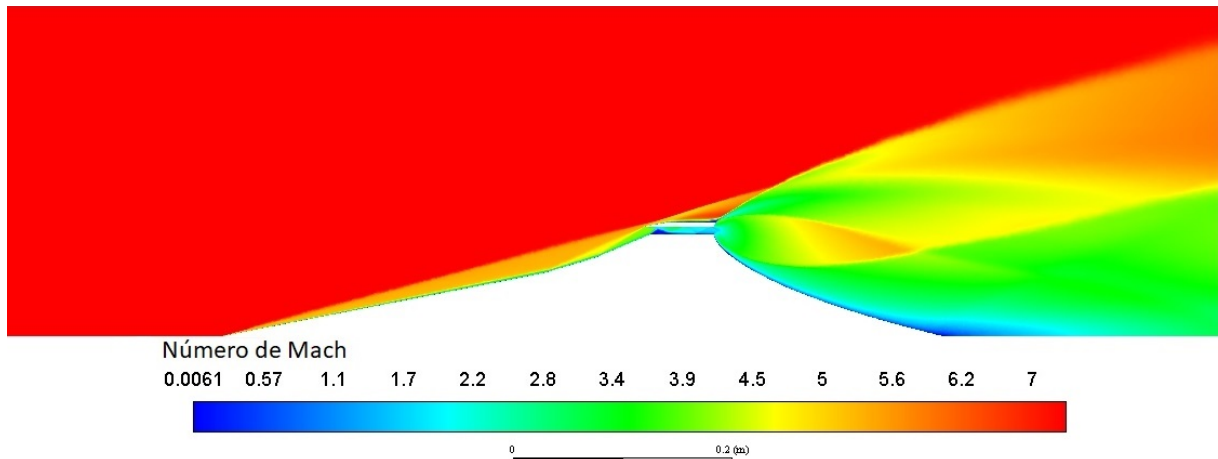
	M [-]	p [Pa]	T [K]	Tamanho Máximo do Elemento [mm]	Energia Adicionada na Combustão [MW/m ²]
Condições Iniciais	7	1171,55	226,65	10	14385.78

Fonte: Autor.

Foi considerado, também, o modelo de turbulência $k-\omega$, a variação do γ em função da temperatura e a determinação de 550 K para a temperatura das paredes.

A partir da Figura 3.36, visualiza-se o resultado global do veículo em relação ao número de Mach em que foi verificada a formação das ondas de choque e a formação da geometria na seção de expansão.

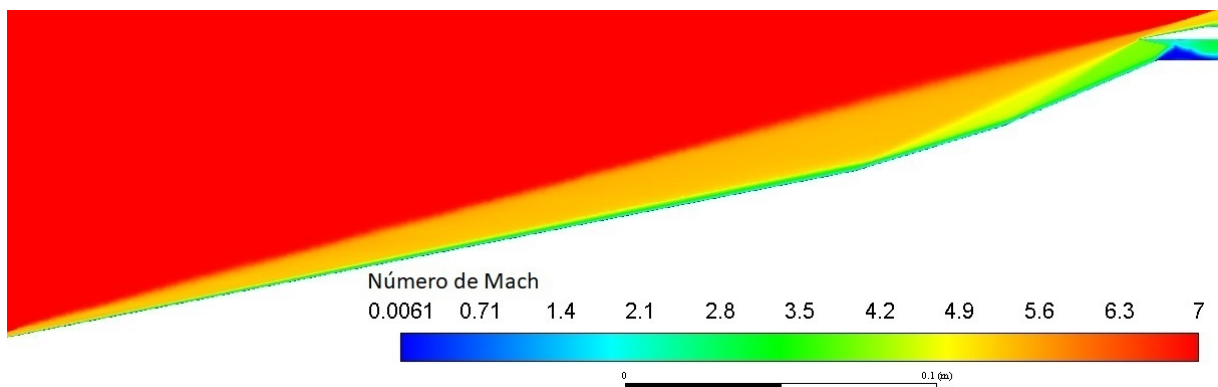
Figura 3.36 – Visualização das ondas de choque cônicas da formação da geometria virtual na expansão.



Fonte: Autor.

Na Figura 3.37, verifica-se, também, a presença da camada limite apresentada pelo gradiente da velocidade próximo às superfícies.

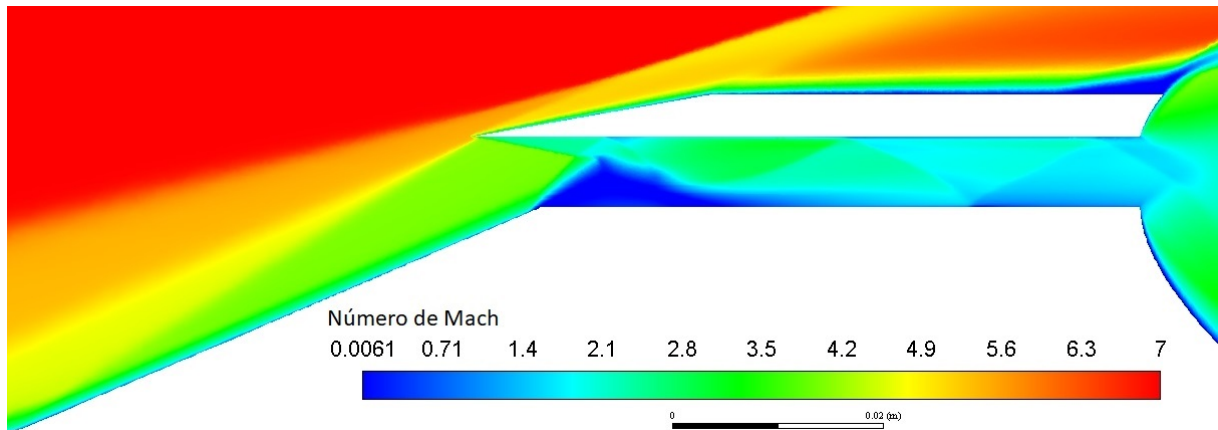
Figura 3.37 – Visualização das ondas de choque cônicas e e da camada limite.



Fonte: Autor.

A Figura 3.38 demonstra a alteração na incidência das ondas de choque cônicas na carenagem devido a geometria resultante da camada limite.

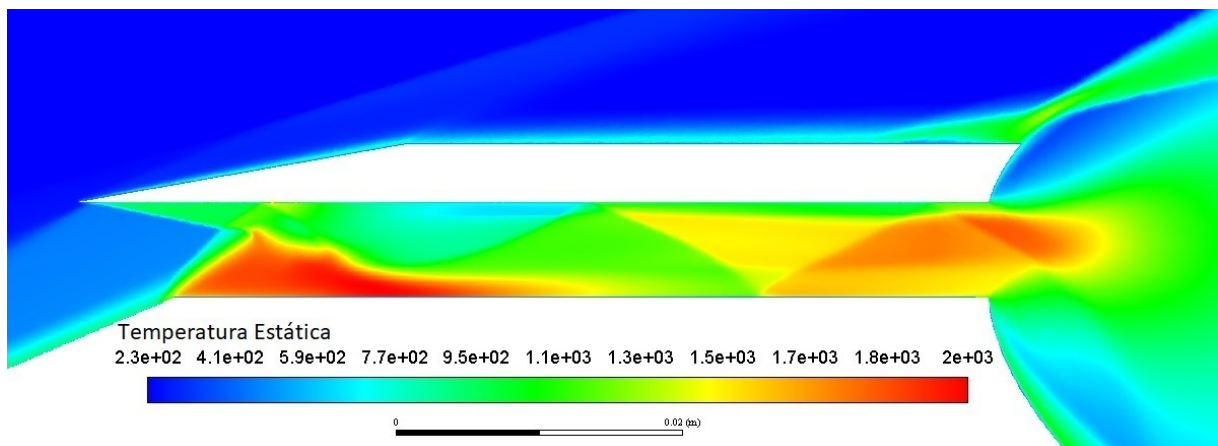
Figura 3.38 – Visualização da incidência das ondas de choque cônicas.



Fonte: Autor.

Já na Figura 3.39 é possível verificar a alteração na temperatura do escoamento na saída da câmara de combustão devido a presença da fonte de calor considerada.

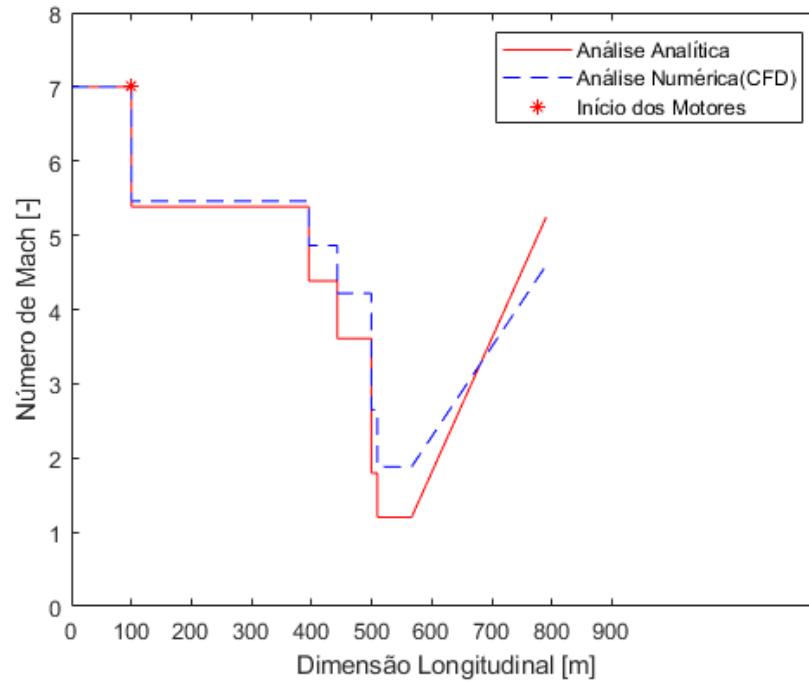
Figura 3.39 – Visualização do calor adicionado na câmara de combustão.



Fonte: Autor.

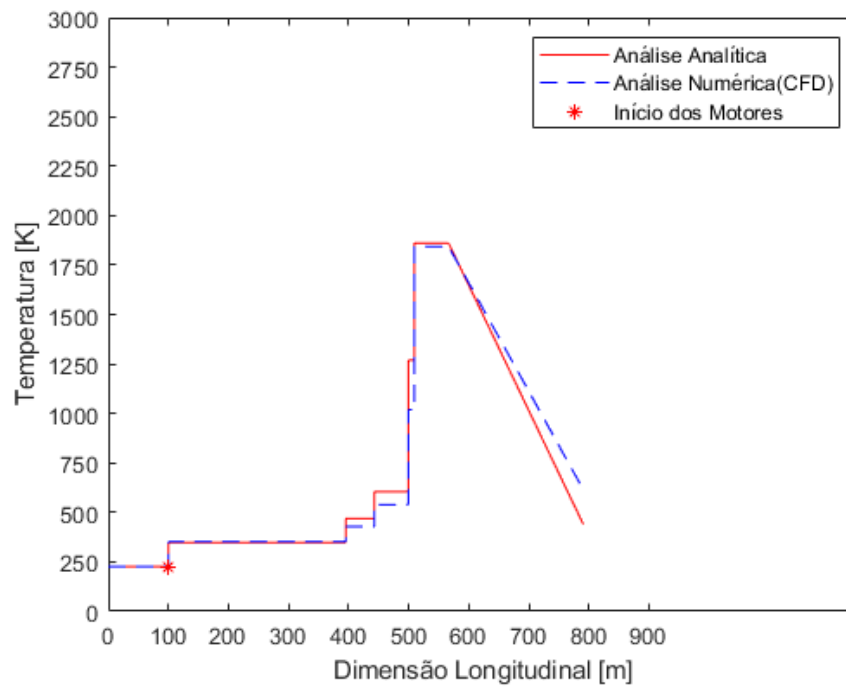
Compara-se, ao fim, os resultados analíticos com as soluções numéricas obtidas, Figuras 3.40 a 3.43.

Figura 3.40 – Comparação analítica e numérica entre o número de Mach ao longo do modelo axissimétrico.



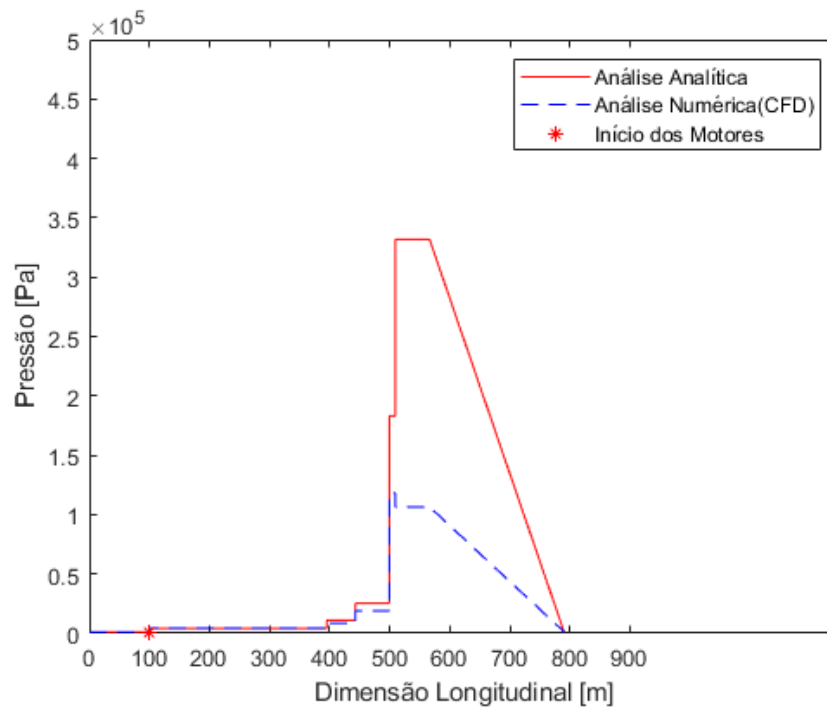
Fonte: Autor.

Figura 3.41 – Comparação analítica e numérica entre a Temperatura ao longo do modelo axissimétrico.



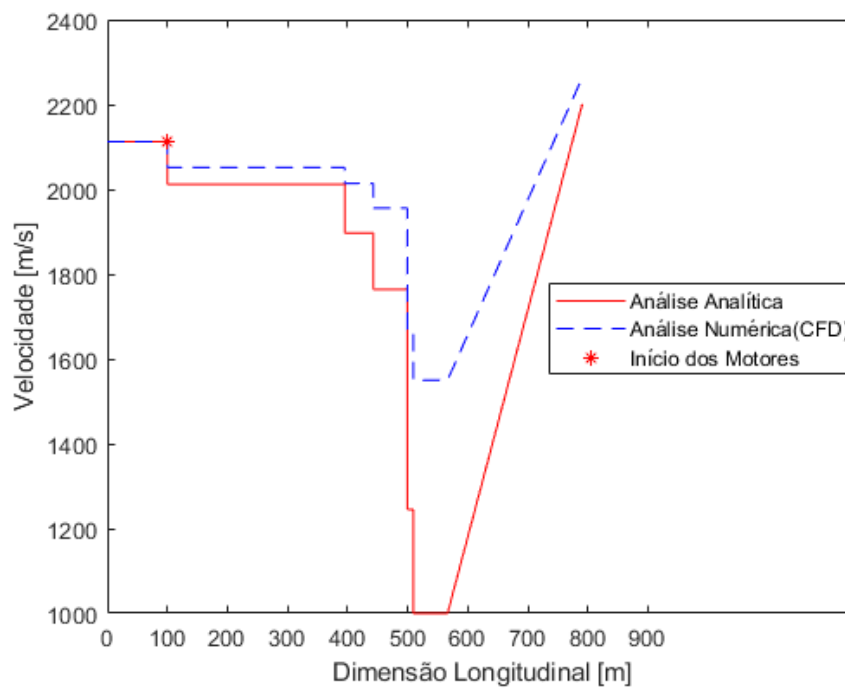
Fonte: Autor.

Figura 3.42 – Comparação analítica e numérica entre a Pressão ao longo do modelo axis-simétrico.



Fonte: Autor.

Figura 3.43 – Comparação analítica e numérica entre a Velocidade ao longo do modelo axissimétrico.

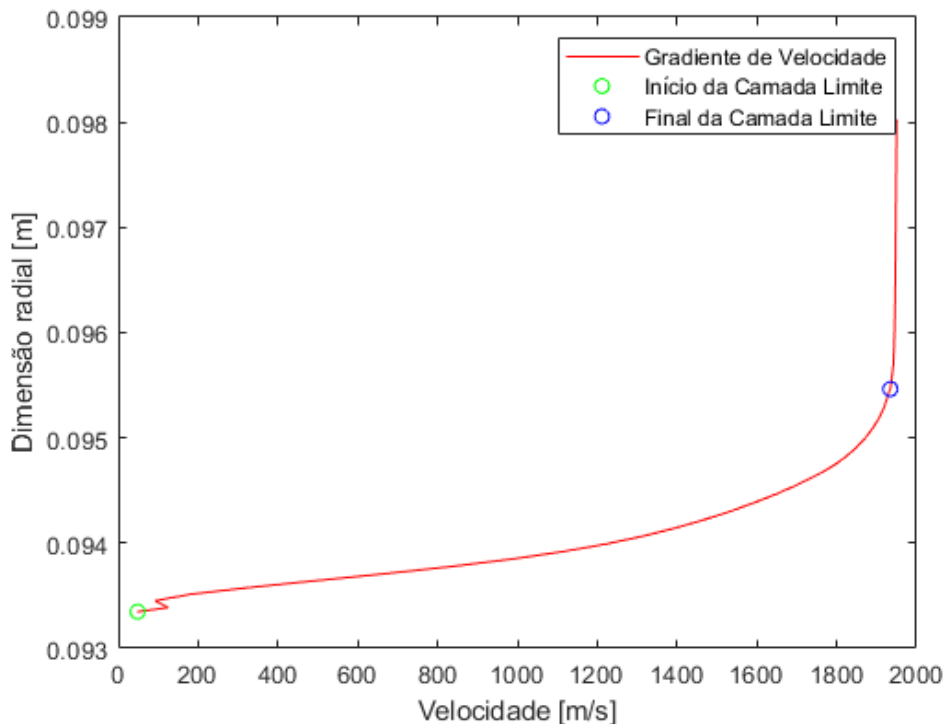


Fonte: Autor.

É possível observar e variações entre o modelo numérico e os resultados analíticos. Verificou-se, também, que o aumento dessa variação é proporcional ao aumento da dimensão longitudinal. Inicialmente, explica-se esse fato pelo modelo analítico da camada limite considerado, em que avaliou-se apenas o deslocamento resultante. Porém, o modelo numérico considera outros aspectos, como a influência da temperatura da parede de 550 K na temperatura do escoamento e a interação entre a camada limite e as propriedades ao longo do modelo.

A partir do gradiente de velocidade, Figura 3.44, estimou-se a espessura da camada limite ao final da terceira superfície, Tabela 3.35, considerando o ponto em que a velocidade é 99 % da velocidade do escoamento livre na região.

Figura 3.44 – Gradiente de velocidade ao final da terceira superfície.



Fonte: Autor.

Tabela 3.35 – Estimativa de espessura da camada limite ao final da terceira superfície.

Espessura δ_3	2,211
Estimada [mm]	

Fonte: Autor.

Além disso, no modelo analítico foram adotadas simplificações acerca da incidência do escoamento após as onda de choques cônicas. Porém, essa incidência apresenta variações ao longo de dimensão radial. Dessa maneira, são esperadas modificações na

intensidade dos choques no modelo numérico que, conseqüentemente, influenciam nas propriedades do escoamento ao longo do modelo.

3.3 COMPARAÇÃO ENTRE GEOMETRIAS

De forma a analisar a influência das geometrias realizou-se uma comparação tanto da geometria dos modelos, quanto das propriedades do escoamento ao longo das seções. Para maior abrangência da análise, foram considerados os modelos analíticos definidos com a presença da camada limite.

Inicialmente, apresenta-se as configurações geométricas da seção de compressão dos modelos planar e axissimétrico, e, conseqüentemente, a diferença entre elas, Tabela 3.36.

Tabela 3.36 – Comparação entre as geometrias de compressão.

	Superfície 1			Superfície 2			Superfície 3		
	θ_1 [°]	β_1 [°]	L [mm]	θ_2 [°]	β_2 [°]	L [mm]	θ_3 [°]	β_3 [°]	L [mm]
Planar	6,538	13,144	254,4	6,790	16,216	115,9	9,841	19,760	116,5
Axis	11,044	14,509	302,80	8,311	15,958	49,42	7,890	17,553	73,69

Fonte: Autor.

Verificou-se, que, para os mesmos requisitos de projeto, a geometria axissimétrica, como esperado, possui ângulos das superfícies maiores que para a geometria plana. Esse fato ocorre, de acordo com a Seção 1.6.1.1.3, pois as ondas de choque cônicas são mais fracas que as ondas oblíquas planas quando surgem a partir de um mesmo ângulo de superfície. Dessa maneira, para atingir os requisitos de temperatura na câmara de combustão, foram necessários cones com maiores deflexões que as rampas.

A partir da Tabela 3.37 verificou-se, como esperado, que a geometria planar proporciona uma seção de compressão 11,21 % maior que a seção de compressão da geometria axissimétrica. Dessa maneira, como a espessura da camada limite é diretamente proporcional ao comprimento, observou-se, também, um maior deslocamento ao final da terceira superfície na geometria planar para a estimativa analítica e, para a estimativa numérica, a mesma hipótese é válida.

Tabela 3.37 – Comparação entre a espessura da camada limite ao final da terceira superfície.

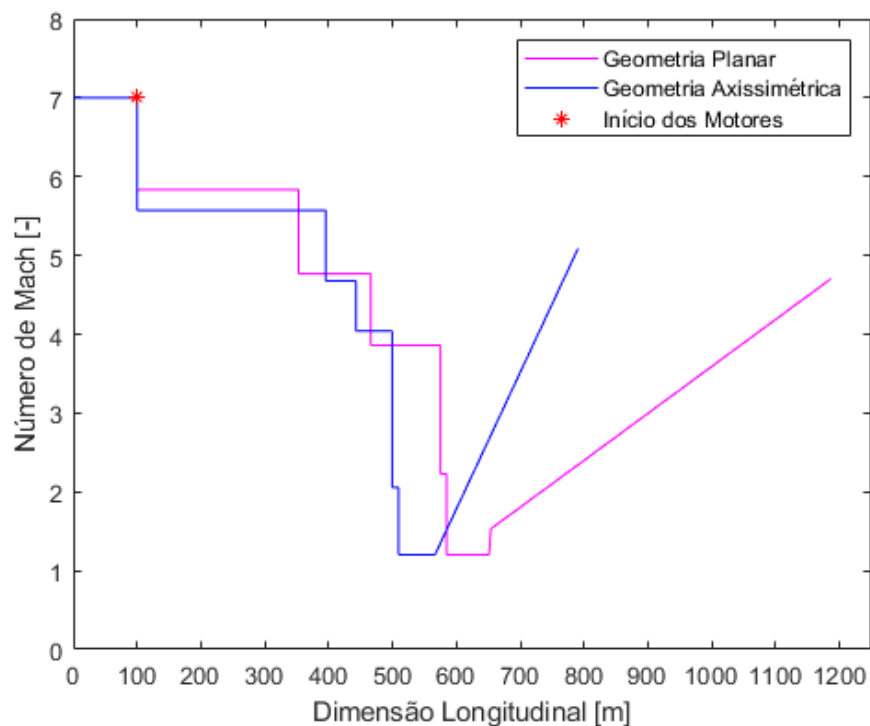
	Comprimento da Compressão [mm]	Espessura δ_3 Analítica [mm]	Espessura δ_3 Numérica [mm]
Planar	474,8	3,665	4,170
Axissimétrico	425,91	3,338	2,211
Diferença [%]	11,21	9,79	88,60

Fonte: Autor.

Observou-se que, ao considerar uma metodologia analítica bidimensional para calcular a camada limite em um corpo cônico, resultou em maiores discrepâncias entre a análise analítica e numérica. Sendo assim, verificou-se a necessidade de considerar efeitos tridimensionais na estimativa da camada limite para uma geometria axissimétrica em trabalhos futuros.

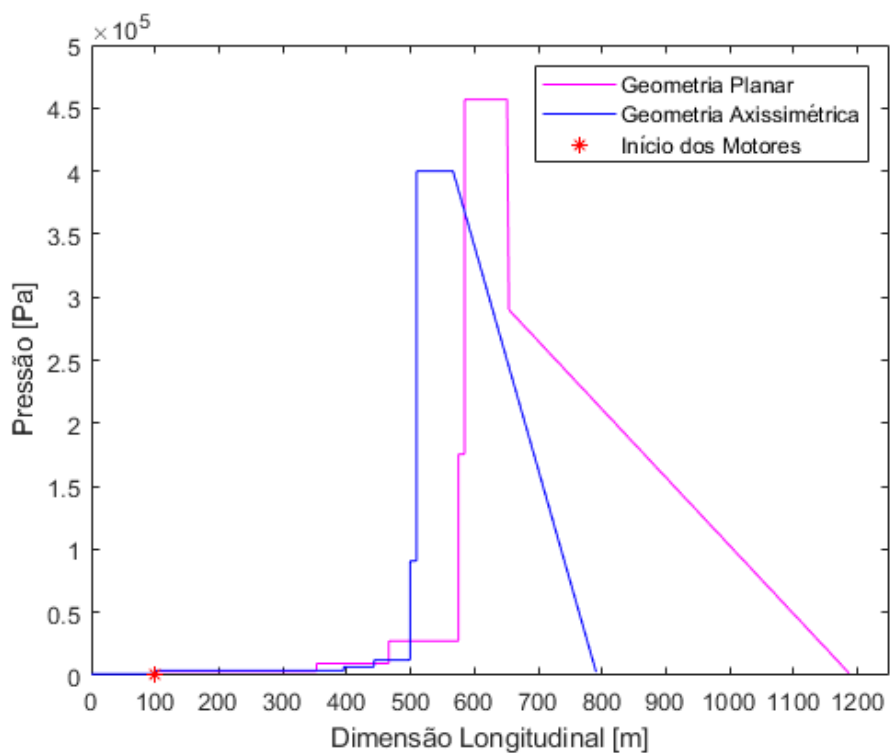
Posteriormente, apresenta-se um comparativo entre as propriedades do escoamento ao longo das seções, Figuras 3.45 a 3.48.

Figura 3.45 – Número de Mach ao longo dos modelos analíticos implementados.



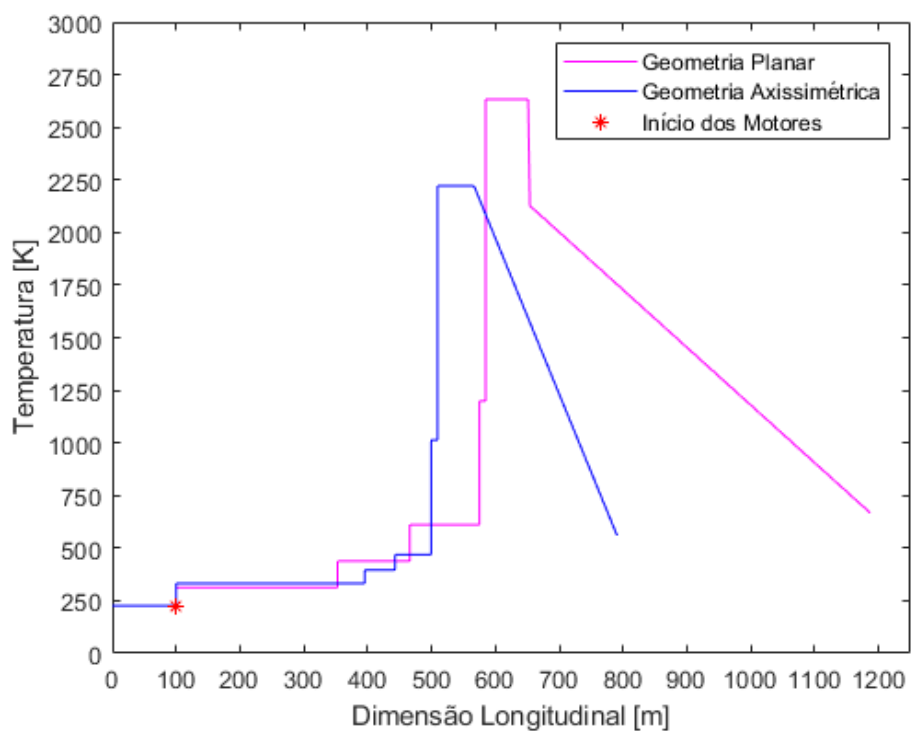
Fonte: Autor.

Figura 3.46 – Pressão ao longo dos modelos analíticos implementados.



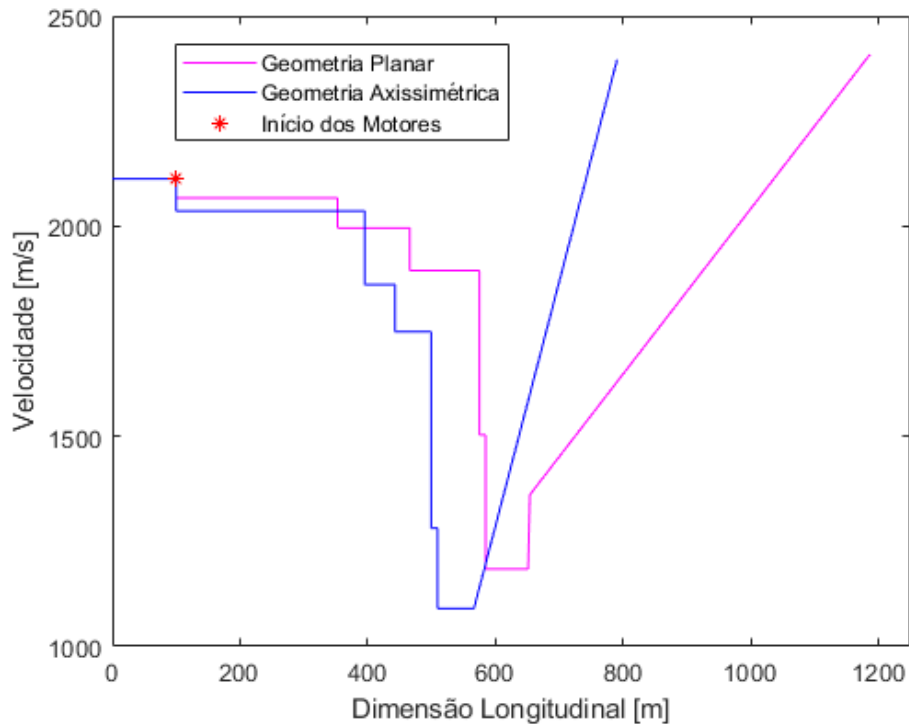
Fonte: Autor.

Figura 3.47 – Temperatura ao longo dos modelos analíticos implementados.



Fonte: Autor.

Figura 3.48 – Velocidade ao longo dos modelos analíticos implementados.



Fonte: Autor.

Verificou-se, como esperado, que a configuração planar possui maior comprimento e está mais sujeita a perdas viscosas, Seção 1.6.1.3.3. No geral, é visível o processo de compressão, apresentado por saltos nas propriedades, o processo da reflexão e combustão do escoamento, determinados pelos maiores intervalos e o processo de expansão, que, na representação gráfica, inclui somente as condições iniciais e finais, sendo a variação linear das propriedades, uma aproximação em relação ao real comportamento do escoamento nas tuberias.

Ao fim, foi realizada a comparação entre as propriedades de saída e empuxo não instalado gerado pelas configurações, Tabelas 3.39 e 3.38.

Tabela 3.38 – Comparação entre as propriedades de saída entre as configurações.

Configuração Planar				Configuração Axissimétrica			
Sem Camada Limite		Com Camada Limite		Sem Camada Limite		Com Camada Limite	
Pe [Pa]	Ve [m/s]	Pe [Pa]	Ve [m/s]	Pe [Pa]	Ve [m/s]	Pe [Pa]	Ve [m/s]
1664,14	2548,04	1821,89	2414,03	2048,20	2592,60	2692,27	2395,1

Fonte: Autor.

Tabela 3.39 – Comparação entre o empuxo não instalado entre as configurações.

	Configuração Planar		Configuração Axissimétrica	
	Sem Camada	Com Camada	Sem Camada	Com Camada
	Limite	Limite	Limite	Limite
Empuxo Não Instalado [N]	550,03	399,54	678,75	521,36

Fonte: Autor.

Notou-se que a presença da camada limite influencia diretamente na perda de desempenho dos motores. Observou-se, também, que a configuração axissimétrica possui maiores pressões de saída que, de acordo com a metodologia de cálculo de adotada, resultam em maiores empuxos não instalados. Além disso, de acordo Tabela 3.40, considerando que as duas configurações possuam um mesmo requisito dimensional, consequentemente, mesmo fluxo mássico, verificou-se que a configuração axissimétrica aproveita, com maior eficiência, o espaço disponível, com uma maior área de saída, gerando maior empuxo não instalado.

Tabela 3.40 – Comparação entre vazão mássica entre as configurações.

	\dot{m} [kg/s]	A_i [m ²]	A_e [m ²]
Planar	1,1959	0,0314	0,0620
Axissimétrica	1,1959	0,0314	0,1208

Fonte: Autor.

4 CONCLUSÕES

Neste trabalho, uma ferramenta para projeto preliminar de motores *scramjet* foi desenvolvida. Considerou-se a formulação baseada na definição de requisitos iniciais de projeto e escolha entre as geometrias planares e axissimétricas, de maneira a contemplar as hipóteses mais adequadas para cada caso.

A formulação da ferramenta foi subdividida entre seções de compressão, combustão e expansão do escoamento, de modo a proporcionar um melhor entendimento acerca da logística de funcionamento de um motor *scramjet* e facilitar a implementação computacional. Inicialmente, na seção de compressão, considerou-se a formulação de ondas de choque oblíquas planas, para as geometrias planares, e a formulação de ondas de choque cônicas para as geometrias axissimétricas, em que, para um escoamento em multi cones, foi necessário considerar as direções médias do escoamento. Além disso, utilizou-se da teoria da máxima recuperação da pressão, de modo a possuir uma compressão eficiente, e as relações de reflexão de onda de choque de maneira a linearizar o escoamento para a seção seguinte. Posteriormente, na câmara de combustão, comum para as duas geometrias, foi considerada a teoria de escoamento unidimensional com adição de calor, de modo a computar a influência da combustão no sistema. Em sequência, na seção de expansão, para a geometria planar, considerou-se a teoria de ondas de expansão de Prandtl-Meyer acoplada a teoria de razão de áreas. Para a geometria axissimétrica, definiu-se a formulação de uma tubeira do tipo *spike* e incluiu a presença da tubeira na carenagem com o objetivo de gerar uma geometria de expansão com maior área de saída dos gases de exaustão. Por fim, utilizou-se da formulação do empuxo não instalado de modo a observar se a configuração considerada era capaz de gerar aceleração.

De modo a considerar uma análise de maior coerência com a realidade, incluiu-se a teoria de gás real, apresentada pela variação do γ em função da temperatura, mantendo a hipótese de gás caloricamente perfeito. Além disso, foi implementada a possibilidade de incluir a camada limite no sistema considerando a presença da camada limite na seção de compressão. Dessa maneira, o operador da ferramenta possui as opções de considerar o ar como um gás real, além da inclusão ou não dos efeitos da camada limite nos modelos.

Ao considerar os requisitos estipulados no caso de estudo (30 km de altitude geopotencial e a número Mach 7), verificou-se a compressão do escoamento e a alteração da posição dos choques ao considerar a presença da camada limite, deixando de incidirem na carenagem pré determinada, sendo necessário, em análises que consideram a presença da camada limite, alterar a posição da carenagem. Observou-se, também, uma redução do empuxo gerado ao considerar a camada limite, visto que uma menor quantidade de combustível é adicionada durante a análise da combustão.

Analisando as desvantagens das geometrias, apresentadas na fundamentação teó-

rica, verifica-se, como esperado, que a geometria planar possui seção de compressão maior que a geometria axissimétrica e, conseqüentemente, maior comprimento, sujeita, assim, à maior influência dos efeitos da camada limite. Já na geometria axissimétrica, verifica-se menores dimensões radiais na garganta após a compressão em relação à geometria planar, nesse caso, essa dimensão é apresentada pela altura da câmara de combustão.

Ao verificar a influência da geometria no desenvolvimento do motor, observou-se a menor intensidade das ondas de choque cônicas em relação às ondas oblíquas planas, de modo que foram necessárias superfícies cônicas de maior inclinação em relação as planares para prover compressão semelhante do escoamento. Observou-se, também, que a configuração axissimétrica gera maior empuxo e melhor aproveita a área disponível, porém verificou-se que para a tubeira concebida, em ambos os casos, o escoamento se torna sub-expandido. No geral, evita-se esse caso, pois o escoamento sub expandido, resulta em perdas consideráveis de desempenho. Além disso, no cálculo do empuxo, desconsiderou-se o arrasto gerado que, influencia, no desempenho dos motores.

Na comparação analítica e numérica, foi perceptível a influência da camada limite na alteração da incidência dos choques, bem como a demonstração de como um modelo refinado, presente na simulação numérica, afeta, de diferentes maneiras, as propriedades do escoamento ao longo da geometria. Ademais, considerou-se a inserção da fonte de calor uma metodologia viável para simulações simplificadas de combustão como visto a convergência de temperatura entre os modelos numéricos e analíticos, porém ao analisar graficamente a variação de pressão e velocidade, observa-se uma discrepância entre os modelos, de maneira que é necessário uma análise refinada do modelo de adição de calor por energia adicionada para determinar a razão da variação nas variáveis citadas.

Ao fim, demonstra-se a capacidade da ferramenta implementada no projeto preliminar de motores hipersônicos aspirados com baixo custo computacional e simples execução. Ressalta-se a necessidade da presença de análises analíticas, numéricas durante o projeto de *scramjet*, de maneira em que cada metodologia se aplica ao respectivo nível de profundidade que se encontra o projeto.

4.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Para trabalhos futuros, sugere-se:

- Reposicionar a carenagem, nos casos com camada limite, de modo a garantir a incidência e reflexão das ondas de choque com o objetivo de manter o máximo fluxo mássico na câmara de combustão;
- Considerar a presença da camada limite na câmara de combustão e na seção de ex-

pansão, bem como realizar as modificações necessárias para manter o desempenho do motor;

- Considerar efeitos tridimensionais na estimativa analítica para camada limite em uma geometria axissimétrica;
- Considerar a estequiometria de combustão na análise, incluindo fatores como a quantidade de combustível adicionada;
- Refinar e analisar o modelo de adição de energia na câmara de combustão na análise numérica;
- Considerar efeitos de fricção do escoamento nas paredes da câmara de combustão;
- Otimizar as seções de expansão para proporcionarem um escoamento perfeitamente expandido na saída, com pressões de saída iguais às pressões do ambiente, maximizando o empuxo gerado;
- Considerar o cálculo do arrasto de maneira a computar, com maior precisão, o empuxo dos motores.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANDERSON, J. D. **Modern compressible flow: with historical perspective**. [S.l.]: Tata McGraw-Hill Education, 2003.

ATMOSPHERE, U. S. **NASA TM-X 74335**, 1976.

BANI, A. A. **Design and Analysis of an Axisymmetric Aerospike Supersonic Micro-Nozzle for a Refrigerant-Based Cold-Gas Propulsion System for Small Satellites**. 2016. 146 f. Tese (Trabalho de Conclusão de Curso) — Mechanical Engineering, Missouri Univerity of Science and Technology, 2016.

BONELLI, F. et al. Preliminary design of a hypersonic air-breathing vehicle, 2011. **17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference**, 2011.

CENGEL, Y. A. **Fluid mechanics**. [S.l.]: Tata McGraw-Hill Education, 2010.

CHAPMAN, D.; KUEHN, D.; LARSON, H. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. **NACA report No. 1356**, 1958.

CORDA, S. **Introduction to aerospace engineering with a flight test perspective**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2017.

CURRAN, E. T. Scramjet engines: the first forty years. **Journal of Propulsion and Power**, v. 17, n. 6, p. 1138–1148, 2001.

DRIEST, E. R. V. Turbulent boundary layer in compressible fluids. **JOURNAL OF THE AERONAUTICAL SCIENCES**, v. 18, 1951.

FLOCK, A. K. Axisymmetric scramjet engine design and performance analysis. **International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conferences**, 2015.

FLOCK, A. K.; RIEHMER, J. C.; GULHANY, A. Axisymmetric scramjet engine design and performance analysis. **20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference**, p. 11, 2015.

FRY, R. S. A century of ramjet propulsion technology evolution. **Journal of Propulsion and Power**, v. 20, n. 1, p. 32, 2004.

GYORGY, N. I. Albert fono: A pioneer of jet propulsion. **IAF/iAA**, 1977.

HEISER, W. H.; PRATT, D. T. **Hypersonic airbreathing propulsion**. [S.l.]: AIAA, 1994.

KEENAN, J. H. et al. Gas tables: International version second edition(si units). **AIChE Journal**, v. 30, p. 211, 1983.

LASSALINE, J. V. Supersonic right circular cone at zero angle of attack. 2009.

LEMMON, E. W. et al. Thermodynamic properties of air and mixtures of nitrogen, argon, and oxygen from 60 to 2000 k at pressures to 2000 mpa. **Journal of Physical and Chemical**, v. 29, p. 55, 2000.

MARTOS, J. F. de A. **Aerothermodynamic Design, Manufacture And Testing Of a 3-D Prototyped Scramjet**. 2017. 143 f. Tese (Doctor in Science in the Program of Space Science and Technology, Area of Space Propulsion and Hypersonics) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2017.

MITCHELL, D. J. **Equations for Calculation of International Standard Atmosphere and Associated OffStandard Atmospheres**. [S.l.]: Engineering Sciences Data Unit, 1977.

MURTHY, S.; CURRAN, E. **Scramjet propulsion**. [S.l.]: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001.

PEZZELLA, G.; VIVIANI, A. Introductory chapter: Hypersonic vehicles-past, present, and future insights. 2019.

RAN, H.; MAVRIS, D. Preliminary design of a 2d supersonic inlet to maximize total pressure recovery. **AIAA 5th Aviation, Technology, Integration, and Operations Conference (ATIO)**, p. 11, 2005.

SCHLICHTING, H. **Boundary Layer Theory**. -New York, Mc Graw Hill Book Company. [S.l.]: Inc, 1960.

TORO, P. G. P. et al. Design and analysis of a generic scramjet air inlet. **17th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering**, p. 10, 2018.

_____. Design of an academic scramjet for atmospheric captive flight at mach number 4.18 coupled to a rocket fti. **17th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering**, p. 11, 2018.

UQx. **HyShot II**. DLR, 2002. Acessado em 29 de setembro de 2020. Disponível em: <https://www.dlr.de/as/en/desktopdefault.aspx/tabid-190/391_read-13698/>.

WHITE, F. M. **Fluid mechanics, 1999**. [S.l.]: Me Graw-Hill, 1979.

WIE, D. V.; KWOK, F.; WALSH, R. Starting characteristics of supersonic inlets. In: **32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit**. [S.l.: s.n.], 1996. p. 2914.

YUNSONG, J.; ZHENXUN, G.; CHONGWEN, J. Study on the design of supersonic axisymmetric multicompression and quasi-isentropic inlets. **Asia-Pacific International Symposium on Aerospace Technology**, p. 7, 2014.