

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

JONAS LUIZ DA SILVA CRUZ

**ANÁLISE INTEGRADA DA BALÍSTICA INTERNA E INTERMEDIÁRIA EM
UM FUZIL DE ASSALTO 5,56: ENSAIO EXPERIMENTAL, MODELAGEM
NUMÉRICA E SIMULAÇÃO CFD**

**ITAJUBÁ
2026**

JONAS LUIZ DA SILVA CRUZ

ANÁLISE INTEGRADA DA BALÍSTICA INTERNA E INTERMEDIÁRIA EM
UM FUZIL DE ASSALTO 5,56: ENSAIO EXPERIMENTAL, MODELAGEM
NUMÉRICA E SIMULAÇÃO CFD

Dissertação submetida ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Térmica, Fluidos e Máquinas de Fluxo.

Orientador: Prof. Dr. Ramiro Gustavo Ramirez Camacho.

Coorientador: Prof. Dr. Thiago Junqueira Rezek.

Itajubá

2026

Cruz, Jonas Luiz da Silva.

Análise Integrada da Balística Interna e Intermediária em um Fuzil de Assalto 5,56: Ensaio Experimental, Modelagem Numérica e Simulação CFD / Jonas Luiz da Silva Cruz. – Itajubá, 2026.

118 f.

Orientador: Ramiro Gustavo Ramirez Camacho.

Coorientador: Thiago Junqueira Rezek.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Itajubá, Engenharia Mecânica, 2026.

1. *Balística Interna e Intermediária*. 2. *Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD)*. 3. *Simulação Numérica*. 4. *Ansys Fluent*. 5. *Matlab/Simulink*. 6. *Escoamento Compressível Transiente*. i. Camacho, Ramiro Gustavo Ramirez (orient.) ii. Título

JONAS LUIZ DA SILVA CRUZ

**Análise Integrada da Balística Interna e Intermediária em
um Fuzil de Assalto 5,56: Ensaio Experimental,
Modelagem Numérica e Simulação CFD**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Ramiro Gustavo Ramirez Camacho.

Coorientador: Thiago Junqueira Rezek.

Aprovado em Itajubá, 03 de fevereiro de 2026, pela seguinte banca examinadora:

Prof. Dr. Ramiro Gustavo Ramirez Camacho - UNIFEI

Prof. Dr. Thiago Junqueira Rezek - FEPI

Prof. Dr. Nelson Manzanares Filho - UNIFEI

Prof. Dr. André Luiz Tenório Rezende - IME

Prof. Dr. Gustavo Adolfo Ronceros Rivas - UNILA

Itajubá
2026

*A Deus, fonte primária de toda a existência e sabedoria;
Aos meus pais, Maria Helena e Jorge Cruz (in memoriam);
À minha esposa Juliana, meu alicerce em todos os momentos;
Aos meus filhos Manuela e Benício, minha maior riqueza.*

AGRADECIMENTOS

A Deus, fonte inesgotável de sabedoria e verdade, pela vida, pela força nos momentos difíceis e por permitir que eu chegasse até aqui.

À minha esposa, Juliana, pelo amor, paciência e apoio irrestrito. Obrigado por caminhar ao meu lado e dividir comigo o peso e a leveza dessa jornada que chamamos de vida.

Aos meus filhos, minha maior inspiração. À Manuela, que com sua doçura me fez ver o mundo de outra forma e me ensinou a sorrir novamente. Ao pequeno Benício, que recém chegou ao mundo trazendo luz e renovação, e que já é imensamente amado por mim.

À minha mãe, Maria Helena, por todo o amor e por ter me ensinado os valores éticos e morais que forjaram meu caráter e guiaram minha trajetória.

Ao meu pai, Jorge, que lá do céu acompanha meus passos. Sua lembrança me dá forças para seguir adiante e sua presença é sentida em cada conquista minha.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Ramiro Gustavo Ramirez Camacho, pelo apoio constante, pela confiança e por me guiar com sabedoria ao longo desta jornada acadêmica.

Ao meu coorientador, Prof. Dr. Thiago Junqueira Rezek, pelas incontáveis horas de estudos e discussões. Seu conhecimento, dedicação e amizade engrandeceram sobremaneira minha formação técnica e pessoal.

Ao Exército Brasileiro e à IMBEL, minha eterna gratidão e lealdade. É um orgulho imensurável pertencer a esta Força e ter a oportunidade de aprimorar meus conhecimentos. Agradeço pelo suporte nesta jornada, reafirmando meu compromisso patriótico de servir ao Brasil e de contribuir, através da ciência e da tecnologia, para a defesa da nossa Pátria.

"O senhor dos Exércitos está conosco; o Deus de Jacó é o nosso refúgio"
(Salmos 46:7)

RESUMO

A compreensão detalhada da balística interna e intermediária é um requisito fundamental para o desenvolvimento de armamentos longos que conciliem desempenho, segurança e conforto acústico. Inserido neste contexto, o presente trabalho propõe uma abordagem integrada para caracterizar a dinâmica de disparo de um Fuzil de Assalto 5,56 mm. A pesquisa partiu de uma revisão teórica aprofundada, estabelecendo o equacionamento matemático necessário para descrever os fenômenos termodinâmicos e cinemáticos associados ao escoamento compressível transiente dos gases de combustão, que regem o movimento do projétil no interior do cano.

A modelagem numérica da balística interna foi implementada em ambiente *Matlab/Simulink*, solucionando as equações governantes através do método de Runge-Kutta de 4ª ordem. A validação deste modelo foi ancorada em uma campanha de ensaios instrumentada com transdutores piezoelétricos HPI GP6, permitindo a aquisição da curva de pressão na câmara. O confronto entre os resultados numéricos e os dados empíricos atestou a capacidade do código em reproduzir com fidelidade o comportamento balístico real, apresentando adequada concordância nos valores de pico de pressão e velocidade de boca.

Em etapa subsequente, os dados validados da curva de pressão do tiro subsidiaram uma análise de Dinâmica dos Fluidos Computacional (*CFD*) no software *Ansys Fluent*. A simulação em questão empregou malhas dinâmicas para simular o movimento do projétil em função da pressão atuante em sua base. Além disso, modelos nativos do *solver* foram utilizados para contemplar o comportamento de gás real. Esta abordagem permitiu visualizar e analisar fenômenos da balística intermediária em regime de escoamento compressível, cuja avaliação experimental exigiria o emprego de um aparato experimental complexo e de alto custo. O trabalho consolida, assim, uma metodologia de análise robusta, com aplicação direta em Pesquisa e Desenvolvimento (P&D) de armamentos leves, fornecendo subsídios essenciais para o projeto de componentes complexos, como supressores de ruído e freios de boca.

Palavras-chave: *Balística Interna e Intermediária. Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD). Simulação Numérica. Ansys Fluent. Matlab/Simulink. Escoamento Compressível Transiente.*

ABSTRACT

A detailed understanding of internal and intermediate ballistics is a fundamental requirement for the development of long-barreled firearms that balance performance, safety, and acoustic comfort. Within this context, the present work proposes an integrated approach to characterize the firing dynamics of a 5.56 mm Assault Rifle. The research began with an in-depth theoretical review, establishing the mathematical formulation necessary to describe the thermodynamic and kinematic phenomena associated with the transient compressible flow of combustion gases, which govern the projectile's movement inside the barrel.

The numerical modeling of the internal ballistics was implemented in the Matlab/Simulink environment, solving the governing equations using the 4th-order Runge-Kutta method. The validation of this model was anchored in an experimental testing campaign instrumented with HPI GP6 piezoelectric transducers, allowing the acquisition of the chamber pressure curve. The comparison between the numerical results and empirical data attested to the code's ability to faithfully reproduce the actual ballistic behavior, showing adequate agreement in peak pressure and muzzle velocity values.

In a subsequent stage, the validated data from the firing pressure curve provided the basis for a Computational Fluid Dynamics (CFD) analysis using the Ansys Fluent software. This simulation employed dynamic meshes to simulate the projectile's movement as a function of the pressure acting on its base. Furthermore, native solver models were used to account for real gas behavior. This approach allowed for the visualization and analysis of intermediate ballistics phenomena in a compressible flow regime, an experimental evaluation of which would require a complex and high-cost experimental apparatus. Thus, this work consolidates a robust analysis methodology with direct application in the Research and Development (R&D) of small arms, providing essential data for the design of complex components such as sound suppressors and muzzle brakes.

Keywords: *Internal and Transitional Ballistics. Computational Fluid Dynamics (CFD). Numerical Simulation. Ansys Fluent. Matlab/Simulink. Transient Compressible Flow.*

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 – Fuzil de Assalto IMBEL IA2 5,56 mm com detalhe no conjunto cano/quebra-chamas. Adaptado de IMBEL (2019a).	21
Figura 2.1 – Elemento de fluido utilizado nas leis de conservação (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007)	31
Figura 2.2 – Fluxo de massa em um elemento de fluido (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).	32
Figura 2.3 – Componentes de tensão atuando na direção x sobre um elemento de fluido (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).	34
Figura 2.4 – Componentes do vetor fluxo de calor através das faces do elemento de fluido (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007)	36
Figura 2.5 – Registro de tiro e segurança (IMBEL, 2019a).	40
Figura 2.6 – Fuzil de Assalto 5,56 mm IA2 IMBEL. Adaptado de IMBEL (2019a).	41
Figura 2.7 – Sistema de tomada de gases (IMBEL, 2019b).	41
Figura 2.8 – Sistema de Trancamento do Fuzil de Assalto 5,56 mm IA2 IMBEL (IMBEL, 2019b).	43
Figura 2.9 – Mecanismo de Disparo do Fuzil de Assalto 5,56 mm IA2 IMBEL (IMBEL, 2019b).	43
Figura 2.10–Fases iniciais do ciclo de operação de um fuzil (USMC, 2012).	44
Figura 2.11–Fases finais do ciclo de operação de um fuzil (USMC, 2012).	45
Figura 2.12–Áreas de estudo de balística.	46
Figura 2.13–Fases de desenvolvimento da balística interna. Adaptado de USMC (2012)	47
Figura 2.14–Modelo simplificado da balística interna (CARLUCCI; JACOBSON, 2008)	48
Figura 2.15–Velocidade do projétil em função da posição no cano.	51
Figura 2.16–Curva balística obtida pelo modelo simplificado.	51
Figura 2.17–Relação típica entre pressão na câmara e distância percorrida por um projétil em uma arma de fogo (CARLUCCI; JACOBSON, 2008).	52
Figura 2.18–Fluxograma do modelo aperfeiçoado para balística interna.	53
Figura 2.19–Geometrias comuns para o grão propelente. Adaptado de Vihtavuori (2020).	54
Figura 2.20–Forças envolvidas na resistência ao raiamento.	61
Figura 2.21–Formação das ondas de choque e vazamento de gás antes da saída do projétil. Adaptado de Farrar e Leeming (1983).	63
Figura 2.22–Formação inicial pós-saída (A) e expansão máxima do campo (B). Adaptado de Farrar e Leeming (1983).	64

Figura 2.23–Fase final da campo de choque antes da contração do choque de garrafa e do disco de Mach. Adaptado de Farrar e Leeming (1983).	64
Figura 3.1 – Instrumentação do armamento com sensores de pressão.	65
Figura 3.2 – Posição dos transdutores para o ensaio balístico. Adaptado de Felix, Medeiros e Barbosa (2023).	66
Figura 3.3 – Transdutor HPI GP6 e sua posição no fuzil IMBEL 5,56 IA2 (FELIX; MEDEIROS; BARBOSA, 2023).	67
Figura 3.4 – Munição RUAG SS109 (AASIAS, 2014).	68
Figura 3.5 – Preparação e execução dos ensaios experimentais de balística interna no CAEx.	69
Figura 3.6 – Curva experimental dos disparos obtidas experimentalmente no CAEx.	70
Figura 3.7 – Curva experimental média.	70
Figura 4.1 – Diagrama de blocos de principal do modelo de balística interna.	75
Figura 4.2 – Subsistema principal do cálculo da balística interna.	76
Figura 4.3 – Subsistema de cálculo da energia liberada pela queima.	77
Figura 4.4 – Subsistema de cálculo da fração volumétrica consumida.	77
Figura 4.5 – Subsistema de cálculo da energia cinética.	78
Figura 4.6 – Subsistema de cálculo da Pressão Média.	79
Figura 4.7 – Cálculo do Número de Mach.	79
Figura 4.8 – Cálculo da Pressão na Base.	80
Figura 4.9 – Cálculo da Pressão na Câmara.	80
Figura 4.10–Subsistema de cálculo da derivada da fração linear.	81
Figura 4.11–Subsistema de cálculo do Volume Disponível.	81
Figura 4.12–Subsistema de cálculo da Pressão do Ar à Frente.	82
Figura 4.13–Subsistema de cálculo da Aceleração do Projétil.	82
Figura 4.14–Comparação entre aceleração e força de resistência ao movimento do projétil.	84
Figura 4.15–Velocidade do projétil em função da posição.	85
Figura 4.16–Velocidade do projétil em função do tempo, destacando o instante de saída do cano.	86
Figura 4.17–Cuva balística pelo método numérico.	86
Figura 4.18–Comparação entre a pressão média da câmara e a pressão na base do projétil.	87
Figura 4.19–Pressão à frente do projétil obtida via método numérico.	88
Figura 4.20–Comparação das curvas experimental e numérica.	89
Figura 4.21–Evolução da pressão ao longo do tempo, evidenciando diferenças e atrasos entre métodos teóricos e resultados experimentais (CRONEM-BERGER et al., 2014).	90

Figura 5.1 – Divisão dos domínios de simulação a serem implementadas no ICEM CFD.	93
Figura 5.2 – Dimensões da geometria modelada no <i>ICEM CFD</i>	94
Figura 5.3 – Definição de fronteiras da geometria modelada no <i>ICEM CFD</i>	94
Figura 5.4 – Divisão em três blocos para geração de malha no domínio ambiente. . .	95
Figura 5.5 – Malha do projétil modelada no <i>ICEM CFD</i>	97
Figura 5.6 – Malha completa e detalhamento do acoplamento dos domínios da câmara, projétil e alma.	97
Figura 5.7 – Malha axissimétrica (espelhada em relação ao eixo X) no ambiente de trabalho do <i>Ansys Fluent</i>	99
Figura 5.8 – Comparação entre pontos da curva numérica e a curva interpolada . . .	103
Figura 5.9 – Comparativo da evolução da velocidade do projétil.	104
Figura 5.10–Pressão atuante na base do projétil.	105
Figura 5.11–Pressão resistiva na frente do projétil.	105
Figura 5.12–Evolução temporal dos campos de pressão para os instantes 0,741 ms, 0,800 ms, 0,850 ms e 0,900 ms.	107
Figura 5.13–Evolução temporal dos campos de velocidade para os instantes 0,741 ms, 0,800 ms, 0,850 ms e 0,900 ms.	108
Figura 5.14–Comparação do estágio inicial: Formação do choque precursor e disco de Mach associado (FARRAR; LEEMING, 1983).	109
Figura 5.15–Saída do projétil e desenvolvimento da estrutura do choque em garrafa (FARRAR; LEEMING, 1983).	110
Figura 5.16–Estágio avançado evidenciando o disco de Mach e a ultrapassagem do choque primário (FARRAR; LEEMING, 1983).	111
Figura 5.17–Estágio de transição para a balística externa (FARRAR; LEEMING, 1983).	111

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Especificações técnicas do Fuzil de Assalto Imbel IA 2 5,56mm (IMBEL, 2019a).	42
Tabela 2.2 – Equações do modelo balístico simplificado. Adaptado de Carlucci e Jacobson (2008)	50
Tabela 2.3 – Parâmetros de entrada para a simulação do modelo simplificado.	50
Tabela 4.1 – Variáveis de estado - valores iniciais.	73
Tabela 4.2 – Propriedades do propelente.	73
Tabela 4.3 – Características da munição.	74
Tabela 4.4 – Parâmetros da espoleta (DANIŞ, 2014).	74
Tabela 4.5 – Parâmetros do armamento (IMBEL, 2019b), (IMBEL, 2019a).	74
Tabela 4.6 – Condições ambientais.	75
Tabela 4.7 – Fatores de ajuste.	90
Tabela 5.1 – Parâmetros da malha estruturada do domínio ambiente.	96
Tabela 5.2 – Parâmetros da malha estruturada dos domínios câmara e alma.	96
Tabela 5.3 – Métodos de solução espacial e temporal adotados no <i>solver</i>	101
Tabela 5.4 – Passos de tempo utilizados ao longo da simulação.	101
Tabela 5.5 – Resumo da simulação.	102

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CBC	Companhia Brasileira de Cartuchos
CAEx	Centro de Avaliações do Exército
CCTRB	Confederação de Caça e Tiro Rural do Brasil
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DMM	<i>Dynamic Mesh Motion</i>
DOF	<i>Degrees of Freedom</i>
EB	Exército Brasileiro
EoS	<i>Equation of State</i>
EPVAT	<i>Electronic Pressure, Velocity and Action Time</i>
HPI	<i>High Pressure Transducer</i>
IMBEL	Indústria de Material Bélico do Brasil
LEB	Laboratório de Ensaios Balísticos
NATO	<i>North Atlantic Treaty Organization</i>
OTAN	Organização do Tratado do Atlântico Norte
PCE	Produto Controlado pelo Exército
P&D	Pesquisa e Desenvolvimento
R&D	<i>Research and Development</i>
RTS	Registro de Tiro e Segurança
SAAMI	<i>Sporting Arms and Ammunition Manufacturers Institute</i>
SRK	<i>Soave-Redlich-Kwong</i>
STANAG	<i>Standardization Agreement</i>
UDF	<i>User-Defined Function</i>
USMC	<i>United States Marine Corps</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

α	Ângulo do raiamento
β	Constante da taxa de queima
δ	Comprimento balístico
ΔE_C	Variação da energia cinética
ΔE_p	Variação da energia potencial
ΔU	Variação da energia interna
γ	Coefficiente de expansão adiabática
γ_{ar}	Razão de calores específicos do ar
γ_{esp}	Razão de calores específicos da espoleta
μ	Coefficiente de atrito
μ_{cano}	Coefficiente de atrito do cano
ω	Fator acêntrico
ω_p	Velocidade angular do projétil
ϕ	Fator de correção empírico
ρ	Densidade do gás
ρ_p	Massa específica do propelente sólido
τ_{ij}	Tensões viscosas
A	Área da seção transversal
a_g	Velocidade do som em um gás
a_{ar}	Velocidade do som no ar
$a(T)$	Termo de atração dependente da temperatura
c	Covolume
c_p	Calor específico a pressão constante
c_v	Calor específico a volume constante

$c_{n_{estoujo}}$	Capacidade do estojo
d	Diâmetro da câmara
D	Diâmetro do projétil
$E_{C_{proj}}$	Energia cinética do projétil
$e_{n,esp}$	Energia da espoleta
f	Fração do comprimento balístico
F	Força
F_{prop}	Ímpeto do propelente
$F_{prop,esp}$	Ímpeto do propelente da espoleta
F_d	Força de desgaste
I	Momento de inércia do projétil
k	Condutividade térmica
K	Coefficiente da função de forma
l	Comprimento da câmara
L	Comprimento do cano
$L_{\text{banda cilíndrica}}$	Comprimento da banda cilíndrica
l_{cone}	Comprimento do cone de forçamento
$L_{freebore}$	Comprimento do <i>freebore</i>
$l_{estoujo}$	Comprimento do estojo
M	Massa do projétil
m_{esp}	Massa do propelente da espoleta
m_g	Massa do gás
M_m	Peso molecular
m_p	Massa do propelente
n	Número de mols de um determinado gás
n_{mach}	Número de Mach

n_{raia}	Número de raias
N	Índice de queima do propelente
p	Pressão de um determinado gás
P	Pressão média dos gases
P_{ar}	Pressão de resistência do ar
P_{atm}	Pressão atmosférica
P_{base}	Pressão na base do projétil
P_c	Pressão no ponto crítico
p_{camara}	Pressão na câmara do armamento
p_{cano}	Passo do armamento
p_{cone}	Pressão de resistência no cone de forçamento
$p_{desengaste}$	Pressão de desengaste do projétil no estojo
$P_{raiameto}$	Pressão de resistência ao raiamento
P_{resist}	Pressão de resistência ao movimento do projétil
$p(x_{proj})$	Pressão na posição de interesse
q	Fluxo de calor
Q	Energia adicionada ao sistema
$Q_{interior}$	Calor adicionado no interior do sistema devido à queima do propelente
$Q_{liquido}$	Calor líquido
$Q_{perdido}$	Energia térmica perdida
\bar{R}	Constante universal dos gases
R	Constante para um gás particular
s	Redução do tamanho do grânulo propelente
S	Entropia
S_{Mx}	Fonte de momento por unidade de volume
S_E	Energia advinda de fontes externas

S_p	Deslocamento do projétil ao longo do cano
T	Temperatura absoluta de um determinado gás
T_c	Temperatura no ponto crítico
T_{chama}	Temperatura adiabática de chama
$T_{chama,esp}$	Temperatura adiabática de chama da espoleta
T_i	Temperatura inicial absoluta de um determinado gás
$T(x_{proj})$	Temperatura do gás na posição de interesse
u	Energia interna específica do gás
U	Energia interna total
v	Volume molar específico
V	Volume ocupado por um gás
v_b	Velocidade de boca do projétil
V_c	Volume da câmara
V_{cc}	Volume inicial da câmara de combustão
V_p	Velocidade do projétil
$V(x_{proj})$	Volume na posição de interesse
x	Deslocamento linear
W	Trabalho realizado no sistema
$W_{liquido}$	Trabalho líquido
$W_{resistencia}$	Trabalho das forças de resistência ao deslocamento do projétil
$W(x_{proj})$	Trabalho na posição de interesse
Z	Fração volumétrica dos grãos consumidos

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	JUSTIFICATIVA	21
1.2	OBJETIVOS	22
1.2.1	OBJETIVO GERAL	22
1.2.2	OBJETIVOS ESPECÍFICOS	22
1.3	REVISÃO DA LITERATURA	23
1.4	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	25
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	27
2.1	EQUAÇÕES DE ESTADO DOS GASES	27
2.1.1	EQUAÇÃO DO GÁS IDEAL	27
2.1.2	EQUAÇÃO DE NOBLE-ABEL	28
2.1.3	MODELO DE GÁS REAL DE SOAVE-REDLICH-KWONG (SRK)	29
2.2	PRIMEIRA E SEGUNDA LEIS DA TERMODINÂMICA	30
2.3	LEIS DE CONSERVAÇÃO	31
2.3.1	CONSERVAÇÃO DA MASSA	32
2.3.2	CONSERVAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO	33
2.3.3	CONSERVAÇÃO DE ENERGIA	35
2.4	ARMAS DE FOGO	38
2.4.1	CLASSIFICAÇÃO	39
2.4.2	FUZIL DE ASSALTO 5,56	40
2.4.3	CICLO DE OPERAÇÃO DE UM FUZIL	42
2.5	BALÍSTICA	45
2.5.1	BALÍSTICA INTERNA	46
2.5.1.1	MODELO NUMÉRICO SIMPLIFICADO DA BALÍSTICA INTERNA	48
2.5.1.2	MODELO NUMÉRICO DE PARÂMETROS CONCENTRADOS DA BALÍSTICA INTERNA	53
2.5.1.3	FUNDAMENTAÇÃO DA MODELAGEM MATEMÁTICA DA BALÍSTICA INTERNA	54
2.5.1.4	LEI DE QUEIMA DO PROPELENTE	54
2.5.1.5	REGRESSÃO VOLUMÉTRICA	56
2.5.1.6	LIBERAÇÃO DE ENERGIA E GERAÇÃO DE GÁS	56
2.5.1.7	ALTERAÇÃO DA PRESSÃO E DA TEMPERATURA	57
2.5.1.8	EQUAÇÃO DO MOVIMENTO DO PROJÉTIL	59
2.5.2	BALÍSTICA INTERMEDIÁRIA	62
2.5.2.1	DEFINIÇÃO E DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA	62

2.5.2.2	DINÂMICA DO ESCOAMENTO DE GÁS	63
2.5.2.3	FASE PRÉ-SAÍDA DO PROJÉTIL DA BOCA DO CANO	63
2.5.2.4	FASE PÓS-SAÍDA DO PROJÉTIL DA BOCA DO CANO	64
3	ENSAIO EXPERIMENTAL	65
3.1	METODOLOGIA EXPERIMENTAL	65
3.1.1	INSTRUMENTAÇÃO DO ARMAMENTO	65
3.1.2	PROCEDIMENTO DE ENSAIO	67
3.1.3	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	68
4	MODELO NUMÉRICO DA BALÍSTICA INTERNA	72
4.1	CONDIÇÕES INICIAIS	72
4.2	DEFINIÇÃO DAS VARIÁVEIS E PARÂMETROS DO MODELO	73
4.3	IMPLEMENTAÇÃO DO MODELO NO SIMULINK	75
4.3.1	BLOCOS INTEGRADORES PRINCIPAIS	75
4.3.1.1	ENERGIA LIBERADA PELA QUEIMA	77
4.3.1.2	FRAÇÃO VOLUMÉTRICA CONSUMIDA	77
4.3.1.3	ENERGIA CINÉTICA	78
4.3.1.4	PRESSÃO MÉDIA	78
4.3.1.5	NÚMERO DE MACH	79
4.3.1.6	PRESSÃO NA BASE	80
4.3.1.7	PRESSÃO NA CÂMARA	80
4.3.1.8	TAXA DE QUEIMA	81
4.3.1.9	VOLUME DISPONÍVEL	81
4.3.1.10	PRESSÃO DO AR À FRENTE	82
4.3.1.11	ACELERAÇÃO DO PROJÉTIL	82
4.4	RESULTADOS DO MODELO NUMÉRICO	83
4.4.1	INTERAÇÃO ENTRE A ACELERAÇÃO E A FORÇA DE RESISTÊNCIA	83
4.4.2	CINEMÁTICA DO PROJÉTIL	84
4.4.3	EVOLUÇÃO DA PRESSÃO NA CÂMARA	86
4.4.4	PRESSÃO À FRENTE DO PROJÉTIL	88
4.4.5	COMPARAÇÃO ENTRE A CURVA BALÍSTICA DO PROJÉTIL E A CURVA EXPERIMENTAL	89
5	ANÁLISE FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL	92
5.1	CONSIDERAÇÕES INICIAIS	92
5.2	GEOMETRIA DO DOMÍNIO DE SIMULAÇÃO	92
5.3	GERAÇÃO DA MALHA	95
5.3.1	DETALHES ESPECÍFICOS POR REGIÃO	95
5.3.2	MALHA COMPLETA	97

5.4	SIMULAÇÃO	98
5.4.1	CONFIGURAÇÕES DO SOLVER	98
5.4.1.1	FORMULAÇÃO DO ESCOAMENTO	98
5.4.1.2	MODELO DE TURBULÊNCIA	99
5.4.1.3	PROPRIEDADES DO FLUIDO	100
5.4.1.4	MÉTODOS DE SOLUÇÃO NUMÉRICA	100
5.4.1.5	CONTROLE DO PASSO DE TEMPO	101
5.4.1.6	MOVIMENTO DO PROJÉTIL	101
5.4.2	GERAÇÃO DA CURVA INTERPOLADA E IMPLEMENTAÇÃO NA UDF	102
5.5	RESULTADOS DA FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL (CFD)	103
5.5.1	BALÍSTICA INTERNA NO CFD	103
5.5.2	ANÁLISE DOS CAMPOS DE ESCOAMENTO NA BALÍSTICA INTERME- DIÁRIA	106
5.5.3	ANÁLISE QUALITATIVA DA BALÍSTICA INTERMEDIÁRIA	109
6	CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	113
6.1	CONCLUSÕES GERAIS	113
6.2	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	114
	REFERÊNCIAS	116

1 INTRODUÇÃO

1.1 Justificativa

A balística intermediária estuda o comportamento de um projétil no intervalo de transição entre a balística interna e a balística externa. A análise desse fenômeno é de suma importância para determinar a qualidade e a segurança do armamento, uma vez que interfere em diversos fatores, tais como: a precisão da arma, o ruído provocado pelo disparo, a redução do tamanho e intensidade da chama provocada pela queima do propelente.

A fim de mitigar efeitos indesejados ou melhorar características de armamentos, dispositivos como supressores de ruídos, freios de boca e quebra-chamas (Figura 1.1) podem ser fixados na região de transição entre a balística interna e a externa. O projeto destes componentes com geometrias otimizadas se mostra eficaz para melhorar características do produto trazendo, por exemplo, a atenuação dos ruídos de alta intensidade, a diminuição das forças de recuo ocasionadas pela reação ao deslocamento do projétil ou mesmo acréscimo de precisão à arma de fogo, garantindo a conquista do mercado consumidor deste produto bélico pela empresa fabricante.



Figura 1.1 – Fuzil de Assalto IMBEL IA2 5,56 mm com detalhe no conjunto cano/quebra-chamas. Adaptado de IMBEL (2019a).

A definição da geometria do quebra-chamas nos fabricantes de armas de fogo se dá, muitas das vezes, de modo empírico, através da prototipagem, ensaio e análise dos dados encontrados para o componente, mostrando-se um processo oneroso e lento.

Neste contexto, um estudo da balística intermediária pode ser realizado a partir da análise da dinâmica dos fluidos computacional (do inglês *Computational Fluid Dynamics*, ou simplesmente *CFD*). Tal estudo possibilita a execução mais ágil de projetos de armamentos e com menor custo com prototipagem física e análise experimental, abrindo a possibilidade de otimizar a geometria para atender os requisitos técnicos almejados no projeto.

Dados os efeitos gerados pela transição do deslocamento do projétil entre a balística interna e externa citados anteriormente, o escopo deste estudo será a análise dos campos de escoamento gerados pela transição do projétil do interior da alma do cano para o ambiente externo.

Desta feita, o trabalho aqui proposto pretende fornecer um estudo numérico, computacional e experimental acerca dos efeitos da balística interna e intermediária, a fim de compreender os referidos fenômenos físicos, criando um arcabouço teórico para otimizar e prever o comportamento de armamentos leves e subsidiar projetos futuros de freios de boca e supressores de ruídos.

Esta metodologia poderá ser empregada, ainda, para analisar aplicações em outros campos de estudo, como o da engenharia aeronáutica e aeroespacial, tendo uma aplicação potencial em modelagem CFD de controle direcional de foguetes e satélites.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo geral

O objetivo geral do presente trabalho é realizar o estudo qualitativo da balística intermediária em um armamento de calibre 5,56 NATO utilizando o CFD (método de volumes finitos). Para isso, a curva de pressão na câmara, condição de contorno para a simulação CFD, será obtida por meio de modelagem numérica (método dos parâmetros concentrados) validada experimentalmente.

1.2.2 Objetivos específicos

Visando atingir o objetivo geral, serão abordados os seguintes objetivos ao longo do desenvolvimento do referido trabalho:

- I. Obter a solução numérica do problema de balística interna do armamento por meio da solução do sistema de equações diferenciais ordinárias (EDO), não lineares e acopladas, através do método de Runge-Kunta de quarta ordem, utilizando o

Matlab/Simulink como ferramenta para a implementação do algoritmo em diagrama de blocos ;

- II. Validar o modelo numérico da balística interna por meio de estudo experimental; e
- III. Obter um modelo computacional adequado para analisar o fenômeno da balística intermediária empregando o código comercial *Ansys Fluent*.

1.3 Revisão da literatura

O estudo da Balística Intermediária permite analisar uma gama de fenômenos relevantes para a indústria bélica de armamentos, como precisão e níveis de ruído, e vem sendo um campo de estudos acadêmicos promissor no contexto da Engenharia de Armamentos, uma vez que é possível associar a análise experimental com a análise computacional, a fim de validar os resultados e, com isso, proporcionar uma maior previsão de desempenho do produto na fase de projetos propriamente dita.

Dentro desse escopo, cabe ressaltar trabalhos acadêmicos relevantes para o desenvolvimento deste trabalho, que se relacionam a análise numérica da balística interna, ao estudo de fenômenos físicos na balística intermediária e a simulação computacional do evento para a análise fluidodinâmica. Assim sendo, os trabalhos que motivaram e que serão utilizados como referência para a dissertação estão listados abaixo:

- Miner (2013) desenvolveu um modelo computacional de balística interna com o objetivo de auxiliar no projeto de sistemas de armas, utilizando uma análise de parâmetros concentrados para prever informações de saída como pressão, velocidade e queima da carga, validando a velocidade de boca do modelo com testes empíricos para assegurar a confiança na iteração de parâmetros de projeto;
- Daniş (2014) construiu um programa de simulação de balística interna para armas convencionais de propelente sólido, estudando e comparando dois modelos numéricos, um modelo zero-dimensional (parâmetros concentrados) e um modelo unidimensional (fluxo invíscido com solver de Riemann aproximado de Roe), ambos capazes de simular o fluxo de gás real através da introdução do covolume baseado na equação de estado de Noble-Abel;
- Rodrigues, Barros e Bassi (2022) propuseram uma formulação baseada em parâmetros físicos para representar a força resistiva em uma modelagem de balística interna utilizando o método de parâmetros concentrados, na qual os parâmetros do modelo foram ajustados pela solução de um problema inverso visando a aproximação do comportamento de pressão na câmara, buscando validar a precisão da formulação proposta frente aos dados de referência do cartucho M80;

- Jedlička, Beer e Vídeňka (2008) realizam a modelagem da distribuição e pressão dos gases propelentes na região anterior ao projétil em um sistema balístico comum, analisando numericamente o gradiente de pressão e comparando com resultados experimentais realizados com canhões antiaéreos de alto desempenho de calibre 30 mm;
- Cronemberger et al. (2014) examinaram numericamente (código de parâmetros concentrados) e experimentalmente, a balística interna de um fuzil 7,62 mm, comparando os dados de pressão, de velocidade do projétil, de sua posição no cano do armamento e o tempo total da balística interna com os dados obtidos experimentalmente;
- Trebiński e Czyżewska (2015) estimaram o aumento na velocidade do projétil no período Balístico Intermediário através do *Ansys Fluent* para armamento de diversos calibres (de 5,56 mm até 155 mm), chegando a conclusões relevantes sobre a magnitude e o aumento da velocidade do projétil ao sair da boca do cano do armamento e revelando que o aumento de velocidade é, de modo geral, inferior a 1% e que pode ser desprezado na maioria dos casos;
- Athira et al. (2020) estimaram através de análise experimental a interação do fluido em projéteis supersônicos no regime balístico intermediário, levantando fenômenos importantes relacionados às características aerodinâmicas do projétil, de tal forma que fosse possível visualizar experimentalmente as estruturas de um fluxo associadas a um projétil em movimento nas imediações do tubo de lançamento, capturando características como difração de choque instável, geração de choque e fenômeno de ultrapassagem em regimes de fluxo variados;
- Sarmiento et al. (2021) descrevem, em seu trabalho, a concepção e otimização de um projeto de turbomáquina, realizando a análise 3D da fluidodinâmica computacional para uma turbina, integrando simulações CFD, superfícies de resposta construídas a partir da função gaussiana de base radial e o algoritmo genético NGS-II;
- Kasahara e Matsuo (2021) apresentam um cálculo contínuo da fase de aceleração em um tubo e uma separação completa do *sabot* usando dinâmica de fluidos computacional 3D para investigar as interações das ondas de choque em torno de um projétil, verificando as forças aerodinâmicas que atuaram no projétil, geradas pela onda de choque, induzindo instabilidade nas cargas aerodinâmicas do mesmo;
- Gurdamar, Ozbektas e Sungur (2021) analisaram o efeito de defletores de anel circular em supressores de ruídos para pistola semi automática 9 mm, considerando os complexos fenômenos de fluxo no freio de boca e a modelagem do campo de fluxo ao redor do projétil a fim de prever os ruídos de alta intensidade gerados por um disparo na referida arma de fogo, investigando numérica e experimentalmente como mudanças na configuração do supressor de ruídos afeta na acústica do problema.

Os estudos previamente citados estabelecem uma sólida base teórica e metodológica para a realização do presente trabalho. Ao abordarem temas fundamentais como análise numérica e estudo de fenômenos físicos relacionados à balística e a simulação da dinâmica dos fluidos computacional, essas pesquisas fornecem metodologia teórica e evidências empíricas essenciais para o desenvolvimento e aprofundamento da análise proposta. A incorporação desses trabalhos no arcabouço teórico desta dissertação garantirá uma fundamentação robusta e consistente, permitindo uma abordagem crítica e aprofundada dos temas abordados.

1.4 Organização do Trabalho

O presente trabalho está estruturado em seis capítulos, organizados de modo a apresentar a evolução lógica da pesquisa, partindo da revisão teórica e da aquisição de dados experimentais, passando pela modelagem numérica e finalizando na simulação CFD da balística intermediária. A seguir, apresenta-se uma breve descrição do conteúdo abordado em cada capítulo.

O Capítulo 2 estabelece a fundamentação teórica necessária para o desenvolvimento da pesquisa. Nele, são revisados os princípios da termodinâmica e as leis de conservação da mecânica dos fluidos, bem como as equações de estado dos gases. O capítulo também contextualiza o objeto de estudo, detalhando o funcionamento de um Fuzil de Assalto 5,56 mm, e consolida o arcabouço matemático que rege a balística interna e descreve, de maneira qualitativa, os fenômenos observados na balística intermediária.

O Capítulo 3 descreve o ensaio experimental realizado para a aquisição da curva balística real do armamento. São detalhadas a metodologia de instrumentação com transdutores piezoelétricos, os procedimentos experimentais e os resultados empíricos obtidos, os quais servem como base para a validação do modelo numérico de balística interna.

O Capítulo 4 apresenta o modelo numérico da balística interna. Descreve-se a implementação do algoritmo de parâmetros concentrados em ambiente Matlab/Simulink para a resolução das equações diferenciais governantes. O capítulo discute as condições iniciais, os blocos integradores e valida os resultados da simulação através do confronto com os dados experimentais.

O Capítulo 5 aborda a análise fluidodinâmica computacional (CFD). Detalha-se a construção da geometria e a geração da malha no *Ansys ICEM CFD*, bem como as configurações do solver *Ansys Fluent*. São apresentados os resultados da simulação, utilizando malhas dinâmicas para investigar o fenômeno da balística intermediária. São também comparados os resultados de balística interna obtidos pelo método dos parâmetros concentrados com os resultados numéricos do CFD.

Por fim, o Capítulo 6 traz as conclusões e sugestões para trabalhos futuros. Este capítulo sintetiza os principais resultados alcançados, discute a eficácia da metodologia integrada proposta e aponta caminhos para a continuidade da pesquisa no desenvolvimento de armamentos.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Este capítulo estabelece o alicerce teórico necessário para a compreensão e modelagem dos fenômenos balísticos abordados no presente trabalho. A discussão inicia-se com a revisão dos princípios fundamentais da termodinâmica e das leis de conservação da mecânica dos fluidos. Em seguida, são elencadas características técnicas e funcionais de um Fuzil de Assalto, detalhando a dinâmica de seus mecanismos. Por fim, são apresentados os modelos matemáticos que regem a balística interna e intermediária, consolidando as equações governantes utilizadas nas simulações numéricas.

2.1 Equações de Estado dos gases

2.1.1 Equação do Gás Ideal

Para uma modelagem mais aprofundada do fenômeno balístico, se faz necessário, em um primeiro momento, observar a questão de um ponto de vista mais simplista, com a finalidade de entender o fenômeno e suas nuances. Assim sendo, uma primeira aproximação pode ser feita utilizando o modelo do gás ideal. A equação de estado que mostra como a pressão de um determinado gás ideal se relaciona com a temperatura, o volume e a quantidade da amostra é a lei dos gases ideais, dada pela Equação 2.1.

$$pv = n\bar{R}T \quad (2.1)$$

$$R = \frac{\bar{R}}{M_m} \quad (2.2)$$

De acordo com Atkins, Jones e Laverman (2018), embora a lei dos gases ideais seja uma lei-limite (isto é, que só se mostra válida dentro de limites específicos), ela descreve com razoável precisão o comportamento de muitos gases em condições normais. Na Equação (2.1), p representa a pressão do gás, v o volume molar específico, \bar{R} a constante universal dos gases, n o número de mols e T a temperatura absoluta. A constante para um gás particular R é dada pela Equação (2.2), onde M_m representa o peso molecular. Substituindo o valor de R na Equação (2.1), têm-se a relação que segue.

$$pv = RT \quad (2.3)$$

A Equação (2.3) pode ser ainda formulada a partir da massa do gás (m_g), onde V representa o volume ocupado pelo gás e da densidade do gás (ρ), como descritas nas

Equações (2.4) e (2.5).

$$pV = m_g RT \quad (2.4)$$

$$p = \rho RT \quad (2.5)$$

A lei dos gases ideais tem como base o fato de que as moléculas do gás estão muito distantes umas das outras, não sendo influenciadas por fortes forças intermoleculares, assumindo ainda que as colisões intermoleculares ocorrem de forma completamente elástica, suposições essas que serão admitidas ao realizar o modelo simplificado da balística interna (CARLUCCI; JACOBSON, 2008).

2.1.2 Equação de Noble-Abel

A Equação do gás ideal produz resultados coerentes quando os gases se encontram a baixas pressões e altas temperaturas. No entanto, o fenômeno balístico interno em armamentos leves apresenta altas pressões e altas temperaturas, podendo chegar a valores da ordem de 445 MPa em armas de calibre 5,56 mm de acordo com OTAN (2020), o que faz com que esse modelo não represente com precisão o referido fenômeno.

Assim sendo, faz-se necessária a utilização de um modelo mais fidedigno da dinâmica dos gases nessas condições. Neste contexto, a Equação de Noble-Abel frequentemente é adotada para modelos de parâmetros concentrados, uma vez que introduz o conceito de covolume. Segundo Johnston (2005), o covolume compensa o volume ocupado pelas moléculas do gás, o que não ocorre na Equação do Gás Ideal.

A Equação 2.6 apresenta a formulação de Noble-Abel, onde c representa o covolume do gás.

$$p(v - c) = RT \quad (2.6)$$

Johnston (2005) apresenta em seu trabalho a seguinte relação (Equação 2.7) oriunda do modelo de gás ideal, é válida também para o modelo de gás real de Noble-Abel, de tal forma que o autor afirma que uma aproximação adequada é considerar $c_p = constante$ e $c_v = constante$.

$$c_p - c_v = R \quad (2.7)$$

2.1.3 Modelo de gás real de Soave-Redlich-Kwong (SRK)

Embora o modelo de Noble-Able seja adequado para os estudos deste trabalho, este não é um modelo de gás real nativo do *solver* do *Ansys Fluent*. Dessa forma, a fim de realizar uma simulação mais fidedigna ao fenômeno real da balística interna e intermediária, optou-se por utilizar o modelo de gás real de Soave-Redlich-Kwong (SRK) na simulação CFD apresentada no Capítulo 5.

O modelo SRK, proposto originalmente por Soave (1972), constitui uma evolução da formulação clássica de Redlich-Kwong, com o objetivo de reproduzir com maior fidelidade as pressões de vapor de compostos puros. Conforme detalhado em ANSYS (2025), este modelo aprimora a precisão do termo de atração ao incorporar o fator acêntrico na formulação. Essa generalização permite considerar a geometria não esférica das moléculas e melhora a correlação com dados experimentais de pressão de vapor através de parâmetros dependentes da temperatura.

A equação de estado de Soave-Redlich-Kwong utilizada pelo *solver* do *Ansys Fluent* é expressa explicitamente em termos da pressão (p) conforme a Equação 2.8.

$$p = \frac{RT}{v - b + c} - \frac{a(T)}{v(v + b)} \quad (2.8)$$

O termo b é definido de forma análoga à equação original de Redlich-Kwong (Equação 2.9) e o termo de atração dependente da temperatura, $a(T)$, é calculado segundo a Equação 2.10, sendo a constante a_0 dada pela Equação 2.11 (ANSYS, 2025). Além disso, b é a constante de correção do volume, T_c representa a temperatura no ponto crítico e P_c a pressão no ponto crítico.

$$b = 0,08664 \frac{RT_c}{P_c} \quad (2.9)$$

$$a(T) = a_0 \left[1 + n \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_c}} \right) \right]^2 \quad (2.10)$$

$$a_0 = 0,42747 \frac{R^2 T_c^2}{P_c} \quad (2.11)$$

Por fim, o parâmetro n é obtido através de uma função polinomial do fator acêntrico (ω), descrita na Equação 2.12 (ANSYS, 2025).

$$n = 0,480 + 1,574\omega - 0,176\omega^2 \quad (2.12)$$

2.2 Primeira e Segunda Leis da Termodinâmica

O enunciado de Clausius afirma que o calor não pode fluir, de forma espontânea, de um corpo de temperatura menor, para um outro corpo de temperatura mais alta, de tal forma que é impossível para qualquer sistema operar de tal maneira que o único resultado seja a transferência de energia sob a forma de calor de um corpo mais frio para um corpo mais quente (MORAN et al., 2018).

Seja a entropia (S) uma medida de desordem, a segunda lei da termodinâmica pode ser ainda expressa em termos desse conceito da seguinte forma: a entropia de um sistema isolado aumenta durante uma mudança espontânea (ATKINS; JONES; LAVERMAN, 2018). Esta irreversibilidade justifica a presença de dissipação de energia no interior do armamento. Para quantificar essas interações, recorre-se à Primeira Lei da Termodinâmica. Em termos de equacionamento, adotou-se a abordagem empregada por Carlucci e Jacobson (2008), na qual o princípio de conservação de energia pode ser descrito pela Equação (2.13).

$$Q = \Delta U + W + \textit{perdas} \quad (2.13)$$

Na Equação 2.13, adaptada à balística interna, Q representa a energia liberada decorrente da queima do propelente adicionada ao sistema, ΔU a mudança na energia interna dos gases propelentes e W o trabalho realizado pelo gás sobre o projétil (CARLUCCI; JACOBSON, 2008). O termo *perdas* abrange a energia irreversível que deixa o sistema, como a transferência de calor para as paredes do cano da arma e o atrito.

Como convenção de sinais para esta modelagem, Q será positivo quando energia térmica for adicionada ao sistema, ΔU será positivo se houver um acréscimo na energia interna, e W será positivo pois refere-se ao trabalho de expansão realizado pelo sistema. Consequentemente, para manter a consistência do balanço de energia estipulado na Equação 2.13, o termo *perdas* deve ser computado em módulo (valores positivos), somando-se às saídas de energia. Deve-se, ainda, definir o trabalho, que é dado pela Equação 2.14.

$$W = \int \vec{F} \cdot d\vec{x} \quad (2.14)$$

Na Equação 2.14, \vec{F} representa o vetor força e $d\vec{x}$ o vetor deslocamento. Para as armas de fogo, é viável restringir a análise a um deslocamento do projétil na direção do cano, supondo que o cano da arma é perfeitamente linear, de tal forma que o sistema de coordenadas pode ser alinhado com o eixo do cano, de modo que o vetor deslocamento esteja alinhado com o vetor força, o que nos trará a fórmula para o trabalho dada pela Equação 2.15.

$$\vec{F} \cdot d\vec{x} = |\vec{F}| \cdot |d\vec{x}| \cdot \cos(0) = F dx \Rightarrow W = \int F dx \quad (2.15)$$

Seja a força o produto da pressão exercida (p) sobre uma determinada área (A), o trabalho será dado pela Equação 2.16.

$$F = pA \Rightarrow W = \int pA dx \quad (2.16)$$

Analisando um cano de alma lisa (sem raiamento), pode-se supor que a área sobre a qual a pressão atua é constante e igual à área da seção transversal do orifício, de tal forma que o trabalho será obtido através da Equação 2.17.

$$dV = Adx \Rightarrow W = \int p dV \quad (2.17)$$

2.3 Leis de Conservação

As seções a seguir apresentam as leis de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia aplicadas a escoamentos compressíveis. O Método dos Volumes Finitos, base para as simulações em Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD), fundamenta-se inicialmente na formulação diferencial destas leis. A integração dessas equações governantes sobre um volume de controle, aliada à aplicação do Teorema da Divergência de Gauss, que permite a conversão do divergente integrado em uma integral de superfície, constitui o princípio central do método.

Assim sendo, as equações de conservação serão apresentadas em sua forma diferencial, assumindo o comportamento de um fluido newtoniano. Essas deduções têm como base diversos autores da literatura clássica consagrada sobre a temática de mecânica dos fluidos, adotando para as demonstrações presentes nesta seção o raciocínio encontrado em Versteeg e Malalasekera (2007) e White (2011). Considere um pequeno elemento de fluido com dimensões δx δy δz ilustrado na Figura 2.1.

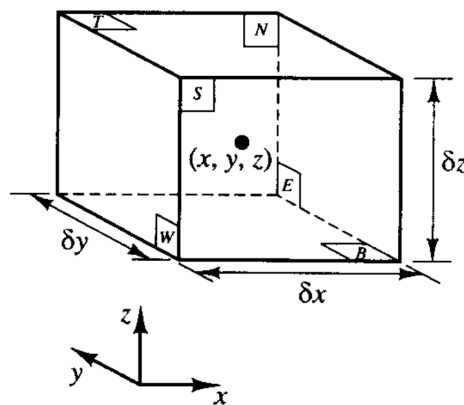


Figura 2.1 – Elemento de fluido utilizado nas leis de conservação (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007)

Para obter as equações de conservação que governam o movimento de um fluido, se faz necessário, primeiramente, definir uma partícula ou ponto mínimo no qual as propriedades macroscópicas (como pressão, temperatura e densidade) não são afetadas por moléculas individuais, a qual será chamada de elemento de fluido (Figura 2.1).

Além disso, a hipótese de fluido como um meio contínuo é considerada por Versteeg e Malalasekera (2007) para o desenvolvimento das equações. Por fim, as leis de conservação da física aplicadas ao movimento do fluido a serem deduzidas nas subseções seguintes se baseiam nos seguintes princípios:

- A massa do fluido permanece constante, não havendo criação ou destruição de massa;
- A quantidade de movimento de um elemento fluido varia conforme a resultante das forças aplicadas, segundo o princípio fundamental da dinâmica (segunda lei de Newton);
- A energia de um elemento fluido muda em função do calor fornecido a ele e do trabalho realizado sobre ele, conforme o balanço energético da termodinâmica.

2.3.1 Conservação da Massa

O ponto de partida para a dedução da equação governante da conservação da massa consiste em estabelecer um balanço de massa para um elemento de fluido infinitesimal fixo no espaço. De acordo com Versteeg e Malalasekera (2007), o princípio fundamental estabelece que a taxa de aumento de massa dentro do volume de controle deve ser igual à taxa líquida de fluxo de massa que adentra o elemento através de suas fronteiras. A Figura 2.2 traz o fluxo de massa em um elemento fluido.

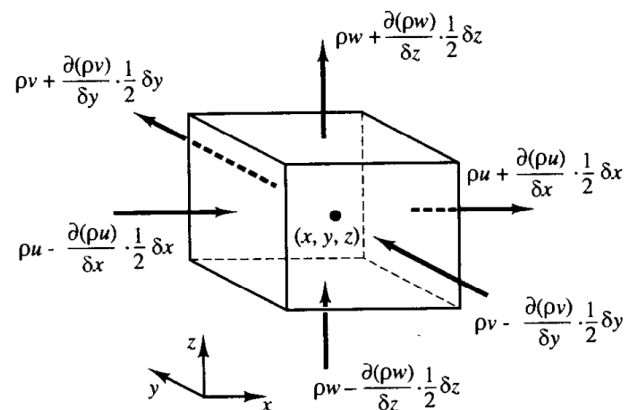


Figura 2.2 – Fluxo de massa em um elemento de fluido (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

A taxa de variação temporal da massa contida no elemento é definida pelo produto da variação da densidade (ρ) pelo volume do elemento, conforme descrito na Equação 2.18.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \delta x \delta y \delta z) = \frac{\partial \rho}{\partial t} \delta x \delta y \delta z \quad (2.18)$$

Para contabilizar o fluxo de massa, considera-se o produto da densidade, da área da face e da componente de velocidade normal a essa face. O fluxo líquido é obtido pela diferença entre a massa que entra e a massa que sai do elemento. Os fluxos que entram no elemento contribuem positivamente para o aumento de massa, enquanto os fluxos que saem recebem sinal negativo.

Igualando a taxa de aumento de massa (Equação 2.18) à taxa líquida de fluxo e dividindo toda a expressão pelo volume elementar $\delta x \delta y \delta z$, chega-se à forma diferencial da equação da continuidade apresentada na Equação 2.19.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (2.19)$$

Esta equação pode ser reescrita de forma mais compacta utilizando a notação vetorial com o operador divergente, resultando na Equação 2.20.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.20)$$

A Equação 2.20 representa a equação da conservação da massa para um escoamento tridimensional, não estacionário e para um fluido compressível. O primeiro termo ($\partial \rho / \partial t$) representa a taxa de variação da densidade no tempo, enquanto o segundo termo descreve o transporte convectivo da massa no espaço (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

2.3.2 Conservação da Quantidade de Movimento

A conservação da quantidade de movimento baseia-se na aplicação da Segunda Lei de Newton a um elemento infinitesimal de fluido. O princípio estabelece que a taxa de variação da quantidade de movimento de uma partícula fluida é igual à resultante das forças que atuam sobre ela. Segundo Versteeg e Malalasekera (2007), as forças atuantes no volume de controle são categorizadas em dois tipos principais:

- *Forças de superfície:* Compreendem as forças de pressão (p) e as tensões viscosas (τ).
- *Forças de corpo:* Atuam uniformemente sobre o elemento de volume, sendo a gravidade e as forças centrífugas os exemplos mais comuns.

O estado de tensão em um elemento de fluido é definido pelas componentes de pressão e pelas tensões viscosas (τ_{ij}). A Figura 2.3 ilustra as componentes de tensão que contribuem para o balanço de forças especificamente na direção x .

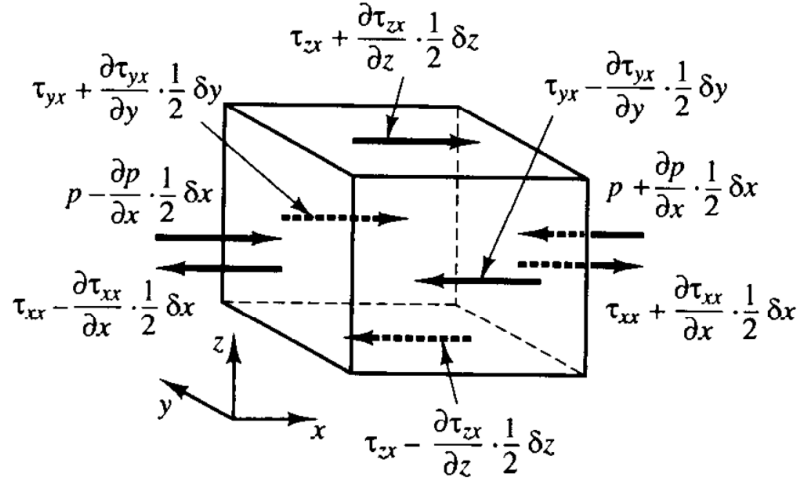


Figura 2.3 – Componentes de tensão atuando na direção x sobre um elemento de fluido (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Ao realizar o somatório das forças na direção x , considerando as variações das tensões normais e das tensões cisalhantes através das faces do elemento, obtém-se a equação governante para a quantidade de movimento em x , expressa na Equação 2.21, onde ρ é a densidade, u é a componente de velocidade em x e S_{Mx} representa o termo fonte de momento por unidade de volume, englobando as forças de corpo (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \frac{\partial(-p + \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + S_{Mx} \quad (2.21)$$

Por analogia, as equações de quantidade de movimento para as direções y e z são dadas, respectivamente, pelas Equações 2.22 e 2.23.

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial(-p + \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + S_{My} \quad (2.22)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial(-p + \tau_{zz})}{\partial z} + S_{Mz} \quad (2.23)$$

Para avançar na resolução deste sistema, é necessário definir o comportamento das tensões viscosas em relação ao campo de velocidade. Assumindo tratar-se de um fluido newtoniano, as tensões viscosas são proporcionais às taxas de deformação contínua do elemento. Como o escoamento em estudo é compressível, o tensor das tensões deve

contabilizar os efeitos da dilatação volumétrica do fluido. Aplicando a hipótese de Stokes, a formulação tridimensional para as componentes normais e cisalhantes, em função da viscosidade dinâmica (μ) e do vetor velocidade \mathbf{U} , é dada pela Equação 2.24 (WHITE, 2011).

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{U}), & \tau_{yy} &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{U}), & \tau_{zz} &= 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{U}) \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \tau_{xz} = \tau_{zx} &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)\end{aligned}\tag{2.24}$$

A substituição destas relações nas equações direcionais fundamentais resulta nas equações de Navier-Stokes para escoamento compressível. Utilizando a notação vetorial para expressar o sistema de maneira compacta, e expandindo a derivada total do termo de aceleração em suas parcelas temporal e convectiva, a equação governante para a conservação da quantidade de movimento é dada pela Equação 2.25.

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \left[\mu (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{U}) \mathbf{I} \right]\tag{2.25}$$

2.3.3 Conservação de Energia

A fundamentação teórica para a equação da energia reside na Primeira Lei da Termodinâmica. Aplicada a um volume de controle fluido, esta lei estabelece que a taxa de variação da energia de uma partícula fluida é equivalente à soma da taxa líquida de calor adicionado ao fluido e da taxa líquida de trabalho realizado sobre a partícula (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). O trabalho mecânico realizado sobre o elemento de fluido é oriundo do produto entre as forças de superfície (pressão e tensões viscosas) e as componentes de velocidade na direção de atuação dessas forças. Considerando um elemento infinitesimal, a taxa líquida de trabalho realizado pelas tensões na direção x é dada pela soma das derivadas parciais dos produtos tensão-velocidade (Equação 2.26).

$$\left[\frac{\partial [u(-p + \tau_{xx})]}{\partial x} + \frac{\partial (u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (u\tau_{zx})}{\partial z} \right] \delta x \delta y \delta z\tag{2.26}$$

Analogamente, as taxas de trabalho realizado pelas componentes de tensão nas direções y e z são expressas, respectivamente, pelas Equações 2.27 e 2.28

$$\left[\frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial[v(-p + \tau_{yy})]}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.27)$$

$$\left[\frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial[w(-p + \tau_{zz})]}{\partial z} \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.28)$$

Somando-se as contribuições das três direções coordenadas e dividindo-se pelo volume do elemento ($\delta x \delta y \delta z$), obtém-se a taxa total de trabalho realizado por unidade de volume. Agrupando-se os termos de pressão, chega-se à expressão vetorial apresentada na Equação 2.29.

$$\begin{aligned} \text{taxa total de trabalho} = & -\nabla \cdot (p\mathbf{u}) + \left[\frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} \right. \\ & + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} \\ & \left. + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (2.29)$$

A transferência de calor através das fronteiras do volume de controle ocorre devido à condução térmica. O vetor fluxo de calor, \mathbf{q} , possui componentes q_x , q_y e q_z , conforme ilustrado na Figura 2.4.

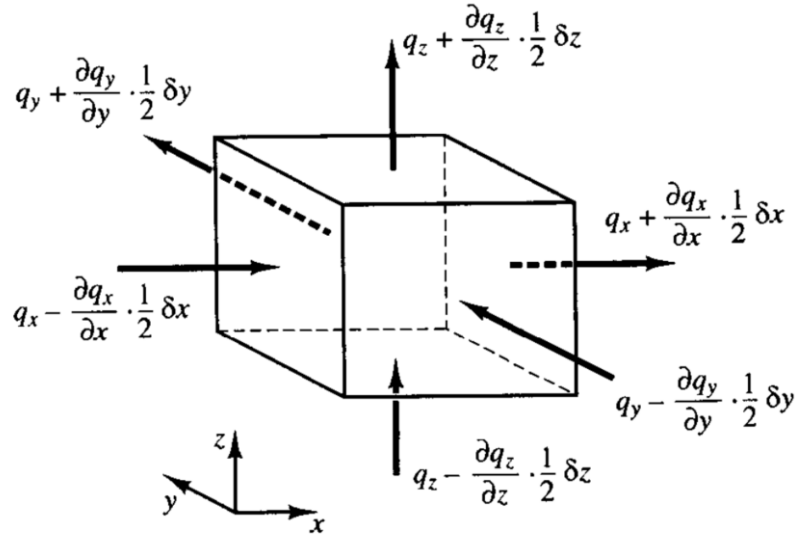


Figura 2.4 – Componentes do vetor fluxo de calor através das faces do elemento de fluido (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007)

A taxa líquida de calor adicionado ao fluido por unidade de volume é determinada pelo divergente negativo do vetor fluxo de calor (Equação 2.30).

$$-\frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} - \frac{\partial q_z}{\partial z} = -\nabla \cdot \mathbf{q} \quad (2.30)$$

Assumindo que o fluido obedece à Lei de Fourier, o fluxo de calor relaciona-se ao gradiente de temperatura local (T) e à condutividade térmica (k) do meio através da Equação 2.31.

$$\mathbf{q} = -k\nabla T \quad (2.31)$$

Combinando as Equações 2.30 e 2.31, obtém-se a forma final para o termo de adição de calor por condução (Equação 2.32).

$$-\nabla \cdot \mathbf{q} = \nabla \cdot (k\nabla T) \quad (2.32)$$

A energia específica do fluido, denotada por E , é definida como a soma da energia interna (i), energia cinética ($\frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$) e energia potencial gravitacional. Igualando a taxa de variação substantiva da energia ($\rho DE/Dt$) à soma dos termos de trabalho (Equação 2.29), calor (Equação 2.32) e fontes externas (S_E), obtém-se a equação governante da conservação da energia total (Equação 2.33).

$$\begin{aligned} \rho \frac{DE}{Dt} = & -\nabla \cdot (p\mathbf{u}) + \left[\frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} \right. \\ & + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} \\ & \left. + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} \right] \\ & + \nabla \cdot (k\nabla T) + S_E \end{aligned} \quad (2.33)$$

A Equação 2.33 representa a forma completa da conservação de energia para um fluido compressível, explicitando as contribuições do trabalho de pressão, dissipação viscosa, condução térmica e fontes volumétricas.

Uma forma alternativa para a equação da energia foca estritamente na energia interna do escoamento. Subtraindo-se a equação da energia mecânica da equação da energia total, isolam-se as parcelas puramente térmicas. Conforme White (2011), utilizando a derivada material da energia interna (i), esta relação é expressa pela Equação 2.34.

$$\rho \frac{Di}{Dt} + p(\nabla \cdot \mathbf{U}) = \nabla \cdot (k\nabla T) + \Phi \quad (2.34)$$

De acordo com White (2011), essa relação modela adequadamente escoamentos viscosos, compressíveis e não estacionários de fluidos newtonianos com condução de calor.

Para sua utilização, contudo, é necessário desconsiderar a transferência térmica radiativa e assumir a ausência de termos fontes associados a reações químicas ou nucleares.

O termo Φ presente na Equação 2.34 representa a função de dissipação viscosa. Fisicamente, ela quantifica a taxa irreversível de conversão de energia mecânica em energia térmica devido ao atrito interno no escoamento. Para um fluido newtoniano tridimensional e compressível, adotando a hipótese de Stokes para as tensões normais, a função de dissipação é definida pela Equação 2.35.

$$\Phi = \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{U})^2 \quad (2.35)$$

2.4 Armas de fogo

A arte da guerra tem sido objeto de estudos e fascínios desde os primórdios da civilização humana. Filósofos, físicos e engenheiros de diversas nacionalidades dedicaram suas vidas a desenvolver mecanismos e equipamentos para as nações, afim de lhes conceder a vanguarda no anárquico sistema internacional. Um mecanismo que se demonstrou de fundamental importância e que há séculos figura na vanguarda desta arte é a arma de fogo.

Historicamente, a arma de fogo começou a ser desenvolvida após o advento da pólvora negra, um propelente formado por uma mistura de nitrato (de sódio, cálcio, potássio ou magnésio), enxofre e carvão. De acordo com Lorge (2008), registros históricos mostram que os chineses inventaram a pólvora nos anos 800 e, desde então, o desenvolvimento de armas de fogo e propelentes mais eficazes para a propulsão de projéteis tem sido objeto de pesquisa de grande interesse às nações, de modo a consolidar sua soberania no cenário internacional.

As armas de fogo utilizam energia química gerada pela queima de propelentes sólidos, que produzem gases em alta pressão e temperatura, a fim de propelir o projétil em uma direção controlada, ao longo da peça chamada de cano, sendo um conceito similar ao motor de combustão interna, onde o cano representaria o cilindro, o projétil seria o pistão e o propelente o combustível (ALLSOP et al., 1997).

Devido à ampla gama de utilização e aplicações, as armas de fogo podem ser agrupadas e classificadas por suas características e funcionamentos. As classificações e um maior detalhamento no armamento base desse estudo será realizado nas subseções seguintes.

2.4.1 Classificação

As armas de fogo podem ser agrupadas segundo diferentes critérios técnicos e de emprego. Para fins deste estudo cabe detalhar as classificações referente ao tamanho, tipo de alma e funcionamento. CCTRB (2025) traz as seguintes definições:

1. Quanto ao tamanho

- a) *De porte (curtas)*: armas concebidas para serem transportadas junto ao corpo, em coldres ou na roupa, por exemplo, pistolas e revólveres.
- b) *Portáteis (longas)*: armas que não são destinadas ao porte contínuo, mas podem ser manuseadas e transportadas por uma só pessoa, por exemplo, fuzis, rifles, carabinas e espingardas.
- c) *Não portáteis*: armas que não podem ser transportadas por uma única pessoa sem auxílio.

2. Quanto ao tipo de alma

- a) *Alma raiada*: o interior do cano apresenta sulcos (raias) ou uma geometria poligonal helicoidal que imprime rotação ao projétil. Essa rotação estabiliza projéteis não esféricos durante o voo.
- b) *Alma lisa*: o cano não possui raias; é o caso típico das espingardas, cujas munições e nomenclatura diferem sensivelmente das armas raiadas.

3. Quanto ao funcionamento

- a) *Antecarga*: o carregamento do projétil e da carga é realizado pela boca do cano.
- b) *Tiro simples*: a munição é colocada manualmente na câmara pelo atirador; podem ser armas articuladas ou com sistemas que abrem a culatra para carregamento manual.
- c) *Repetição*: todas as operações (destrancamento, extração, ejeção, apresentação, carregamento e trancamento) dependem da ação manual do atirador, como exemplo ferrolho acionado manualmente e por alavanca.
- d) *Semiautomáticas*: apenas o ato de apertar o gatilho é exigido do atirador para cada disparo; os demais ciclos (ejeção, recarga, etc.) são automáticos.
- e) *Automáticas*: após o acionamento do gatilho, as operações de extração, ejeção, carregamento e disparo ocorrem de forma contínua e automática enquanto o gatilho permanecer acionado.

Tendo em vista o fenômeno a ser estudado nesse trabalho, o armamento que será descrito com maiores detalhes será o fuzil calibre 5,56 mm que pode ser classificado como: arma portátil, de alma raiada e automática.

2.4.2 Fuzil de Assalto 5,56

Para fins de estudo dos fenômenos balísticos aqui descritos, será utilizado para a construção do arcabouço experimental o Fuzil de Assalto 5,56 IA2 da Indústria de Material Bélico do Brasil (IMBEL). Esse armamento opera por ação indireta dos gases gerados na queima do propelente da munição e seu mecanismo de trancamento é do tipo ferrolho rotativo, o que traz mais segurança ao ciclo de funcionamento do armamento, uma vez que o destrancamento e a extração do estojo da câmara só ocorrem quando o projétil transpõe a boca do cano.

Em termos dimensionais, o Fuzil de Assalto possui um cano mais curto do que o de um fuzil tradicional e essa configuração o distingue de outras variantes, como a Carabina 5,56 IA2, que não possui o regime de tiro automático, sendo do tipo semiautomática. A seleção do regime de tiro no Fuzil de assalto 5,56 IA2 é realizada pelo atirador através do Registro de Tiro e Segurança (RTS) que possui três posições descritas a seguir e conforme pode ser verificado na Figura 2.5:

- *S*: segurança;
- *I*: semiautomático ou tiro intermitente; e
- *A*: automático ou tiro contínuo.



Figura 2.5 – Registro de tiro e segurança (IMBEL, 2019a).

O cano é raiado com seis sulcos e passo de 254 mm (10 polegadas) à direita; tanto a alma raiada quanto a câmara recebem um revestimento de cromo duro para aumentar a durabilidade e facilitar a limpeza interna. A alimentação é feita por carregadores compatíveis com a interface DRAFT STANAG 4179, do tipo caixa com alimentação vertical de baixo para cima e capacidade para 30 cartuchos. A cada avanço do ferrolho

entra um cartucho na câmara e, no recuo, o cartucho é extraído e ejetado; o ciclo repete-se enquanto houver munição no carregador, e ao esvaziá-lo o ferrolho é retido em posição traseira, indicando a necessidade de reabastecimento (IMBEL, 2019b). A Figura 2.6 traz as principais características do armamento.



Figura 2.6 – Fuzil de Assalto 5,56 mm IA2 IMBEL. Adaptado de IMBEL (2019a).

Outro ponto sob o qual a compreensão é fundamental para o estudo da balística do armamento é a dinâmica do automatismo do regime de tiro. A Figura 2.7 traz os componentes do sistema de tomada de gases envolvidos nesse evento, de tal forma que suas funcionalidades serão descritas na sequência.

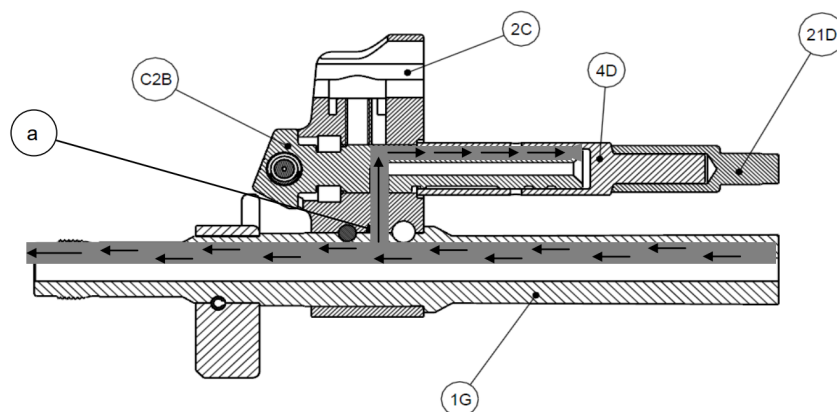


Figura 2.7 – Sistema de tomada de gases (IMBEL, 2019b).

De acordo com IMBEL (2019b), a ação dos gases para o automatismo do armamento ocorre na seguinte ordem:

- O projétil percorre o cano (1G) e ultrapassa o evento de admissão (a).

- Parte dos gases da queima da pólvora passa por esse evento, atingindo o obturador do cilindro de gases (C2B), que fica no bloco do cilindro de gases (2C).
- Com o obturador aberto, os gases se expandem na câmara do cilindro de gases (4D).
- A pressão gerada pela expansão dos gases na câmara faz o cilindro de gases (4D) recuar, empurrando o êmbolo (21D). O êmbolo, por sua vez, empurra o impulsor do ferrolho para trás, destrancando e abrindo a arma.
- Por fim, a mola do êmbolo se distende, voltando as peças do sistema de gases para a posição inicial após ter sido comprimida durante o recuo.

A confiabilidade e a precisão dos armamentos da IMBEL concedem lastro para a execução dos ensaios balísticos realizados neste trabalho, garantindo a confiabilidade dos dados obtidos e a segurança nos ensaios em ambiente controlado. Para finalizar, a Tabela 2.1 traz as especificações técnicas do armamento de estudo.

Tabela 2.1 – Especificações técnicas do Fuzil de Assalto Imbel IA 2 5,56mm (IMBEL, 2019a).

Característica	Valor
Calibre	5,56 × 45 mm
Comprimento total	850 mm ± 25 mm
Comprimento com coronha rebatida	600 mm ± 20 mm
Comprimento do cano com quebra-chamas	350 mm ± 15 mm
Funcionamento	Semiautomático, Automático e Repetição
Peso (sem carregador e sem acessórios)	3400 g ± 50 g
Raiamento	6 raias à direita, passo 1:254 mm (1:10")

2.4.3 Ciclo de Operação de um Fuzil

Entender o ciclo de operação do fuzil é fundamental para entender a dinâmica de funcionamento do armamento e, por consequência, o papel do fenômeno balístico interno nesse processo. Sendo assim, antes de entrar nas etapas do ciclo propriamente dito, faz-se necessário conhecer os mecanismos e componentes envolvidos. As Figuras 2.8 e 2.9 trazem, respectivamente, o sistema de trancamento e o mecanismo de disparo do Fuzil de Assalto 5,56 mm IA2 IMBEL.

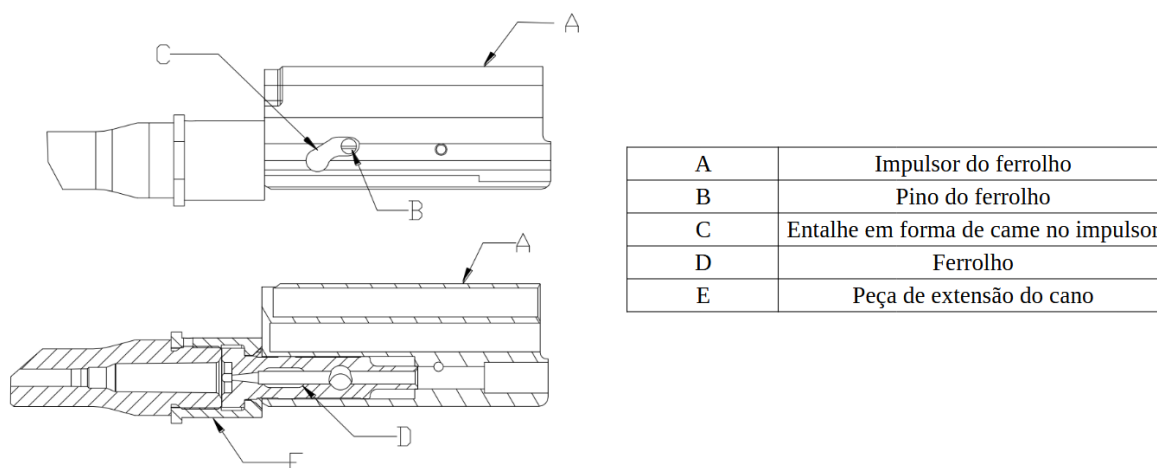


Figura 2.8 – Sistema de Trancamento do Fuzil de Assalto 5,56 mm IA2 IMBEL (IMBEL, 2019b).

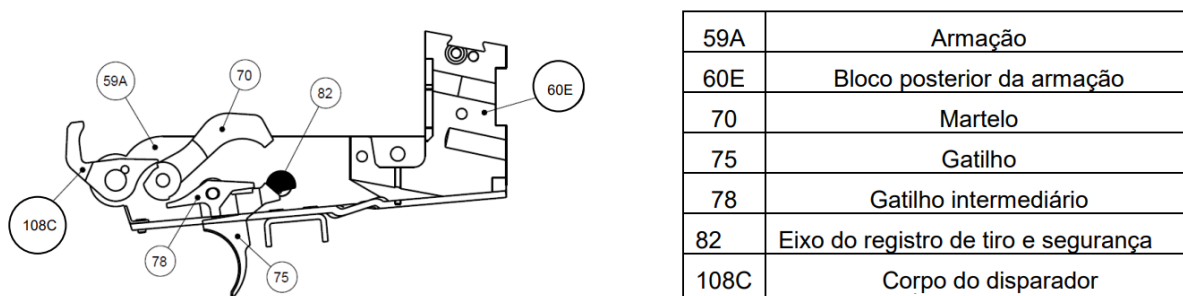


Figura 2.9 – Mecanismo de Disparo do Fuzil de Assalto 5,56 mm IA2 IMBEL (IMBEL, 2019b).

Visualizados os mecanismos e componentes envolvidos nos ciclos de operação, pode-se compreender as diversas fases do mesmo em maiores detalhes. USMC (2012) traz que o ciclo completo de funcionamento de uma arma operada por gases pode ser decomposto em oito fases sequenciais e interdependentes, que garantem a automação do processo de disparo. As fases são:

A.) *Disparo*: A ação inicia-se com a liberação do martelo (70), que percute o pino percussor. A energia transferida é suficiente para que a ponta do percussor atinja a espoleta do cartucho, deflagrando a carga de propelente. A rápida expansão dos gases resultantes impulsiona o projétil ao longo da alma do cano. Após o projétil ultrapassar a tomada de gases, uma fração desses gases é desviada para o sistema de acionamento, que por sua vez transfere a energia para o conjunto do ferrolho, iniciando seu movimento de recuo (Figura 2.10 A).

- B.) *Destrancamento*: O movimento de recuo do impulsor do ferrolho aciona o destrancamento. O pino do ferrolho é forçado a deslizar por um entalhe em forma de came. Esse movimento obriga o ferrolho a girar em seu próprio eixo, desalinhando seus ressaltos de trancamento dos recessos correspondentes na peça de extensão do cano (Figura 2.10 B).
- C.) *Extração*: Enquanto o conjunto ferrolho e impulsor do ferrolho prossegue com seu movimento para a retaguarda, a garra do extrator, que já estava engatada na virola do estojo, puxa o invólucro deflagrado para fora da câmara, mantendo-o preso contra a face do ferrolho (Figura 2.10 C).
- D.) *Ejeção*: Com o estojo agora livre da câmara e ainda em recuo, sua parte posterior eventualmente ultrapassa a janela de ejeção. Nesse momento, a força da mola do ejetor (que estava comprimida contra a base do estojo) se expande, empurrando o estojo e fazendo-o pivotar para fora da arma (Figura 2.10 D).

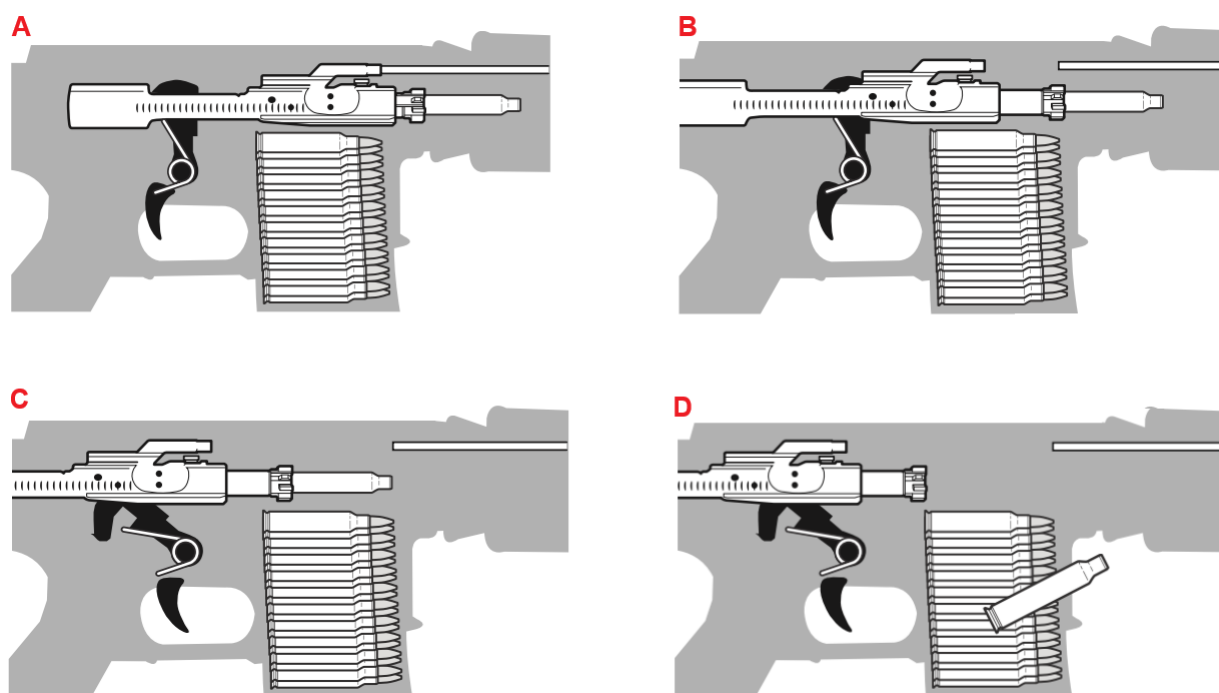


Figura 2.10 – Fases iniciais do ciclo de operação de um fuzil (USMC, 2012).

- E.) *Engatilhamento*: No seu curso para trás, a parte inferior do impulsor do ferrolho passa sobre o martelo, forçando-o a rotacionar para baixo e para trás. Essa ação comprime a mola do martelo e rearma o mecanismo de disparo, com o martelo sendo retido pelo gatilho intermediário (Figura 2.11 E).
- f.) *Alimentação*: Com o recuo máximo do conjunto do ferrolho, a parte superior do carregador fica desobstruída. A mola do carregador então expande, elevando um novo

cartucho e posicionando-o na trajetória de avanço do ferrolho. A mola recuperadora, que foi comprimida durante o recuo, começa a se expandir, impulsionando o conjunto ferrolho e impulsor do ferrolho para a frente (Figura 2.11 F).

- G.) *Carregamento e fechamento*: Durante seu avanço, a face do ferrolho encontra a base do novo cartucho e o empurra para fora do carregador, guiando-o pela rampa de alimentação até seu completo assentamento na câmara. Simultaneamente, o extrator se encaixa na virola do cartucho e o ejetor é novamente comprimido (Figura 2.11 G).
- H.) *Trancamento*: Na fase final do movimento de avanço, os ressaltos de trancamento do ferrolho entram em contato com a extensão do cano. O pino do ferrolho é novamente acionado pelo entalhe em formato de came, o que induz a rotação inversa do ferrolho. Essa rotação alinha os ressaltos do ferrolho com os recessos da extensão do cano, selando a câmara e deixando a arma pronta para um novo disparo (Figura 2.11 H).

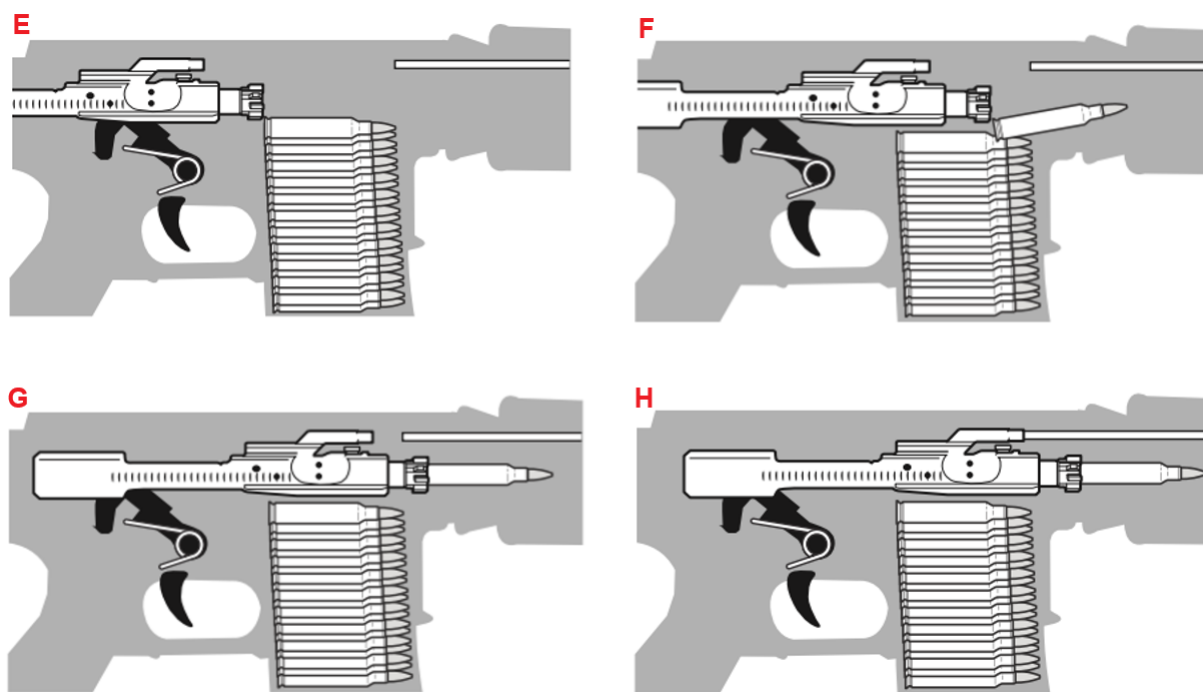


Figura 2.11 – Fases finais do ciclo de operação de um fuzil (USMC, 2012).

2.5 Balística

De acordo com Carlucci e Jacobson (2008), a balística pode ser dividida em quatro áreas de estudo :

- **Balística Interna** - É responsável por tratar da interação entre a arma, o projétil e a carga propulsora, antes da saída do projétil da boca da arma, incluindo os seguintes

processos: ignição do propelente, queima do propelente na câmara, pressurização da câmara, dinâmica interna do projétil, dinâmica do cano durante o ciclo de queima, dentre outros.

- **Balística Intermediária** - Essa área de estudo, que por vezes é agrupada à balística interna, aborda o movimento inicial do projétil quando ele sai da boca do cano, incluindo salto de tubo e projétil e efeitos de dispositivos de boca (como quebra-chamas e freio de boca).
- **Balística Externa** - Abrange o período entre a saída do projétil da boca do cano até o impacto com o alvo, analisando os seguintes parâmetros de tiro: a velocidade inicial, a rotação do projétil, as propriedades físicas do projétil (forma e distribuição de massa). Nesta área de estudo, foca-se na dinâmica e estabilidade do projétil, na trajetória de voo prevista, no tempo de voo e no ângulo, velocidade e localização do impacto.
- **Balística Terminal** - Estuda os aspectos relacionados ao evento do projétil atingir o alvo, tais quais: mecânica de penetração, efeitos de armadura, padrões de pulverização de fragmentos e letalidade associada, sobrepressão de explosão, efeitos não letais e efeitos em tecidos vivos.

A Figura 2.12 ilustra as áreas de estudo dos fenômenos balísticos descritos acima.

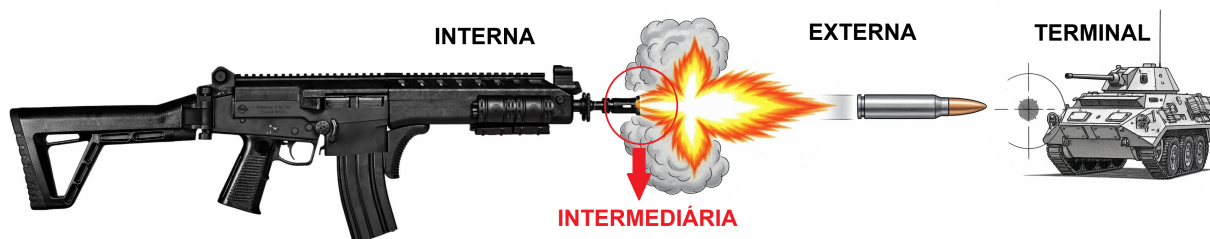


Figura 2.12 – Áreas de estudo de balística.

Tendo em vista as especificidades deste trabalho, faz-se necessário um aprofundamento teórico acerca da balística interna e intermediária que será realizado a seguir.

2.5.1 Balística interna

A balística interna ocupa-se do comportamento do projétil durante sua permanência no interior do cano da arma de fogo, desde o momento do aumento da pressão na câmara até a sua passagem pela boca do cano. Segundo USMC (2012), essa dinâmica pode ser subdividida em três momentos, a saber:

1. Em um primeiro momento, após o impacto do percussor na espoleta do cartucho, inicia-se a deflagração do propelente (pólvora). A massa de gás e a energia geradas pela queima dão origem a uma elevação da pressão na câmara e, com isso, o projétil é impulsionado ao longo da alma do cano, fazendo-o engajar-se no raiamento.
2. A combustão contínua do propelente sustenta a pressurização na base do projétil, o que resulta em sua aceleração.
3. Ao transitar pelo cano, o projétil adquire um movimento de rotação imposto pelo raiamento. Tal rotação confere-lhe estabilidade giroscópica após sua saída do cano. O grau de estabilidade é uma função direta do passo do raiamento, que é projetado para otimizar a estabilidade de um projétil específico.

A Figura 4.2 ilustra as três fases do desenvolvimento da balística interna.

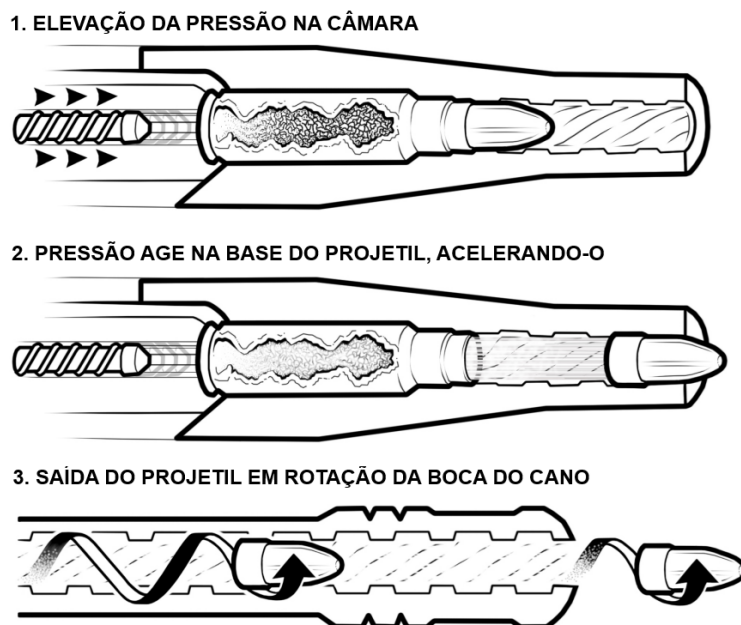


Figura 2.13 – Fases de desenvolvimento da balística interna. Adaptado de USMC (2012)

Para um desempenho balístico ideal, projéteis de maior massa e comprimento demandam uma maior taxa de rotação em comparação com projéteis mais leves e curtos. Um passo de raiamento mal dimensionado comprometerá o desempenho balístico do projétil. Um excesso de estabilização resultará em um desempenho terminal pobre ao atingir tecidos biológicos, causando uma perfuração linear com mínima perturbação. Em contrapartida, uma estabilização insuficiente resultará em uma trajetória errática, tornando o projétil altamente suscetível às condições atmosféricas e ao arrasto aerodinâmico (USMC, 2012).

Após a compreensão conceitual dos mecanismos, do ciclo de operação e do funcionamento das armas de fogo, bem como das etapas do desenvolvimento da balística interna, pode-se aprofundar o entendimento físico do fenômeno, buscando antever numericamente a curva balística do armamento em estudo. Esse aprofundamento será apresentado nos tópicos que seguem.

2.5.1.1 Modelo numérico simplificado da balística interna

O modelo detalhado a seguir bem como as hipóteses adotadas são apresentados por Carlucci e Jacobson (2008) em sua obra. A partir do modelo de um sistema de arma de fogo simples, ilustrado pela Figura 2.14, determinam-se os parâmetros necessários para um primeiro levantamento da curva balística interna.

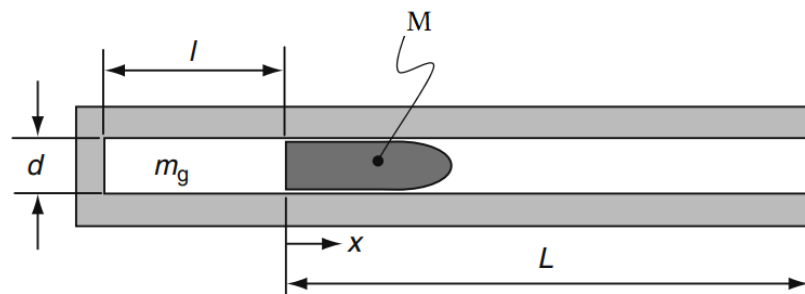


Figura 2.14 – Modelo simplificado da balística interna (CARLUCCI; JACOBSON, 2008)

Para o início da discussão acerca da balística interna, são assumidas as seguintes hipóteses:

- m_g é uma massa de gás ideal presa entre o projétil e a culatra;
- m_g foi comprimida, adiabaticamente, usando o projétil de tal forma que não houve nenhum vazamento;
- não há atrito entre o projétil e a parede do tubo;
- o gás que impulsiona o projétil através do cano tem inércia desprezível;
- Toda a energia do gás é convertida, sem perdas, em energia cinética do projétil; e
- não há escape do gás.

Das hipóteses adotadas acima, uma vez que o gás foi comprimido adiabaticamente, não há perda de calor pelas paredes do tubo e não há o propelente a ser queimado para a geração de calor, o valor da energia adicionada ao sistema na segunda lei da termodinâmica é nulo. Outrossim, não há perda de energia dada a hipótese de que não há atrito entre o projétil e a culatra, de tal forma que o termo *perdas* também se torna nulo.

Na Figura 2.14, existe um gás ideal preso entre o projétil e a culatra, comprimido a uma pressão p e uma temperatura T . Nesta situação e observando as hipóteses listadas acima, o volume que o gás ocupa, chamado de volume da câmara (V_c) será dado pela Equação 2.36.

$$V_c = \frac{\pi d^2}{4} l \quad (2.36)$$

Para determinar a relação entre a temperatura absoluta do sistema (T) com a temperatura inicial (T_i), recorre-se a relação da termodinâmica exposta na Equação 2.37 uma vez que o processo é isentrópico (adiabático e sem perdas por atrito). Na Equação 2.37, o termo γ representa o coeficiente de expansão adiabática e é dado pela razão entre a capacidade térmica (C_p) a pressão constante e a capacidade térmica (C_v) a volume constante.

$$TV^{\gamma-1} = \text{constante} \Rightarrow TV^{\gamma-1} = T_i V_c^{\gamma-1} \Rightarrow T = T_i \left(\frac{V_c}{V} \right)^{\gamma-1} \quad (2.37)$$

Da hipótese que o gás que impulsiona o projétil através do cano tem massa nula, pode-se inferir que não há energia sendo aplicada para acelerar a massa de gás. Das Equações 2.4 e 2.17, têm-se a Equação 2.38 que relaciona o trabalho no projétil como uma função do volume.

$$W = \int \frac{m_g RT}{V} dV \quad (2.38)$$

Substituindo a Equação 2.37 na Equação 2.38 têm-se a Equação 2.39.

$$W = m_g RT_i V_c^{(\gamma-1)} \int_{V_c}^V V^{-\gamma} dV \quad (2.39)$$

Escrevendo a Equação 2.39 em função dos parâmetros geométricos apresentados na Figura 2.14 resulta na Equação 2.40.

$$W = m_g RT_i l^{(\gamma-1)} \int_0^L (l+x)^{-\gamma} dV \Rightarrow W = \frac{m_g RT_i l^{(\gamma-1)}}{(1-\gamma)} \left[(l+L)^{(1-\gamma)} - l^{(1-\gamma)} \right] \quad (2.40)$$

A energia cinética do projétil ($E_{c_{proj}}$) é descrita pela Equação 2.41. Da hipótese de que a energia do gás é convertida, sem perdas, em energia cinética do projétil, a energia cinética do projétil será igual ao trabalho realizado pelo gás.

$$E_{c_{proj}} = \frac{1}{2} M v_p^2 = W \quad (2.41)$$

Substituindo a Equação 2.41 na Equação 2.40, têm-se a velocidade do de boca do projétil (v_b) (Equação 2.42).

$$v_b = \sqrt{2 \frac{m_g R T_i l^{(\gamma-1)}}{M (1-\gamma)} [(l+L)^{(1-\gamma)} - l^{(1-\gamma)}]} \quad (2.42)$$

As principais equações a serem utilizadas no modelo simplificado da balística interna estão resumidas na Tabela 2.2.

Tabela 2.2 – Equações do modelo balístico simplificado. Adaptado de Carlucci e Jacobson (2008)

Variável	Equação
Trabalho - $W(x_{proj})$	$W(x_{proj}) = m_g R T_i l^{(\gamma-1)} \int_0^{x_{proj}} (l+x)^{-\gamma} dV$
Volume - $V(x_{proj})$	$V(x_{proj}) = \frac{\pi d^2}{4} (l+x_{proj})$
Temperatura do gás - $T(x_{proj})$	$T(x_{proj}) = T_i \left(\frac{V_e}{V(x_{proj})} \right)^{\gamma-1}$
Pressão - $p(x_{proj})$	$pV(x_{proj}) = m_g R T(x_{proj})$

A fim de ilustrar a aplicação e os resultados do referido modelo, as equações foram implementadas em *Matlab*. Para isso, foram adotados parâmetros compatíveis com o sistema de armas calibre 5,56 mm que estão sumarizados na Tabela 2.3.

Tabela 2.3 – Parâmetros de entrada para a simulação do modelo simplificado.

Parâmetro	Valor
Velocidade de boca (v_b)	769,6 m/s
Temperatura inicial absoluta (T_i)	2500 K
Massa do Projétil (M)	4,0 g
Razão de Calores Específicos (γ)	1,24
Constante Específica do Gás (R)	398,94 J/(kg·K)
Comprimento do Cano (L)	305 mm
Comprimento da Câmara (l)	72,5 mm
Diâmetro do Projétil (D)	5,7 mm

A aplicação das equações apresentadas do modelo simplificado da balística interna resultou nas curvas características apresentadas a seguir. A Figura 2.15 apresenta o perfil de velocidade desenvolvido ao longo do cano. O modelo recebe como entrada um valor de

velocidade de boca de de 769,6 m/s para o comprimento de cano estipulado. Nota-se no gráfico em questão que a taxa de aceleração (inclinação da curva) diminui conforme o projétil se aproxima da boca do cano, em acordo com a queda de pressão que ocorre com o deslocamento do projétil ao longo do cano.

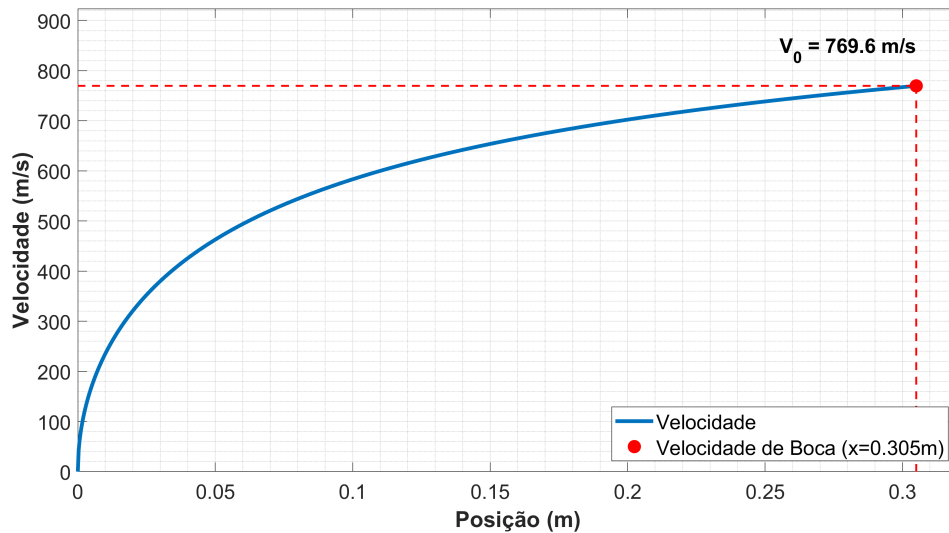


Figura 2.15 – Velocidade do projétil em função da posição no cano.

A Figura 2.16 ilustra o comportamento da pressão no interior do cano em função do deslocamento do projétil. Observa-se o decaimento característico de uma expansão adiabática, onde a pressão máxima $P_{max} = 470 \text{ MPa}$ é decorrente do valor definido para a velocidade de boca e ocorre no instante inicial ($x = 0$), diminuindo à medida que o sistema se expande, de tal forma que a pressão na câmara quando o projétil alcança a boca do cano é de 60,8 MPa.

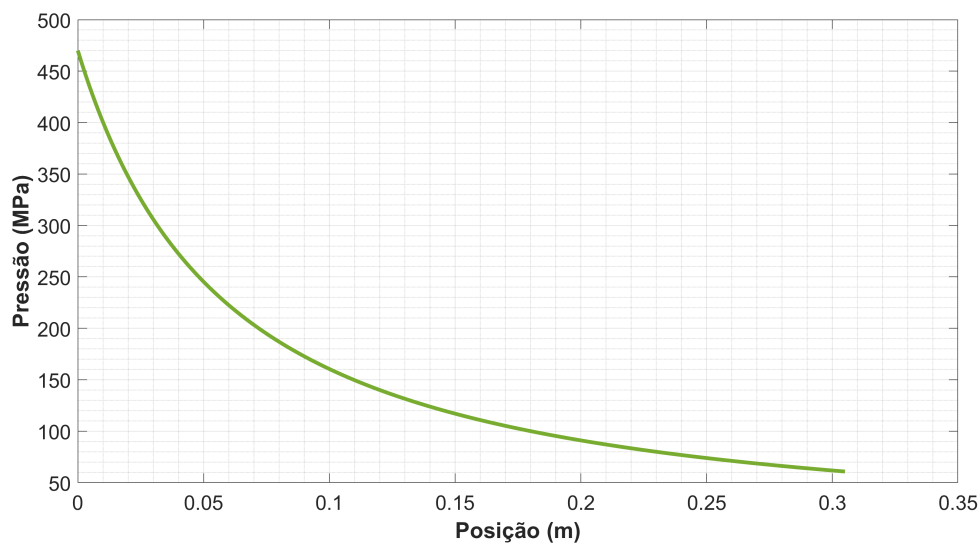


Figura 2.16 – Curva balística obtida pelo modelo simplificado.

Em uma situação real de disparo, a dinâmica de queima do propelente ocorre na mesma escala temporal do deslocamento do projétil ao longo da alma do cano, o que faz com que o modelo simplificado apresentado superestime significativamente a pressão máxima do disparo. A Figura 2.17 apresenta a relação típica entre a pressão na câmara e a distância percorrida pelo projétil em uma arma de fogo considerando um disparo real.

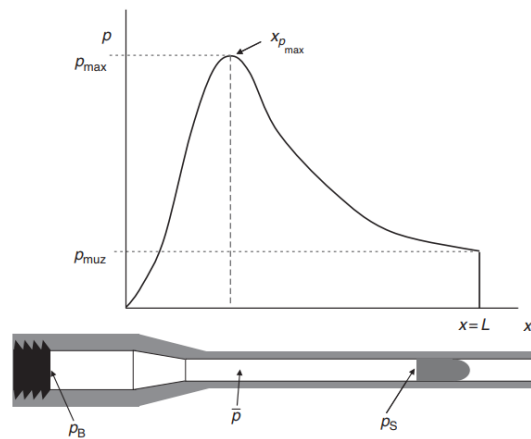


Figura 2.17 – Relação típica entre pressão na câmara e distância percorrida por um projétil em uma arma de fogo (CARLUCCI; JACOBSON, 2008).

Nota-se que o gráfico de pressão no modelo simplificado (Figura 2.16) inicia-se na pressão máxima, enquanto a curva balística típica (Figura 2.17) tem pressão nula no instante inicial, atingindo a pressão de pico instantes após a deflagração da espoleta. Isso é devido à competição da dinâmica dos fenômenos de queima do propelente com relação ao deslocamento do projétil.

Esse antagonismo entre a dinâmica dos fenômenos de queima e deslocamento não é abarcada no modelo simplificado, que assume que toda a massa de propelente já está queimada no instante inicial, o que faz com que a curva balística obtida apresente características distintas daquelas observadas experimentalmente.

Embora o modelo simplificado forneça dados iniciais satisfatórios para uma estimativa de ordem de grandeza das variáveis de saída, servindo inclusive como condição de contorno preliminar para análises de balística intermediária, suas considerações simplificadas impõem limitações à representação do fenômeno físico.

A utilização do modelo simplificado não retrata de modo realista a interação entre a queima do propelente e a viagem do projétil ao longo do cano da arma. Assim sendo, faz-se necessário o desenvolvimento de um modelo numérico mais robusto da balística interna, que contemple a dinâmica de queima. Este modelo será definido a seguir.

2.5.1.2 Modelo numérico de parâmetros concentrados da balística interna

Uma vez que já se tem o entendimento básico do fenômeno balístico, deve-se então aprofundar a abordagem da física do problema introduzindo a dinâmica de queima do propelente. Além disso, algumas hipóteses simplificadoras adotadas anteriormente devem ser abandonadas, a fim de que se obtenha um modelo mais condizente com a curva balística real. As seguintes hipóteses serão adotadas para o modelo aqui descrito:

- m_g é uma massa de gás que satisfaz a equação de estado de Noble-Abel;
- Serão consideradas forças resistivas ao deslocamento do projétil;
- O gás que impulsiona o projétil através do cano tem massa e, portanto, adquire energia cinética ao longo do disparo;
- Parte da energia do gás é perdida em forma de calor;
- Não há escape de gás.

Para esse fim, foi estabelecido um fluxograma de processamento para que o método numérico possa calcular a pressão interna no cano do armamento em função da posição do projétil no mesmo, sendo este retratado na Figura 2.18.

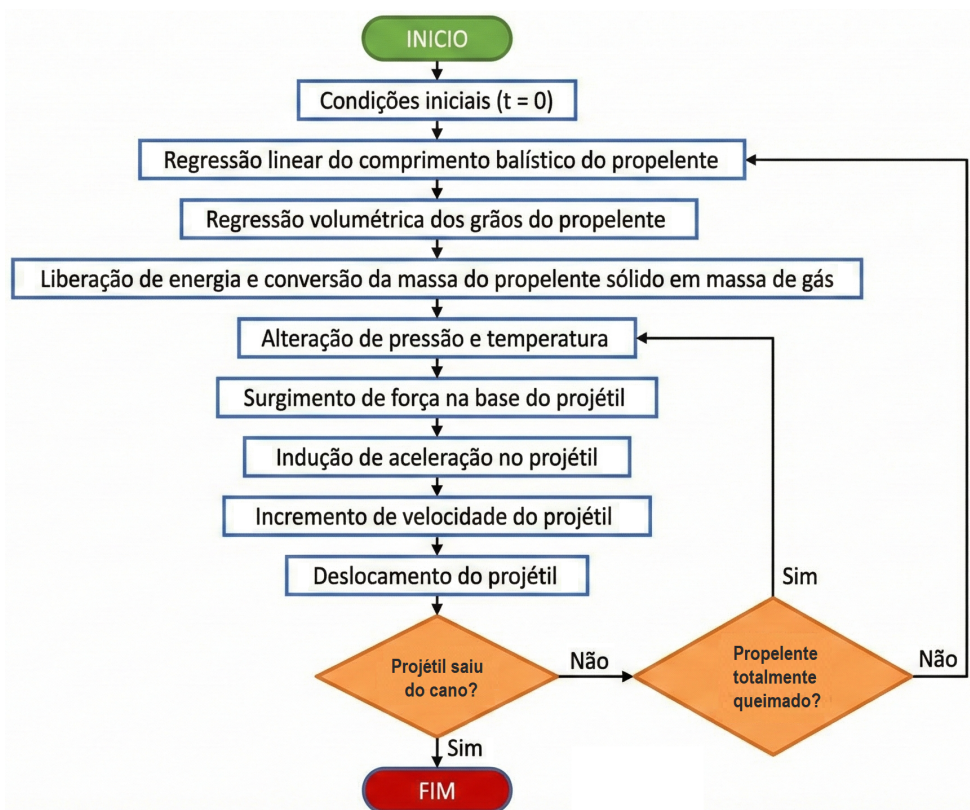


Figura 2.18 – Fluxograma do modelo aperfeiçoado para balística interna.

A formulação matemática, bem como as considerações adotadas em cada etapa do fluxograma apresentado na Figura 2.18 serão pormenorizadas nas subseções que se seguem.

2.5.1.3 Fundamentação da Modelagem Matemática da Balística Interna

A modelagem matemática da balística interna tem como objetivo descrever, por meio de equações diferenciais e relações termodinâmicas, os fenômenos físicos que ocorrem desde a ignição da espoleta até a saída do projétil pela boca do cano. O encadeamento dos fenômenos pode ser entendido de maneira didática da seguinte maneira:

- Consumo da cápsula iniciadora ($t = 0$);
- Início da regressão da camada de queima do propelente (lei de queima);
- Liberação de energia e conversão de massa sólida em gás;
- Aumento de pressão e temperatura na câmara;
- Aplicação de força na base do projétil;
- Aceleração, velocidade e deslocamento do projétil.

2.5.1.4 Lei de Queima do propelente

Para compreender o processo de combustão de um grânulo ou propelente isolado, é essencial entender seu comportamento durante a queima. Para isso, um primeiro contato com a geometria do propelente e suas propriedades se faz necessário. A Figura 2.19 traz diversas geometrias que podem ser encontradas.

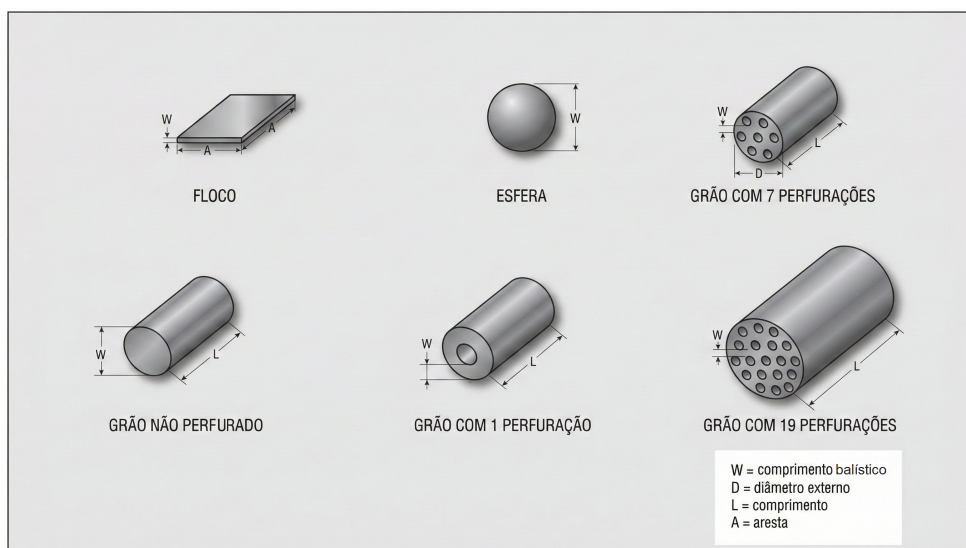


Figura 2.19 – Geometrias comuns para o grão propelente. Adaptado de Vihtavuori (2020).

De acordo com Carlucci e Jacobson (2008), a forma do grão de propelente é uma das variáveis que pode ser ajustada para controlar o perfil de pressão dentro da arma, uma vez que a quantidade de gás gerada durante a queima está diretamente relacionada à variação da área superficial total do grão ao longo do tempo.

Na Figura 2.19, W representa o comprimento balístico, que neste trabalho será denotado por δ . Conforme destaca Farrar e Leeming (1983), segundo a lei de Piobert, a regressão da superfície de um grânulo propelente ocorre de maneira uniforme, o que significa que ele se consome em camadas paralelas.

Ainda, segundo Farrar e Leeming (1983), quando o grânulo queima de forma simétrica por todos os lados, a redução total em seu tamanho ocorre ao dobro da velocidade da regressão observada em uma única face, sendo essa velocidade de diminuição dimensional chamada de taxa de queima, dependendo diretamente da pressão dos gases que o envolvem, sendo descrita pela Equação 2.43.

A estrutura numérica desenvolvida neste trabalho é classificada como um código de Parâmetros Concentrados 0D (*Lumped Parameter code zero-dimensional*). A abordagem adotada é semelhante às estabelecidas por Cronemberger et al. (2014), Daniş (2014), Miner (2013), Alzannan (2019), Rodrigues, Barros e Bassi (2022), abordagem essa de mesma natureza da encontrada no acordo de padronização da OTAN STANAG 4367, OTAN (2000).

No entanto, o presente modelo distingue-se pela incorporação de submodelos físicos distintos para abordar fenômenos balísticos específicos. Assim sendo, e de acordo com a lei de Piobert, assume-se que a regressão da superfície do grão ocorre em camadas paralelas e uniformes (FARRAR; LEEMING, 1983). A taxa de queima linear (ds/dt) depende diretamente da pressão local, conforme descrito pela Equação 2.43.

$$\frac{ds}{dt} = \beta P^n \quad (2.43)$$

Na Equação 2.43, P a pressão dos gases na região do grânulo, n o índice da taxa de queima da composição do propelente e β a constante de taxa de queima da composição do propelente. De posse dessas considerações, se faz necessário realizar o cálculo da fração linear não consumida do grão propelente. Se em um certo instante após a ignição, o tamanho do grânulo tiver sido reduzido por uma distância s , e o tamanho restante for uma fração f do comprimento balístico δ , têm-se a relação encontrada na Equação 2.44.

$$\delta - s = f\delta \quad (2.44)$$

No momento da ignição $f = 1$, decrescendo à medida que a queima avança, sendo que $f = 0$ quando a queima se completa. A relação entre s e f , diferenciada com respeito

ao tempo, está descrita na Equação 2.45.

$$-\frac{ds}{dt} = \delta \frac{df}{dt} \quad (2.45)$$

A fração linear f do comprimento balístico do grão de propelente que permanece não consumida é governada pela Equação 2.46, de tal forma que o comprimento balístico é representado por δ .

$$\frac{df}{dt} = -\frac{\beta}{\delta} P^N, \quad (2.46)$$

Na referida equação, temos os seguintes parâmetros:

- β é a constante da taxa de queima [$\text{m}/(\text{s} \cdot \text{Pa}^n)$];
- P é a pressão média dos gases;
- N é o índice de queima do propelente;
- δ é o comprimento balístico.

Integrando a Equação 2.46 em relação ao tempo, chega-se à Equação 2.47 para o cálculo de f .

$$f = -\frac{\beta}{\delta} \int_0^t P^N dt \quad (2.47)$$

De acordo com Farrar e Leeming (1983), a razão β/δ é denominada vivacidade do propelente e, mantendo fixos o índice de pressão N e a geometria do grão, é possível alterar os valores individuais de β e δ sem modificar o desempenho balístico interno da arma, desde que a vivacidade seja preservada.

2.5.1.5 Regressão Volumétrica

A fração volumétrica Z dos grãos consumidos é calculada com base na fração linear do comprimento balístico do grão de propelente (f), conforme exposto na Equação 2.48, onde K é o coeficiente de forma.

$$Z = (1 - f)(1 + Kf), \quad (2.48)$$

2.5.1.6 Liberação de Energia e Geração de Gás

A energia liberada internamente no sistema fechado pela queima do propelente é dada pela Equação 2.49.

$$Q_{interior} = \frac{F_{prop} \cdot m_p \cdot Z}{(\gamma - 1)} \quad (2.49)$$

Na Equação 2.49, têm-se que:

- $Q_{interior}$: calor adicionado no interior do sistema devido à queima do propelente;
- F_{prop} : ímpeto do propelente [J/kg];
- m_p : massa total de propelente;
- Z : fração volumétrica consumida dos grãos de propelente.
- γ : razão de calores específicos do gás.

A massa de gás gerada pela queima do propelente (m_g) é obtida por meio da Equação 2.50.

$$m_g = m_p \cdot Z \quad (2.50)$$

2.5.1.7 Alteração da pressão e da temperatura

A pressão média no interior da câmara é calculada em cada instante de tempo a partir do balanço energético do sistema fechado que abriga o gás. Considerando o primeiro princípio da Termodinâmica aplicado ao sistema do gás confinado entre a culatra e a base do projétil, dá-se a Equação 2.51.

$$Q_{líquido} - W_{líquido} = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_p \quad (2.51)$$

Neste caso, como não há variação de energia potencial ($\Delta E_p = 0$), e, ainda, desprezando o trabalho de forças dissipativas no sistema do gás, a Equação 2.51 se reduz a Equação 2.52.

$$(Q_{interior} - Q_{perdido}) - \int_{V_0}^V P dV = \Delta U + \Delta E_c \quad (2.52)$$

Com base no teorema do trabalho e energia, o termo $\int P dV$ se relaciona diretamente com a energia cinética adicionada ao projétil e as perdas devido as forças de resistência ao seu deslocamento. Ainda, o termo de energia cinética do sistema é adotado por OTAN (2000) conforme a Equação 2.53.

$$\Delta E_c = \frac{m_p V_p^2}{6} \quad (2.53)$$

Substituindo os termos energéticos pelo detalhamento das contribuições físicas envolvidas tem-se a Equação 2.54, onde I é o momento de inércia do projétil em relação ao eixo alinhado ao cano e ω é a velocidade angular do projétil induzida pelo raiamento.

$$Q_{\text{interior}} - Q_{\text{perdido}} = \Delta U + \frac{m_p V_p^2}{6} + \frac{M V_p^2}{2} + \frac{I \omega_p^2}{2} + W_{\text{resistência}} \quad (2.54)$$

Neste ponto do raciocínio, a Equação de Estado de Noble–Abel pode ser utilizada para representar o comportamento termodinâmico do gás, sendo esta dada pela Equação 2.55.

$$P \cdot (v - c) = R \cdot T \quad (2.55)$$

Na qual c é o covolume e v o volume específico do gás. Utilizando relações termodinâmicas entre calores específicos, a Equação 2.55 pode ser reescrita na forma da Equação 2.56.

$$P \cdot (v - c) = (\gamma - 1) \cdot u \quad (2.56)$$

Assim, a energia interna específica do gás é dada pela Equação 2.57.

$$u = \frac{P \cdot (v - c)}{\gamma - 1} \quad (2.57)$$

E a energia interna total U será obtida através da Equação 2.58.

$$U = \frac{P \cdot (V - m_g c)}{\gamma - 1} \quad (2.58)$$

O volume total V disponível para os gases, em um instante qualquer, será obtido através da Equação 2.59.

$$V = V_{cc} - \frac{m_p}{\rho_p} + Z \cdot \frac{m_p}{\rho_p} + \frac{\pi D^2}{4} \cdot S_p \quad (2.59)$$

Na Equação 2.59:

- V_{cc} : volume inicial da câmara de combustão;
- m_p : massa do propelente;
- ρ_p : massa específica do propelente sólido;
- Z : fração volumétrica queimada do propelente;

- D : diâmetro externo do projétil;
- S_p : deslocamento do projétil ao longo do cano.

Considerando a energia interna, a energia cinética (translacional e rotacional), o trabalho resistivo e assumindo uma perda de energia térmica de 20% ($Q_{perdido}$) devido à transferência de calor para as paredes do cano, a pressão média evolui conforme a Equação 2.60.

$$P = \frac{(\gamma - 1) \cdot \left(Q_{interior} - Q_{perdido} - \frac{MV_p^2}{2} - \frac{I\omega_p^2}{2} - W_{resistência} - \frac{m_p V_p^2}{6} \right)}{V - Z \cdot m_p \cdot c} \quad (2.60)$$

Esta equação permite calcular a evolução temporal da pressão média na câmara ao longo do deslocamento do projétil, sendo compatível com o modelo de gás real de Noble-Abel.

2.5.1.8 Equação do Movimento do Projétil

A Equação 2.61 é obtida por meio da segunda lei de Newton e descreve o movimento do projétil ao longo do tempo, onde M refere-se à massa do projétil, V_p à velocidade do projétil, P_{base} à pressão na base do projétil e P_{resist} à pressão de resistência ao movimento.

$$M \cdot \frac{dV_p}{dt} = \frac{\pi D^2}{4} (P_{base} - P_{resist}) \quad (2.61)$$

Devido à alta aceleração dos gases propelentes, estabelece-se um gradiente de pressão significativo ao longo do cano. Enquanto a aproximação de gradiente de Lagrange é classicamente utilizada para estimar a queda de pressão entre a culatra e a base do projétil, Daniş (2014) argumenta que este modelo produz resultados sub-ótimos quando aplicado a armamentos de pequeno calibre. Consequentemente, neste trabalho adotou-se a formulação proposta por Hansen e Heiney (1987), que modela o diferencial de pressão com base na física do escoamento compressível.

Teoricamente, a câmara de combustão é tratada como uma região de estagnação onde a velocidade do gás é desprezível, enquanto a base do projétil em movimento experimenta condições de pressão estática. A relação isentrópica fundamental que conecta a pressão total de estagnação (P_{camara}) à pressão estática da base (P_{base}) em função do número de Mach (n_{mach}) é dada pela Equação 2.62.

$$P_{camara} = P_{base} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} n_{mach}^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.62)$$

Para implementar esta relação no *solver* numérico, o número de Mach é substituído pelas variáveis cinemáticas e de estado do sistema, resultando na Equação 2.63.

$$P_{camara} = P_{base} \left(1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} \cdot \frac{V_p^2 \cdot Z \cdot m_p}{\gamma \cdot P \cdot V} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.63)$$

No balanço energético, a pressão calculada no sistema é a pressão média. Assim, é necessário que haja uma relação entre a pressão média e alguma das pressões apresentadas na Equação 2.63 (pressão da câmara e pressão na base do projétil). A Equação 2.64, análoga às Equações 2.62 e 2.63 é apresentada por Hansen e Heiney (1987) que introduzem, ainda, um fator de correção empírico ($\phi = 1,5$) para contabilizar perdas não ideais .

$$P_{base} = P \left(1 + \frac{(\gamma - 1)}{2\phi} \cdot \frac{V_p^2 \cdot Z \cdot m_p}{\gamma \cdot P \cdot V} \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.64)$$

Em simulações de balística interna, é prática comum empregar perfis normalizados ou curvas empíricas para representar os esforços de resistência ao deslocamento, como demonstrado nos trabalhos de Siewert e Cytron (2005) e Alanazi (2021). Entretanto, em contraste com esses métodos empíricos, este estudo adota uma abordagem fenomenológica, visando modelar matematicamente a resistência imposta ao projétil com base nas interações físicas subjacentes — uma metodologia semelhante à adotada por Rodrigues, Barros e Bassi (2022).

Vale ressaltar que esta tarefa não é trivial, tendo em vista que, como apontado por Stiffler (1983), o comportamento das forças de atrito durante o deslocamento do projétil é excessivamente complexo, devido às altas cargas, altas velocidades e à natureza dinâmica da interface entre o projétil e a alma do cano.

Assim sendo, a próxima etapa consiste em calcular os esforços de resistência ao movimento do projétil. A força total de resistência que atua no projétil depende de sua posição x ao longo do cano, sendo composta por diversas contribuições físicas, conforme explicitado na Equação 2.65.

$$P_{resistência} = \begin{cases} P_{base}, & P_{base} < P_{desengaste}, \quad x = 0 \\ P_{ar}, & x < L_{freebore} \\ P_{ar} + P_{cone}, & L_{freebore} \leq x \leq L_{cone} + L_{freebore} + L_{banda \text{ cilíndrica}} \\ P_{ar} + P_{raçamento}, & x > L_{cone} + L_{freebore} + L_{banda \text{ cilíndrica}} \end{cases} \quad (2.65)$$

O componente de resistência aerodinâmica (P_{ar}), que corresponde à pressão da coluna de ar comprimida à frente do projétil, é modelado de acordo com as relações de dinâmica dos gases descritas na OTAN (2000). Esta contra-pressão é uma função da

pressão atmosférica (P_{atm}) e do número de Mach instantâneo do projétil ($n_{mach} = vp/a_{ar}$, onde a_{ar} corresponde a velocidade do som no ar) conforme definido na Equação 2.66, onde γ_{ar} representa a razão de calores específicos do ar, adotando um valor aproximado de 1,4.

$$P_{ar} = P_{atm} \left[1 + \gamma_{ar} n_{mach}^2 \left(\frac{1 + \gamma_{ar}}{4} + \sqrt{\left(\frac{1 + \gamma_{ar}}{4} \right)^2 + n_{mach}^{-2}} \right) \right] \quad (2.66)$$

O modelo é segmentado em quatro fases físicas distintas:

1. Inicialmente, a resistência estática espelha a pressão de base (P_{base}) em ascensão até que o limiar de início do tiro seja superado, simulando a liberação da crimpagem do projétil ao estojo.
2. Posteriormente, durante o percurso pela região de voo livre (*freebore*, $L_{freebore}$), apenas a resistência aerodinâmica (P_{ar}) atua.
3. A fase de engrazamento no raiamento introduz uma resistência mecânica significativa devido ao cone de forçamento (P_{cone}), que persiste por uma distância determinada pela geometria do cone de forçamento (L_{cone}) e pela banda cilíndrica do projétil ($L_{banda\ cilíndrica}$).
4. Finalmente, uma vez que o projétil esteja totalmente engrazado e viajando ao longo da alma raiada, o termo resistivo simplifica-se para a soma do arrasto do ar e do atrito dinâmico imposto pelo raiamento.

A decomposição da força de raiamento pode ser representada conforme a Figura 2.20. Nela, são mostrados os vetores normal (\vec{N}), força de atrito ($\mu\vec{N}$) e o ângulo do raiamento (α).

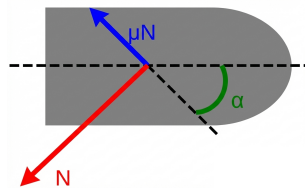


Figura 2.20 – Forças envolvidas na resistência ao raiamento.

A resistência devido ao raiamento é modelada considerando o torque necessário para girar o projétil ao longo das raias helicoidais do cano. O ângulo de torção α é definido pela Equação 2.67, onde D é o diâmetro externo do projétil e p é o passo do raiamento.

$$\alpha = \arctan \left(\frac{\pi D}{p} \right) \quad (2.67)$$

Uma vez que $\theta = \frac{2\pi x}{p}$, tem-se a Equação 2.68.

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = \frac{2\pi}{p} \cdot \frac{dV_p}{dt} \quad (2.68)$$

Aplicando a equação da soma de torques e expandindo os termos, segue que a força normal N de contato entre o projétil e o cano pode ser obtida através da Equação 2.69.

$$\sum \tau = I \cdot \frac{d^2\theta}{dt^2} \rightarrow N = \frac{4I\pi}{pD (\cos \alpha - \mu \sin \alpha)} \cdot \frac{dV_p}{dt} \quad (2.69)$$

A pressão de resistência ao raiamento é dada pela Equação 2.70, onde I diz respeito ao momento de inércia do projétil, μ ao coeficiente de atrito e dv_p/dt à aceleração do projétil.

$$P_{\text{raiamento}} = \frac{4I\pi}{pD (\cos \alpha - \mu \sin \alpha)} \cdot \frac{(\sin \alpha + \mu \cos \alpha)}{0,25\pi D^2} \cdot \frac{dV_p}{dt} \quad (2.70)$$

2.5.2 Balística Intermediária

A fundamentação teórica apresentada nesta seção, incluindo as definições termodinâmicas e a descrição fenomenológica dos campos de escoamento na região da boca do cano, baseia-se fundamentalmente na obra de Farrar e Leeming (1983), exceto onde indicado o contrário.

2.5.2.1 Definição e Distribuição de Energia

A balística intermediária compreende o estudo da transição entre a balística interna e a externa, ocorrendo nas imediações da boca da arma. Um aspecto crítico desta fase é o balanço energético no momento em que o projétil abandona o cano. A distribuição típica de energia pode ser simplificada da seguinte forma:

- Movimento do projétil: 30%;
- Energia dos gases propulsores: 45%;
- Calor retido pela arma: 25%.

Nota-se que aproximadamente 70% da energia liberada pela arma não é convertida em energia cinética do projétil, mas é transportada pelos gases propulsores sob a forma de calor, pressão e movimento residual. O comportamento destes gases após a ejeção influencia consideravelmente a trajetória inicial do projétil e o movimento da arma, além de dar origem aos efeitos de ondas de choque (*blast*) e clarão (*flash*).

2.5.2.2 Dinâmica do Escoamento de Gás

A liberação abrupta de gás a alta pressão gera turbulência significativa devido à mistura com o ar ambiente, irradiando ondas de pressão percebidas como ruído. A velocidade do som no fluxo de gás (a_g) varia conforme a temperatura e composição da mistura, diferindo da velocidade no ar atmosférico (340 m/s em condições normais). Essa relação é descrita pela Equação 2.71, onde γ é a razão dos calores específicos da mistura, R é a constante do gás (287 J/kgK), T é a temperatura absoluta, P é a pressão e ρ a densidade do gás.

$$a_g = \sqrt{\gamma RT} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad (2.71)$$

Devido às altas temperaturas momentâneas, as ondas de choque (ondas sonoras de alta intensidade) viajam a velocidades superiores às previstas pela acústica linear. Quando a velocidade do fluxo de gás se iguala à velocidade da onda de choque retrógrada (que tenta voltar para a boca), forma-se uma estrutura de choque quase estática conhecida como "choque em garrafa" (*bottle shock*), composta pelas laterais curvas (choques de cano) e uma base plana (disco de Mach).

2.5.2.3 Fase Pré-Saída do Projétil da Boca do Cano

A Figura 2.21 ilustra a fase pré-saída do projétil da boca do cano.

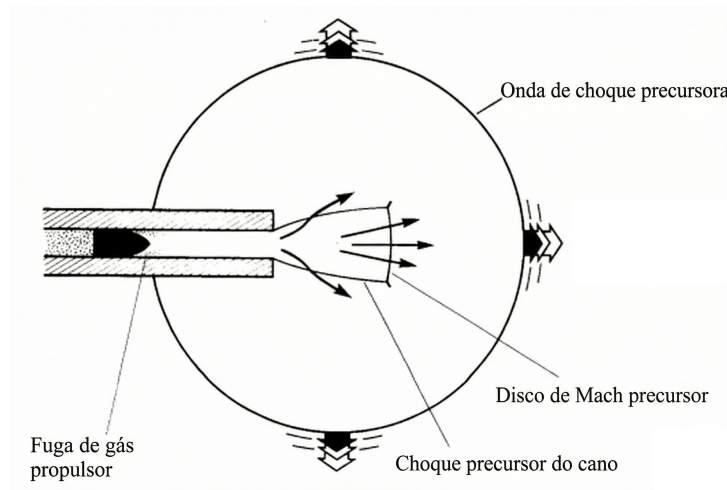


Figura 2.21 – Formação das ondas de choque e vazamento de gás antes da saída do projétil. Adaptado de Farrar e Leeming (1983).

À medida que o projétil acelera pela alma do cano, ele empurra uma coluna de ar à sua frente, acrescida por eventuais vazamentos de gás propulsor (fuga de gás) pela folga entre o projétil e o raiamento. Isso gera uma onda de choque precursora que abandona a boca do cano antes do projétil, formando um campo de sopro esférico inicial.

2.5.2.4 Fase Pós-Saída do Projétil da Boca do Cano

Imediatamente após a passagem do projétil pela boca (Figura 2.22 A), os gases propulsores de alta pressão são liberados, expandindo-se rapidamente e acelerando a velocidades superiores à do próprio projétil. Este fenômeno cria um escoamento reverso aparente em relação ao projétil, gerando ondas de choque em sua base.

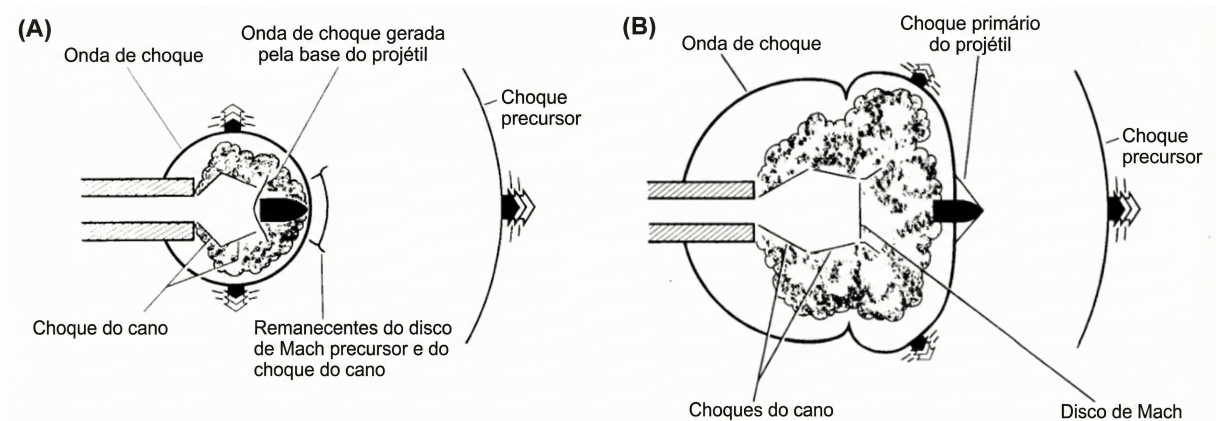


Figura 2.22 – Formação inicial pós-saída (A) e expansão máxima do campo (B). Adaptado de Farrar e Leeming (1983).

Nesta fase, o *bottle shock* e o disco de Mach expandem-se ao redor da boca. Se o fluxo for assimétrico, pode induzir guinadas no projétil, prejudicando a precisão. A evolução final deste campo, mostrando a interação entre a onda de choque principal (*blast shock*) e a precursora, pode ser observada na Figura 2.22 B.

Conforme a pressão na boca decai, o disco de Mach recua para dentro do cano, transformando-se em uma onda de rarefação (Figura 2.23), encerrando então o ciclo da balística intermediária.

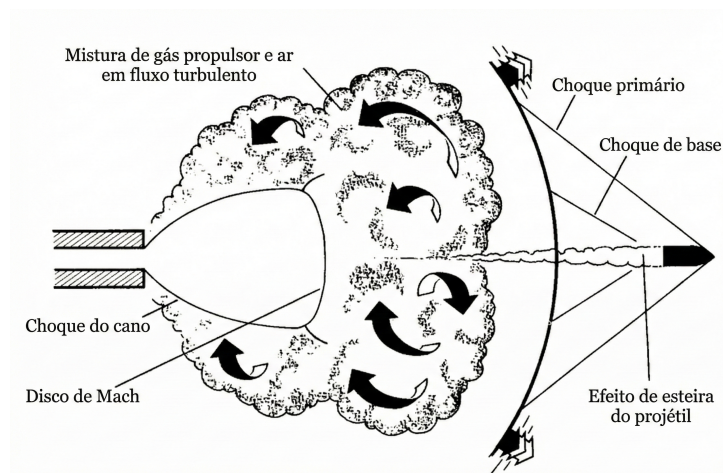


Figura 2.23 – Fase final da campo de choque antes da contração do choque de garrafa e do disco de Mach. Adaptado de Farrar e Leeming (1983).

3 ENSAIO EXPERIMENTAL

Neste capítulo, serão apresentados os dados obtidos por meio de ensaios experimentais realizados em ambiente controlado. O objetivo é obter a curva balística real do armamento com a finalidade de validar o modelo numérico a ser desenvolvido, analisando se as grandezas simuladas estão condizentes com os valores observados experimentalmente.

A boa concordância entre os resultados garante a confiabilidade do modelo para ser utilizado como ferramenta preditiva das condições iniciais que serão adotadas na análise fluidodinâmica computacional do fenômeno.

3.1 Metodologia Experimental

Nesta seção descreve-se, em detalhes, o procedimento adotado para aquisição dos dados experimentais. Os testes foram realizados em um fuzil 5,56 mm devidamente instrumentado, sob supervisão técnica e em ambiente controlado, com aplicação de todas as normas de segurança e protocolos técnicos cabíveis.

3.1.1 Instrumentação do Armamento

Para a medição dos parâmetros balísticos internos, foram utilizados sensores de pressão instalados na câmara do cano e no furo do evento de admissão dos gases. A instrumentação do armamento em laboratório especializado está ilustrado na Figura 3.1.



Figura 3.1 – Instrumentação do armamento com sensores de pressão.

Para garantir a intercambialidade e a segurança da munição de armas portáteis, a Organização do Tratado do Atlântico Norte (OTAN) estabelece rigorosos procedimentos de prova e inspeção por meio da norma AEP-97 (OTAN, 2020). Em ensaios de pressão interna que utilizam o método EPVAT (*Electronic Pressure, Velocity and Action Time*), a norma especifica o posicionamento preciso de transdutores piezoelétricos.

Segundo OTAN (2020), para todos os calibres, um transdutor é instalado no cano de prova em uma posição que corresponde à boca do estojo da munição para medir a pressão na boca do estojo. Adicionalmente, para calibres como 5,56 x 45 mm e 7,62 x 51 mm, um segundo transdutor deve ser instalado próximo a uma região intermediária do cano para a medição da pressão na tomada de gases, conforme detalhado nos volumes específicos da norma AEP-97 dedicados a cada calibre. A Figura 3.2 ilustra a posição dos transdutores no ensaio balístico.



Figura 3.2 – Posição dos transdutores para o ensaio balístico. Adaptado de Felix, Medeiros e Barbosa (2023).

O transdutor utilizado para este experimento foi o HPI GP6. Esse sensor possui um elemento sensível de fosfato de gálio (GaPO_4), que consiste em um cristal piezoelétrico sintético derivado do quartzo e se destaca por apresentar uma sensibilidade mais elevada em comparação ao quartzo utilizado em outros transdutores de pressão para testes balísticos (KREMPL, 1994).

De acordo com Felix, Medeiros e Barbosa (2023), o fosfato de gálio é ideal para medições dinâmicas, pois sua operação se baseia na geração de uma carga elétrica quando a pressão é aplicada ou removida. A Figura 3.3 mostra, em detalhe, o transdutor HPI GP6 e seu posicionamento no fuzil IMBEL 5,56 IA2.

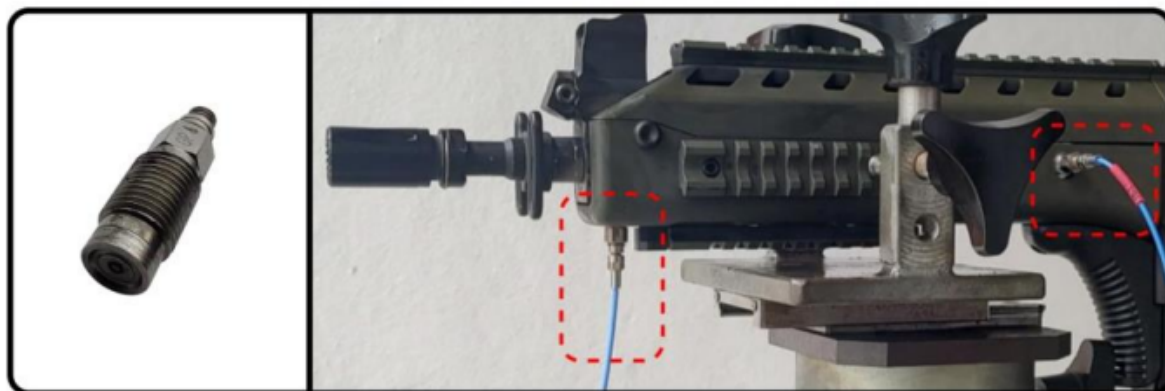


Figura 3.3 – Transdutor HPI GP6 e sua posição no fuzil IMBEL 5,56 IA2 (FELIX; MEDEIROS; BARBOSA, 2023).

O transdutor HPI GP6 utilizado neste ensaio opera com pressões dinâmicas de até 600 MPa, exibe uma frequência de vibração natural acima de 240 kHz e têm uma sensibilidade nominal de 33 pC/MPa (FELIX; MEDEIROS; BARBOSA, 2023). Finalizadas as especificações técnicas dos sensores utilizados para a aquisição de dados, serão tratados com maiores detalhes o procedimento adotado no ensaio balístico.

3.1.2 Procedimento de Ensaio

O ensaio balístico foi executado no Centro de Avaliações do Exército (CAEx), localizado no Campo de Provas da Marambaia, seguindo rigorosamente todas as normas vigentes de segurança e procedimentos de ensaio. O CAEx é amplamente reconhecido como referência na América Latina para a validação de produtos militares, destacando-se por sua infraestrutura sofisticada, corpo técnico especializado e observância das melhores práticas internacionais.

De acordo com Felix (2024), o CAEx tem a função de testar e validar a conformidade dos materiais, tanto os de interesse direto da Força quanto os Produtos Controlados pelo Exército (PCE), cuja comercialização exige seu aval. Ainda segundo o autor, dentro dessa estrutura, o Laboratório de Ensaio Balísticos (LEB) é especializado em conduzir os múltiplos testes em munições de baixo calibre necessários para a sua certificação, além de realizar as avaliações balísticas em armamentos leves e em equipamentos de proteção.

Para a realização dos ensaios, foi utilizada a munição da fabricante Ruag, modelo 5,56 mm SS109/M855 (Figura 3.4). Essa munição foi desenvolvida especificamente segundo os padrões da OTAN, oferecendo alta precisão e excelente confiabilidade, independentemente do emprego. O projétil consiste em uma camada externa de Tombac (liga de cobre e zinco) utilizada tanto para não danificar o raiamento do cano quanto para manter o

projétil íntegro) e um núcleo combinado por uma ponta de aço (para aumentar o poder de perfuração) e um corpo de chumbo (conferindo peso e estabilidade).



Figura 3.4 – Munição RUAG SS109 (AASIAS, 2014).

Para atingir o objetivo de levantar a curva balística do referido armamento, foi adotado o seguinte roteiro para a realização do experimento:

1. Fixação segura do armamento em bancada de testes;
2. Conexão dos sensores aos canais do sistema de aquisição;
3. Inserção da munição real 5,56 mm no carregador;
4. Armar o sistema de disparo;
5. Disparo controlado com gravação simultânea dos sinais;
6. Verificação e armazenamento dos dados adquiridos.

Durante o período de testes, foram adotados protocolos criteriosos de inspeção visual e metrológica da munição a fim de garantir avaliações precisas de desempenho balístico (pressão e velocidade inicial). Todo o processo foi acompanhado por equipe militar técnica, assegurando não apenas a conformidade técnica, mas também o alto padrão de segurança exigido para ensaios de produtos controlados pelo Exército.

3.1.3 Resultados experimentais

A fim de validar a curva de pressão obtida numericamente, foi realizado um ensaio no CAEX, nas condições descritas anteriormente. Para que fosse obtida uma curva média para o referido armamento e munição, foram realizados 06 (seis disparos), conforme retratado na Figura 3.5.



Figura 3.5 – Preparação e execução dos ensaios experimentais de balística interna no CAEx.

As curvas apresentadas na Figura 3.6 representam os resultados experimentais de pressão em função do tempo, medidos na câmara de combustão durante seis disparos sucessivos. Observa-se que todas as curvas apresentam o mesmo comportamento característico do ciclo balístico interno: uma fase inicial de rápida elevação da pressão, correspondente à ignição e combustão progressiva da carga propelente, seguida por um pico de pressão e, por fim, uma fase de decréscimo devido à expansão dos gases e ao movimento do projétil ao longo do cano.

Nota-se que as curvas apresentam boa repetibilidade entre os disparos, o que indica a consistência do processo de medição e a uniformidade do carregamento. As variações observadas no pico de pressão e na taxa de crescimento inicial podem ser atribuídas a pequenas diferenças na massa de propelente, na densidade de carregamento ou nas condições ambientais. Dessa forma, é válido afirmar que a proximidade entre as curvas evidencia um controle adequado sobre as variáveis experimentais.

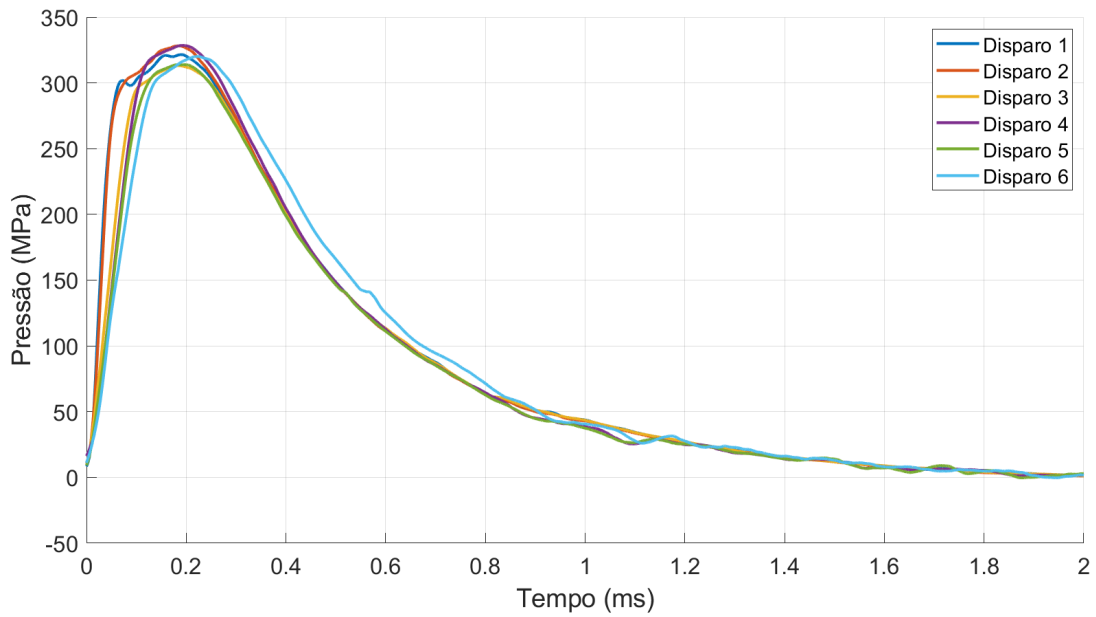


Figura 3.6 – Curva experimental dos disparos obtidas experimentalmente no CAEx.

A partir dos dados coletados dos disparos individualmente, foi gerada a curva média de pressão, obtida pela média ponto a ponto das seis curvas experimentais (Figura 3.6).

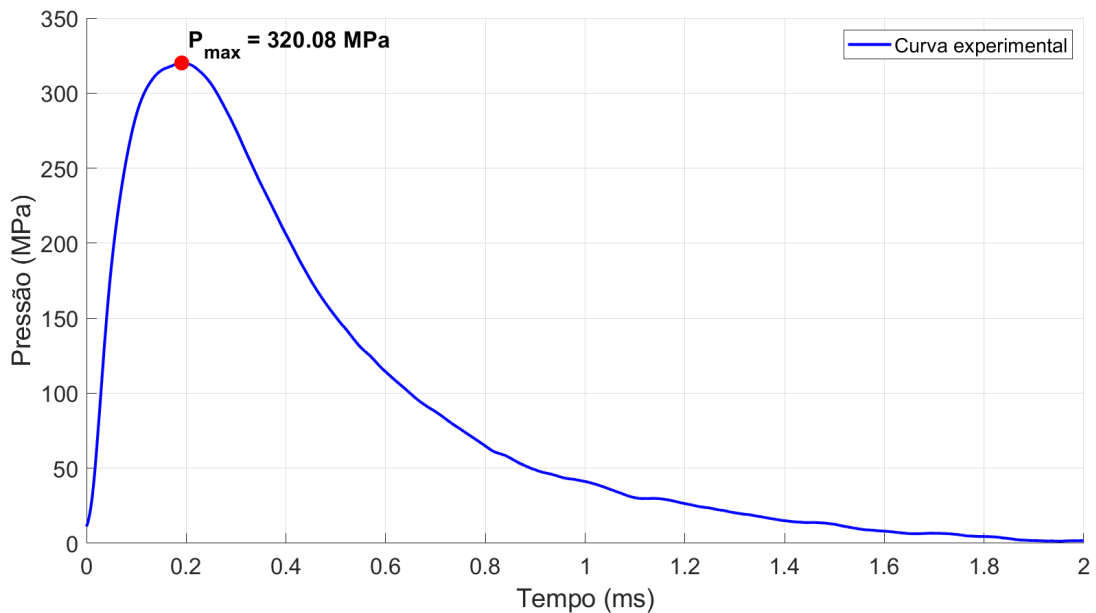


Figura 3.7 – Curva experimental média.

A abordagem de gerar uma curva média dos disparos realizados reduz o efeito do ruído experimental e das pequenas flutuações inerentes a cada disparo individual,

resultando em uma representação mais suave e representativa do comportamento médio do sistema. Essa curva será utilizada como referência experimental para a comparação com a curva teórica obtida pelo modelo matemático desenvolvido, possibilitando a avaliação quantitativa da precisão do modelo e o ajuste dos parâmetros balísticos.

Nota-se que, na Figura 3.7, o pico de pressão médio situa-se em 320,08 MPa, ocorrendo em 0,19 ms após a ignição. Após o pico, a taxa de decaimento da pressão segue um comportamento exponencial, associado à expansão adiabática dos gases dentro do tubo, até que o projétil atinja a boca do cano e a pressão se estabilize próxima de zero.

4 MODELO NUMÉRICO DA BALÍSTICA INTERNA

Esta seção descreve os procedimentos adotados para o desenvolvimento e a implementação do modelo computacional de balística interna. O modelo computacional foi implementado em *Matlab/Simulink*, utilizando-se o método de Runge Kunta de 4ª ordem para a resolução das equações diferenciais ordinárias não lineares e acopladas que regem o fenômeno da balística interna. As equações foram baseadas nas relações termodinâmicas e cinemáticas previamente apresentadas no Capítulo de Fundamentação Teórica.

A lógica computacional adotada para a construção do simulador seguiu o fluxograma representado na Figura 2.18, que detalha as etapas envolvidas desde a aplicação das condições iniciais até o deslocamento do projétil ao longo do cano. Esse fluxograma orientou a organização do diagrama de blocos, guiando a sequência de cálculo das variáveis físicas envolvidas (pressão, temperatura, aceleração, velocidade e deslocamento).

O sistema é iniciado com as condições iniciais pré estabelecidas conforme a formulação matemática apresentada. Em seguida, realiza-se o cálculo da regressão volumétrica dos grãos de propelente, que, ao serem queimados, liberam energia e transformam massa sólida em gás. Esse processo ocasiona o aumento da pressão e da temperatura dentro da câmara, promovendo o surgimento de força sobre a base do projétil.

A força resultante induz a aceleração do projétil, incrementando sua velocidade e deslocamento no interior do cano. A cada iteração de tempo, essas grandezas são atualizadas numericamente por meio do método de Runge Kunta, até que o projétil atinja a extremidade do cano. Os tópicos a seguir trazem um maior detalhamento do modelo e dos valores de parâmetros utilizados.

4.1 Condições Iniciais

A Tabela 4.1 traz os valores das variáveis de estado com os quais o sistema dinâmico é iniciado no modelo numérico.

Tabela 4.1 – Variáveis de estado - valores iniciais.

Variável	Valor	Descrição
t_0	0	tempo inicial
f_0	1	fração não queimada do propelente
Z_0	0	nenhuma fração volumétrica queimada
S_{p0}	0	posição inicial do projétil
V_{p0}	0	velocidade inicial do projétil

4.2 Definição das Variáveis e Parâmetros do Modelo

O modelo computacional de balística interna apresentado baseia-se em parâmetros físicos, geométricos e empíricos para a simulação da queima do propelente e do movimento do projétil no interior do cano. A seguir, são detalhadas as principais variáveis e constantes utilizadas.

Tabela 4.2 – Propriedades do propelente.

Variável	Valor	Descrição
m_p	0,00168	massa do propelente [kg]
ρ_p	1577,8	densidade do propelente [kg/m ³]
δ	0,00028	comprimento balístico [m]
N	0,69	índice de queima (adimensional)
β	$7,87 \times 10^{-7}$	constante da taxa de queima [m/(s·Pa ⁿ)]
F_{prop}	980000	ímpeto do propelente [J/kg]
c	0,001	covolume [m ³ /kg]
γ	1,24	razão de calores específicos (adimensional)
K	0	coeficiente da função de forma (adimensional)
T_{chama}	2825	temperatura adiabática de chama [K]

Tabela 4.3 – Características da munição.

Variável	Valor	Descrição
M	0,004	massa do projétil [kg]
$cn_{estorjo}$	$1,8500 \times 10^{-6}$	capacidade do estorjo [m ³]
$l_{estorjo}$	0,045	comprimento do estorjo [m]
D	$5,56 \times 10^{-3}$	diâmetro do projétil [m]
I	$(MD^2)/8$	momento de inércia do projétil [kg·m ²]
F_d	800	força de desengaste [N]
$l_{banda\ cilíndrica}$	0,004	comprimento da banda cilíndrica [m]

Tabela 4.4 – Parâmetros da espoleta (DANIŞ, 2014).

Variável	Valor	Descrição
$F_{prop,esp}$	498200	ímpeto do propelente da espoleta [J/kg]
γ_{esp}	1,20	razão de calores específicos da espoleta
$T_{chama,esp}$	3400	temperatura adiabática da chama da espoleta [K]
m_{esp}	$3,24 \times 10^{-5}$	massa do propelente da espoleta [kg]
$e_{n,esp}$	80,7084	energia da espoleta [J]

Tabela 4.5 – Parâmetros do armamento (IMBEL, 2019b), (IMBEL, 2019a).

Variável	Valor	Descrição
L	0,305	comprimento do cano [m]
p_{cano}	0,254	passo do armamento [m]
μ	0,44	coeficiente de atrito (adimensional)
P_{cone}	$5,5 \times 10^7$	pressão resistente do cone [Pa]
n_{raia}	6	número de raias
perdas	20%	perdas por transferência de calor

Tabela 4.6 – Condições ambientais.

Variável	Valor	Descrição
P_{atm}	101000	pressão atmosférica [Pa]
a_{ar}	343	velocidade do som [m/s]

4.3 Implementação do Modelo no Simulink

Para analisar o fenômeno da balística interna, foi desenvolvido um modelo computacional utilizando o ambiente de simulação gráfica **Simulink**, do *MATLAB*. Esta abordagem permite a visualização clara do fluxo de sinais e das interdependências entre os estados físicos do sistema.

O modelo é fundamentado na resolução de um sistema de Equações Diferenciais que governam a queima do propelente e o movimento do projétil. A arquitetura do modelo é dividida em um diagrama de alto nível e múltiplos subsistemas, cada um responsável por uma parte específica do cálculo físico. O diagrama de blocos principal, é apresentado na Figura 4.1.

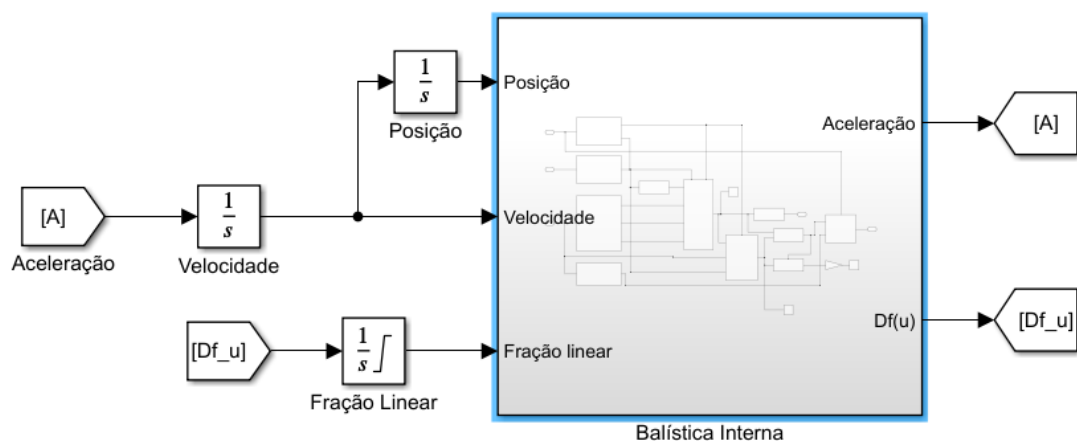


Figura 4.1 – Diagrama de blocos de principal do modelo de balística interna.

4.3.1 Blocos integradores principais

Este modelo é estruturado em torno de três blocos integradores principais, que representam os estados fundamentais do sistema ao longo do tempo:

1. *Fração Linear Disponível*: Este integrador calcula a fração de propelente que ainda não foi consumida.

2. *Velocidade*: Este integrador calcula a velocidade do projétil.
3. *Posição*: Este integrador calcula a posição do projétil ao longo do cano.

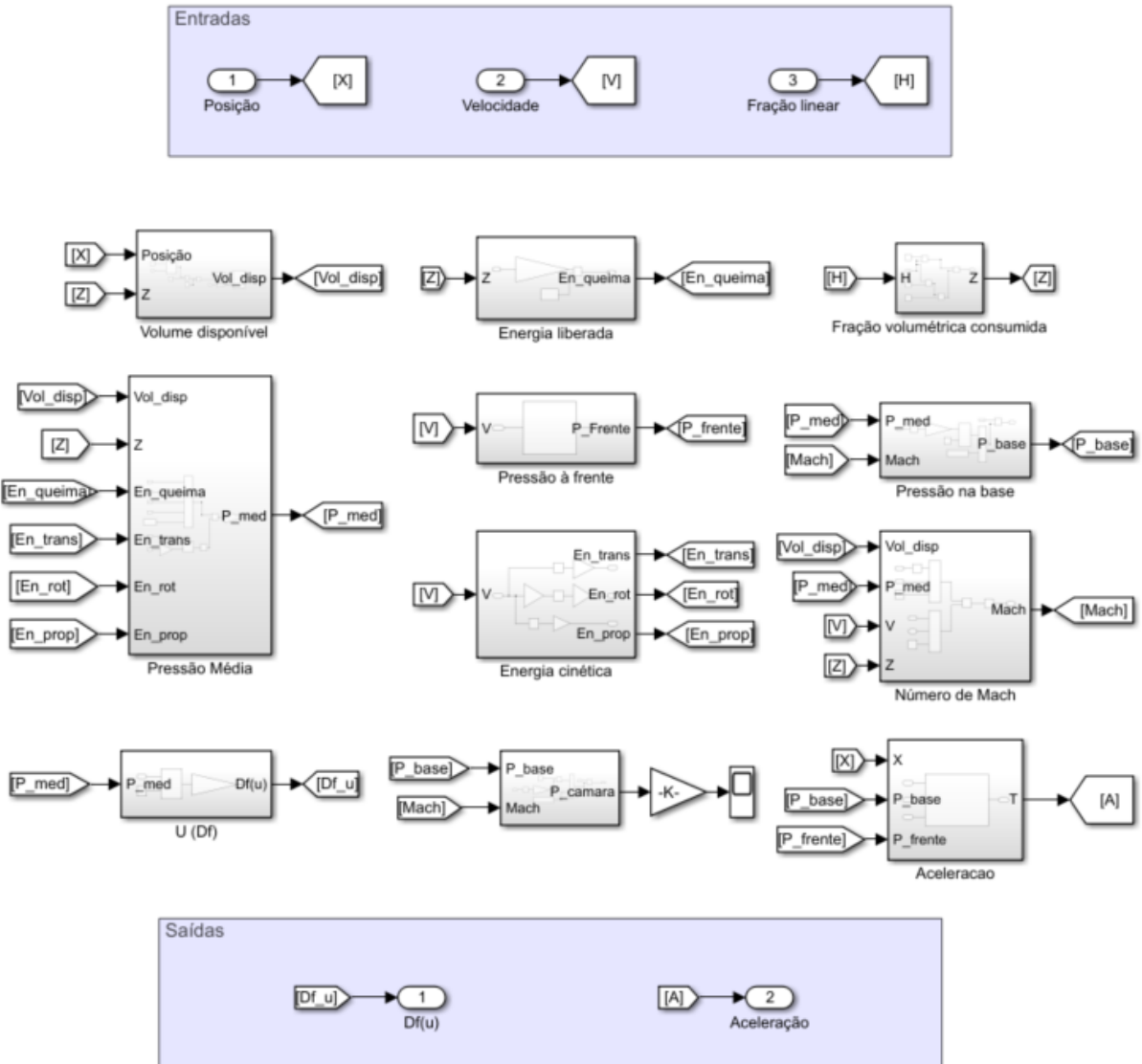


Figura 4.2 – Subsistema principal do cálculo da balística interna.

Estes três estados são as variáveis de entrada do subsistema principal (*Balística Interna*), que contém toda a lógica modelada para calcular as derivadas e outras variáveis de interesse, como pressão, energia e forças. As saídas deste subsistema realimentam os integradores, fechando o ciclo de simulação. Esse subsistema está representado pela Figura 4.2 e encapsula a física do modelo, que por sua vez é modularizada em subsistemas menores, conforme detalhado a seguir.

4.3.1.1 Energia Liberada pela Queima

O subsistema da Figura 4.3 calcula a energia total liberada pela queima do propelente.

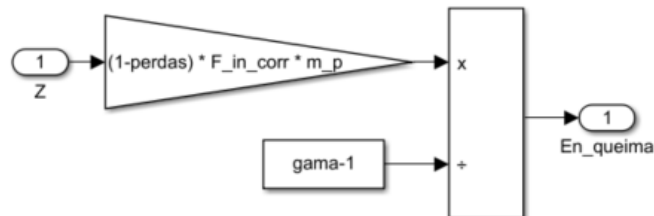


Figura 4.3 – Subsistema de cálculo da energia liberada pela queima.

A energia gerada pelo processo é diretamente proporcional à fração volumétrica consumida e ao ímpeto do propelente. Na implementação do modelo, a variável de entrada correspondente à fração queimada é processada por um bloco de ganho que agrupa as constantes físicas do sistema, as quais englobam a massa total do propelente, o valor do ímpeto corrigido e o fator de eficiência associado às perdas energéticas.

4.3.1.2 Fração Volumétrica Consumida

O subsistema da Figura 4.4 converte a fração linear disponível na fração volumétrica consumida, etapa essa crucial para o cálculo da energia liberada.

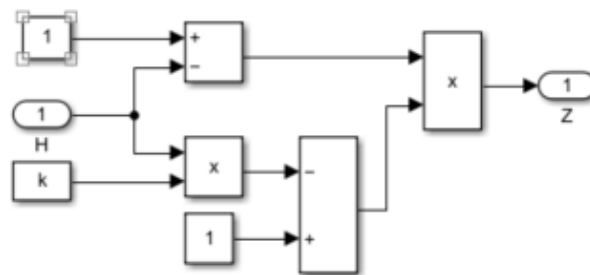


Figura 4.4 – Subsistema de cálculo da fração volumétrica consumida.

A fração volumétrica consumida é obtida por meio de uma relação matemática que envolve a fração linear disponível e o coeficiente da função de forma. O cálculo implementado consiste no produto entre o complemento da fração linear disponível e um termo de ajuste geométrico, definido pela subtração do produto entre o coeficiente de forma e a fração linear da unidade.

4.3.1.3 Energia cinética

O subsistema da Figura 4.5 calcula as três componentes de energia cinética do sistema, todas baseadas na velocidade instantânea do projétil, a saber:

- *Translação:* $E_{trans} = \frac{1}{2} \cdot M \cdot v_p^2$
- *Rotação* $E_{rot} = \frac{1}{2} \cdot I_{proj} \cdot \omega^2$, onde a velocidade angular ω é calculada como $\omega = (2\pi v_p)/p$.
- *Propelente:* $E_{prop} = \frac{m_p \cdot v_p^2}{6}$

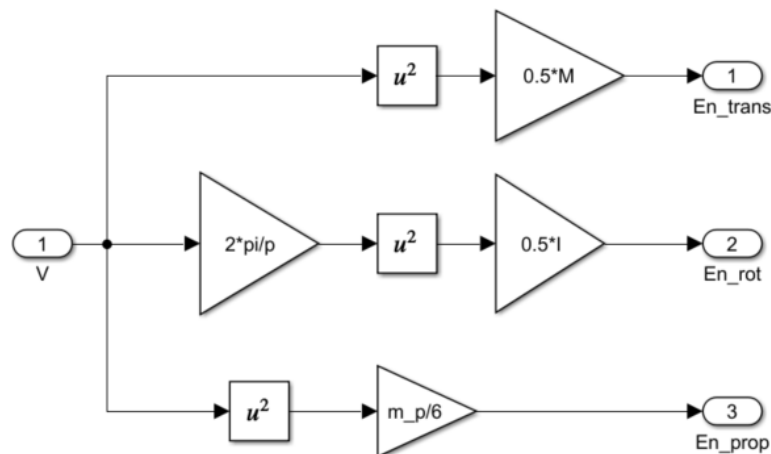


Figura 4.5 – Subsistema de cálculo da energia cinética.

4.3.1.4 Pressão Média

Este bloco implementa o cálculo da pressão média fundamentado no equilíbrio entre a energia do sistema e o volume ocupado pelos gases. A formulação estabelece que a pressão é determinada pelo produto de um termo termodinâmico (relacionado à razão de calores específicos menos a unidade) pela razão entre a energia térmica líquida e o volume livre.

O numerador dessa fração, que representa a energia térmica líquida, é obtido somando-se a energia liberada pela queima do propelente com a energia da espoleta, e subtraindo-se as parcelas correspondentes às energias cinéticas de translação e rotação do projétil, à energia cinética dos gases e ao trabalho dissipativo. Por sua vez, o denominador representa o volume livre efetivo, calculado pela subtração do covolume gasoso do volume total disponível.

Este subsistema possui um bloco de saturação no denominador, garantindo que o volume livre nunca seja zero, evitando singularidades no desenvolvimento da simulação. A Figura 4.6 detalha o cálculo da pressão média.

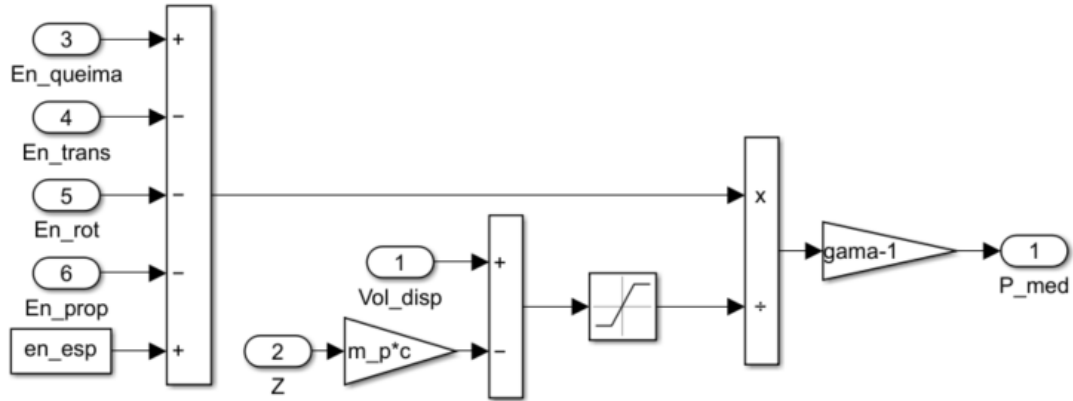


Figura 4.6 – Subsistema de cálculo da Pressão Média.

4.3.1.5 Número de Mach

Uma vez que a pressão média é calculada, ela é usada como base para as correções na dinâmica dos gases. O primeiro passo neste processo é determinar o número de Mach do fluxo de gás dentro do cano, conforme mostrado na Figura 4.7.

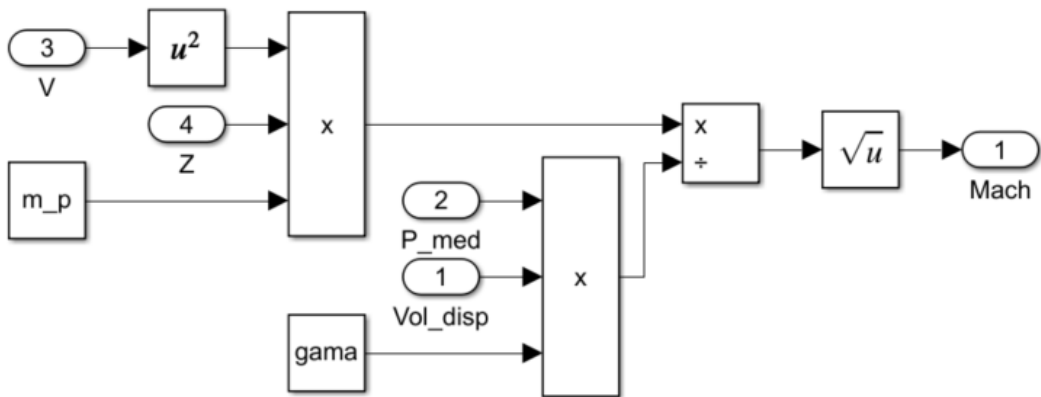


Figura 4.7 – Cálculo do Número de Mach.

Este valor é uma função da velocidade do projétil, da pressão e de outras propriedades termodinâmicas do gás.

4.3.1.6 Pressão na Base

Com o número de Mach e a pressão média como entradas, o subsistema da Figura 5.10 implementa a equação da dinâmica dos gases para calcular a pressão na base do projétil.

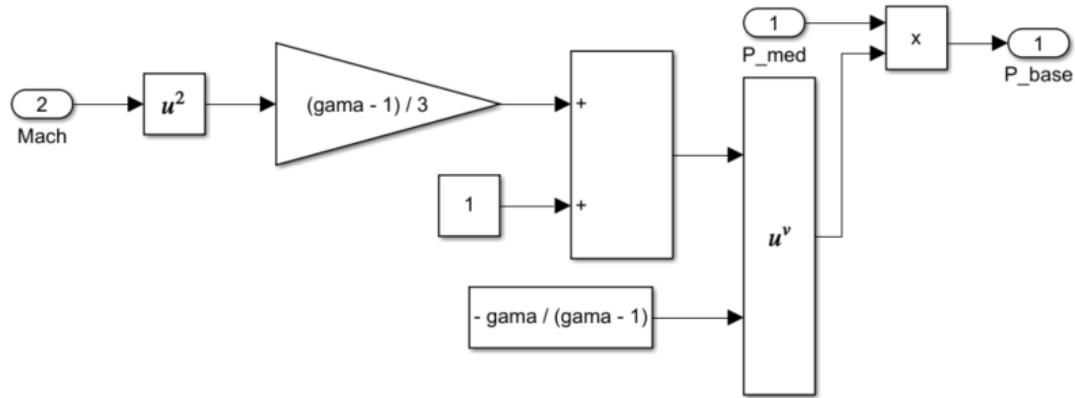


Figura 4.8 – Cálculo da Pressão na Base.

O valor aqui encontrado é a pressão efetiva que gera a força motriz sobre a área da seção transversal do projétil. Portanto, este sinal é uma entrada crucial para o subsistema de aceleração, uma vez que é ele quem define a força propulsora em cada instante de tempo.

4.3.1.7 Pressão na Câmara

De forma similar, a Figura 4.9 mostra o cálculo da Pressão na Câmara.

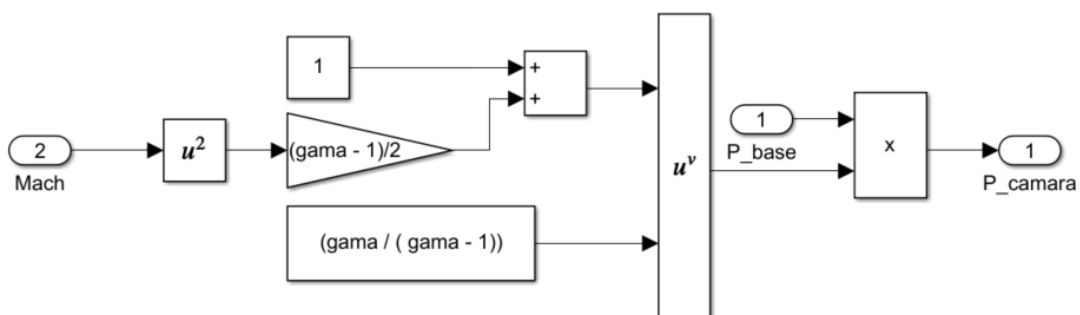


Figura 4.9 – Cálculo da Pressão na Câmara.

Embora a pressão na câmara não seja usada diretamente para o cálculo da aceleração do projétil, ela é fundamental para a análise da curva balística do armamento, que servirá como condição de entrada na simulação CFD. A curva advinda desse cálculo será comparada com a curva balística obtida experimentalmente para fins de validação do modelo.

4.3.1.8 Taxa de Queima

O subsistema da Figura 4.10 implementa a lei de queima para determinar a taxa de variação da fração linear de propelente (df/dt), representada no modelo como a saída U (Df).

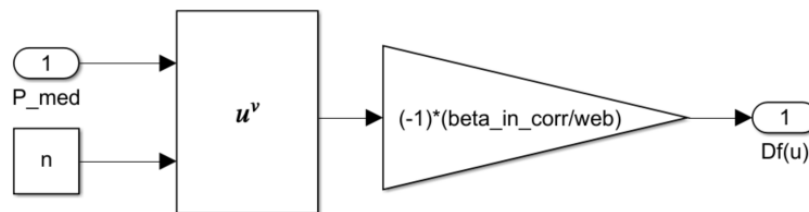


Figura 4.10 – Subsistema de cálculo da derivada da fração linear.

A formulação matemática incorporada descreve a taxa de variação temporal da fração linear, a qual é definida pelo negativo da razão entre a constante da taxa de queima corrigida e o comprimento balístico do propelente, multiplicada pela pressão média instantânea elevada à potência do índice de queima, sendo que o resultado dessa operação alimenta o integrador da fração linear.

4.3.1.9 Volume Disponível

O subsistema da Figura 4.11 é responsável por calcular o volume instantâneo disponível para a expansão dos gases. Este cálculo é fundamental, pois é o denominador na equação da pressão média.

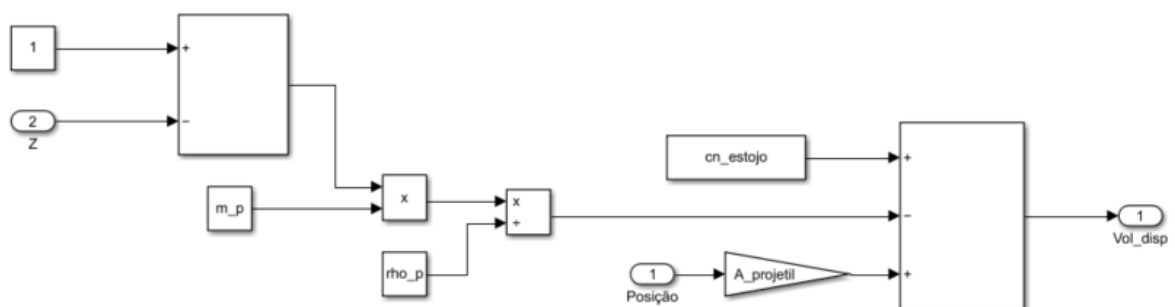


Figura 4.11 – Subsistema de cálculo do Volume Disponível.

O cálculo inicia com o volume inicial da câmara, ao qual é somado o volume gerado pelo deslocamento do projétil multiplicado pela seção do projétil. Deste total, é subtraído

o volume sólido ocupado pelo propelente que ainda não foi consumido, calculado a partir da massa de propelente, da fração volumétrica consumida e da densidade do propelente.

4.3.1.10 Pressão do Ar à Frente

O cálculo da pressão do ar à frente do projétil, mostrado na Figura 5.11, é implementado em um bloco *MATLAB Function*. Este bloco recebe a velocidade instantânea do projétil como entrada.



Figura 4.12 – Subsistema de cálculo da Pressão do Ar à Frente.

A lógica interna da função é crucial para a estabilidade da simulação. Primeiro, ela verifica se a velocidade é positiva. Se a velocidade for nula, a função simplesmente retorna o valor da pressão atmosférica, verificação essencial para prevenir uma singularidade matemática. Se a velocidade for positiva, o bloco então prossegue com o cálculo da fórmula de compressão aerodinâmica (baseada no Mach ao quadrado) para determinar a pressão de onda de choque na frente do projétil.

4.3.1.11 Aceleração do Projétil

O subsistema da Figura 4.13, também implementado como um bloco *MATLAB Function*, contém a lógica mais complexa do modelo. Ele calcula a aceleração final que é enviada ao integrador da velocidade.



Figura 4.13 – Subsistema de cálculo da Aceleração do Projétil.

O bloco recebe como entradas a posição, a pressão na base e a pressão do ar à frente do projétil. Primeiramente, a função verifica se a posição é igual a 0, comparando a

força na base com a força de desgaste. A aceleração só se torna positiva se a força na base superar a resistência; caso contrário, permanece nula.

Uma vez que o projétil se moveu, o bloco calcula a aceleração com base na região do cano em que o projétil se encontra:

- *Freebore*: A aceleração é calculada subtraindo-se apenas a força do ar.
- Cone de Forçamento: A força resistiva do cone é subtraída.
- Raiamento: O projétil está totalmente engajado. A força resultante é dividida pela massa inercial total, que agora inclui o efeito rotacional.

Por fim, foi implementada uma verificação da aceleração visando garantir que a aceleração não assuma valores negativos, o que estabiliza o modelo e garante que a física do problema seja obedecida.

4.4 Resultados do Modelo Numérico

A simulação numérica baseada no modelo termodinâmico permitiu a obtenção das curvas características do ciclo de balística interna. De posse do modelo desenvolvido no *Simulink*, foi possível obter resultados relevantes para a validação do modelo e para o entendimento do fenômeno estudado. A análise a seguir detalha a interação entre as forças resistivas, a pressurização da câmara e a consequente cinemática do projétil.

4.4.1 Interação entre a Aceleração e a Força de resistência

A Figura 4.14 ilustra a correlação entre a aceleração do projétil e a força de resistência ao movimento em função do tempo. O comportamento observado pode ser segmentado em quatro fases distintas, governadas pelas características físicas do armamento e da munição, a saber:

1. *Fase de Engastamento*: Inicialmente, observa-se que a aceleração permanece nula enquanto a força resistiva cresce abruptamente. Este fenômeno deve-se ao engastamento do projétil no estojo. O movimento só se inicia quando a pressão na câmara gera uma força propulsora suficiente para vencer a resistência estática do engaste.
2. *Deslocamento no freebore*: Imediatamente após o desgaste a força resistiva se torna nula, uma vez que o projétil se desloca em uma região sem raiamento (*freebore*). A pressão continua a subir (devido aos gases gerados pela queima do propelente) e a aceleração sofre um crescimento rápido e acentuado.

3. *Contato com o cone de forçamento:* Em seguida, o projétil atinge o cone de forçamento, onde ocorre a deformação radial para se adequar ao raiamento do cano. Nota-se no gráfico um segundo pico de força resistiva e, conseqüentemente, uma desaceleração na taxa de crescimento da aceleração.
4. *Deslocamento na alma raiada:* A força de resistência estabiliza-se em patamares inferiores e a aceleração volta a ser governada majoritariamente pela pressão da câmara.

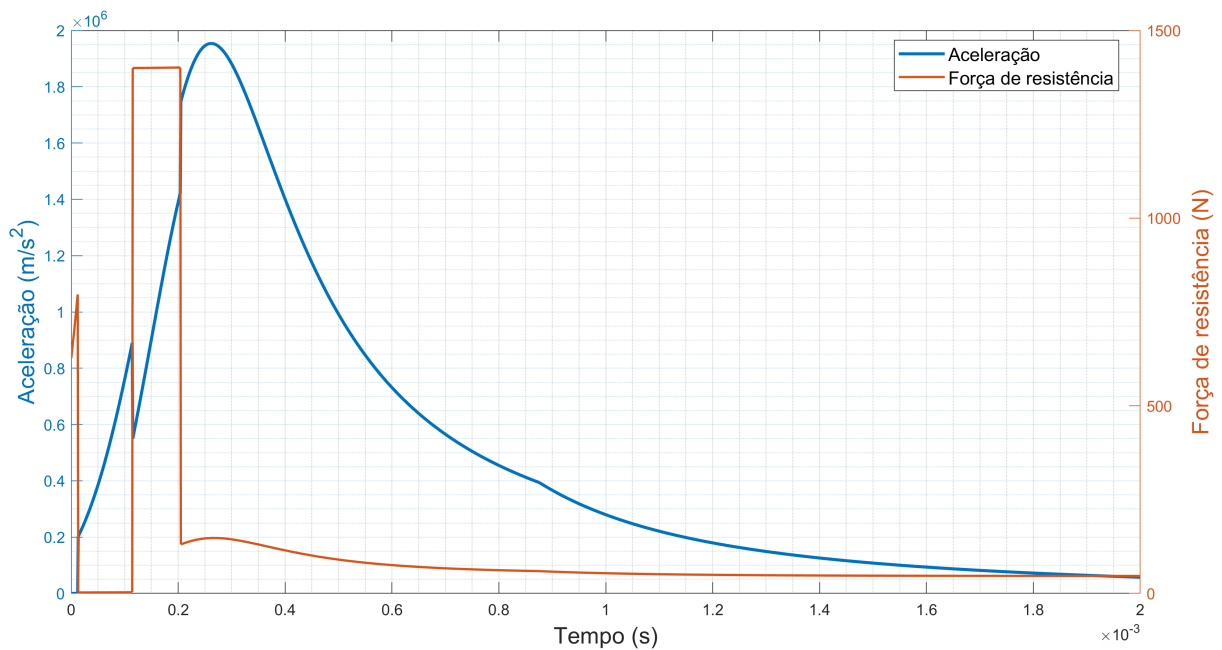


Figura 4.14 – Comparação entre aceleração e força de resistência ao movimento do projétil.

A aceleração máxima coincide com a vizinhança do pico de pressão, começando a decair após o instante $t = 0,271$ ms, momento em que a pressão máxima de 323,4 MPa é atingida. Adicionalmente, observa-se uma descontinuidade sutil na derivada da curva de aceleração próxima a $t = 0,88$ ms, indicando o ponto de término da queima do propelente.

4.4.2 Cinemática do projétil

A análise do comportamento cinemático do projétil é fundamental para a validação do modelo numérico em relação aos padrões balísticos estabelecidos. A Figura 4.15 ilustra a evolução da velocidade do projétil em função do seu deslocamento ao longo do cano. Esta relação permite uma avaliação direta da velocidade de boca (V_0) no ponto exato em que o projétil deixa o armamento.

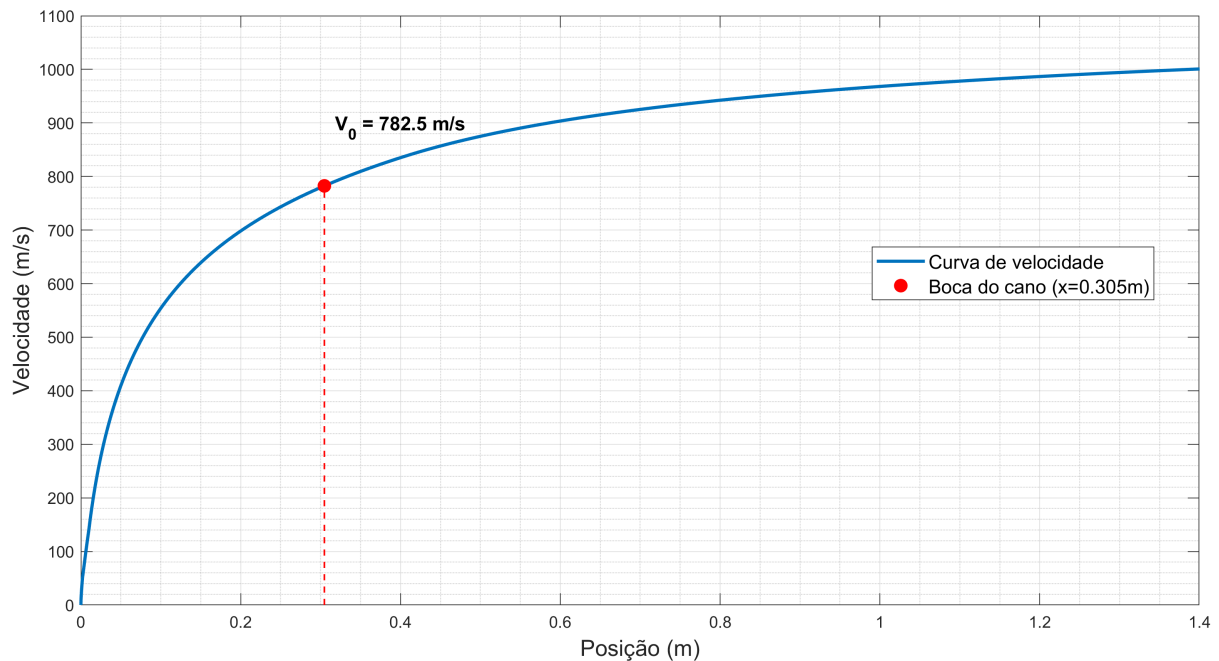


Figura 4.15 – Velocidade do projétil em função da posição.

Para a geometria específica da arma simulada, que corresponde ao Fuzil de Assalto IMBEL IA2 5,56 mm com comprimento de cano de 0,305 m, o modelo numérico previu uma velocidade de boca de 782,5 m/s. De acordo com o manual técnico oficial desta plataforma de armamento utilizando a munição padrão SS109 (IMBEL, 2019b), a velocidade nominal de boca é especificada como 780 m/s.

Comparando o resultado numérico com os dados de referência do fabricante, o modelo exibe uma precisão notavelmente alta, apresentando um erro relativo de aproximadamente 0,32%. Essa estreita concordância confirma que os fatores de ajuste (f_β , f_R) e os parâmetros físicos adotados no código de Parâmetros Concentrados estão bem calibrados, proporcionando uma representação realista dos fenômenos da balística interna.

Complementando esta análise, a Figura 4.16 apresenta o perfil de velocidade no domínio do tempo. A curva exibe o comportamento sigmoidal característico, refletindo a resposta inercial do projétil à força de pressão.

A partir da evolução temporal, é possível determinar a duração exata do percurso interno no cano. Conforme indicado na figura, o projétil atinge a boca e sai do cano em $t_{saída} = 0,752$ ms. Este parâmetro temporal é crucial para definir as condições de contorno transientes nas subseqüentes simulações de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) do campo de escoamento da balística intermediária.

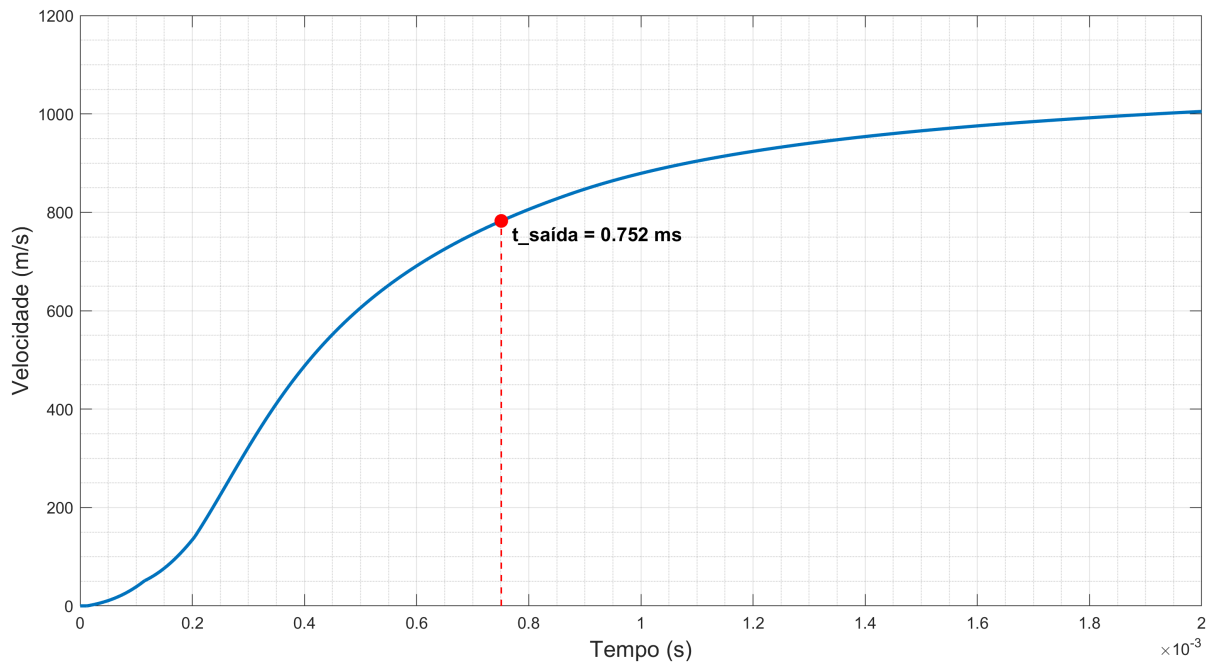


Figura 4.16 – Velocidade do projétil em função do tempo, destacando o instante de saída do cano.

4.4.3 Evolução da pressão na câmara

O comportamento da curva balística numérica do projétil, ilustrado na Figura 4.17, exhibe o perfil clássico esperado para ciclos de balística interna.

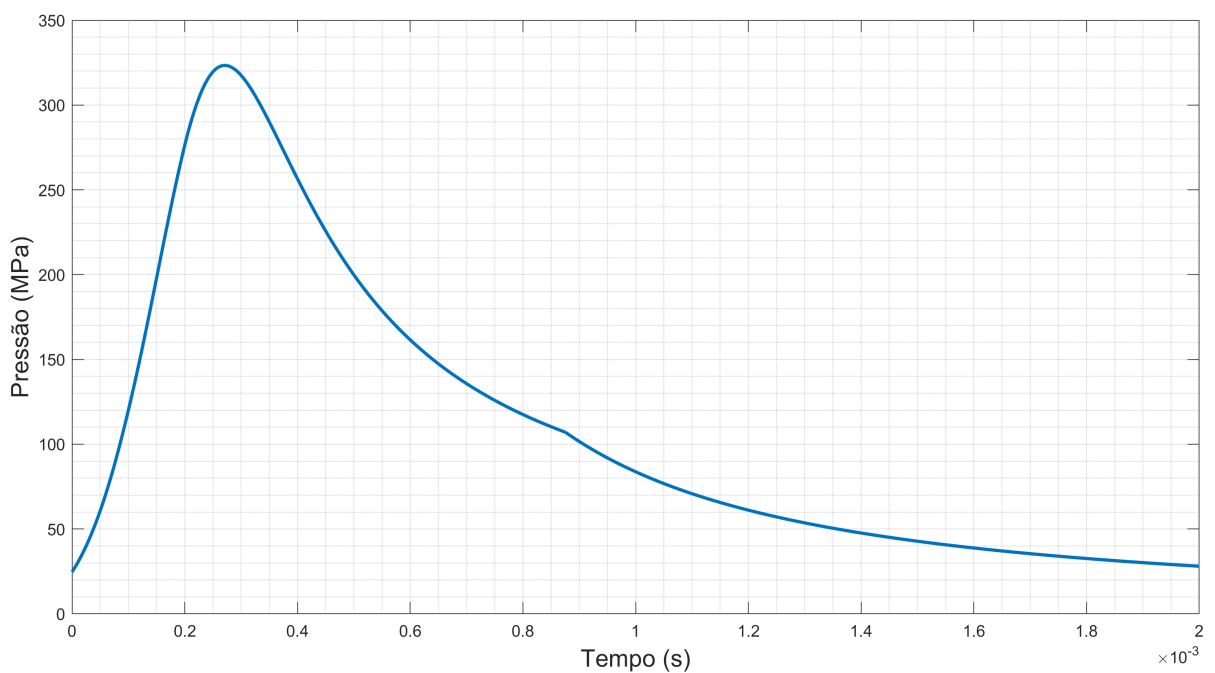


Figura 4.17 – Cua balística pelo método numérico.

Observa-se uma ascensão abrupta da pressão nos instantes iniciais (0 a 0,27 ms), impulsionada pela taxa de geração de gases proveniente da queima do propelente. O pico de pressão máxima atingido foi de 323,4 MPa, ocorrendo no instante 0,271 ms. Após atingir este máximo, o volume criado pelo deslocamento do projétil aumenta a uma taxa superior à geração de gases, resultando na fase de expansão adiabática, onde a pressão decai progressivamente até atingir valores próximos a 25 MPa no final do tempo simulado. Vale ressaltar que a magnitude deste pico foi diretamente influenciada pelo fator de correção da taxa de queima ($f_\beta = 0,85$), utilizado para adequar o modelo teórico aos dados experimentais, atenuando a vivacidade teórica do propelente.

Um aspecto crítico do modelo de balística interna é a distinção entre a pressão de estagnação medida na câmara de combustão e a pressão estática real atuando na base do projétil. A Figura 4.18 apresenta uma análise comparativa destas duas variáveis termodinâmicas ao longo do tempo.

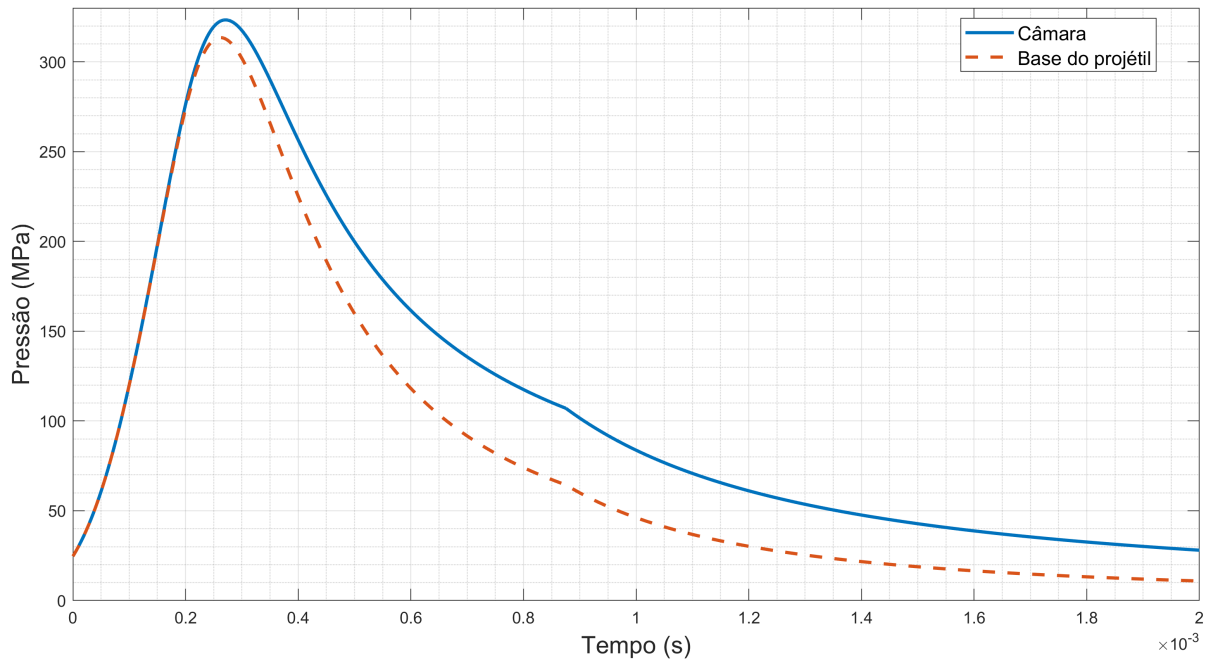


Figura 4.18 – Comparação entre a pressão média da câmara e a pressão na base do projétil.

Como ilustrado no gráfico, a pressão atuando na base do projétil (linha tracejada laranja) é consistentemente menor do que a pressão média da câmara (linha contínua azul) durante todo o ciclo balístico, tendo o seu valor de pico de 313,56 MPa no tempo de 0,262 ms, valor esse 3,04% menor do que a pressão de pico na câmara .

Fisicamente, os gases propelentes possuem massa e inércia. Consequentemente, uma parte da pressão gerada na câmara é consumida para acelerar a própria coluna de gás atrás do projétil em movimento. A queda de pressão resultante, visível perto da região de pico de pressão (em $t = 0,271$ ms), confirma que o modelo contabiliza corretamente

a energia cinética dos gases propelentes, em vez de assumir uma distribuição de pressão uniforme dentro da alma do cano.

4.4.4 Pressão à frente do projétil

A Figura 4.19 ilustra a evolução temporal da pressão estática atuando na geometria frontal do projétil. Em contraste com a pressão de base, que é impulsionada pela termodinâmica da combustão do propelente, esta pressão frontal surge da rápida compressão da coluna de ar confinada no interior do cano à medida que o projétil acelera em direção à boca.

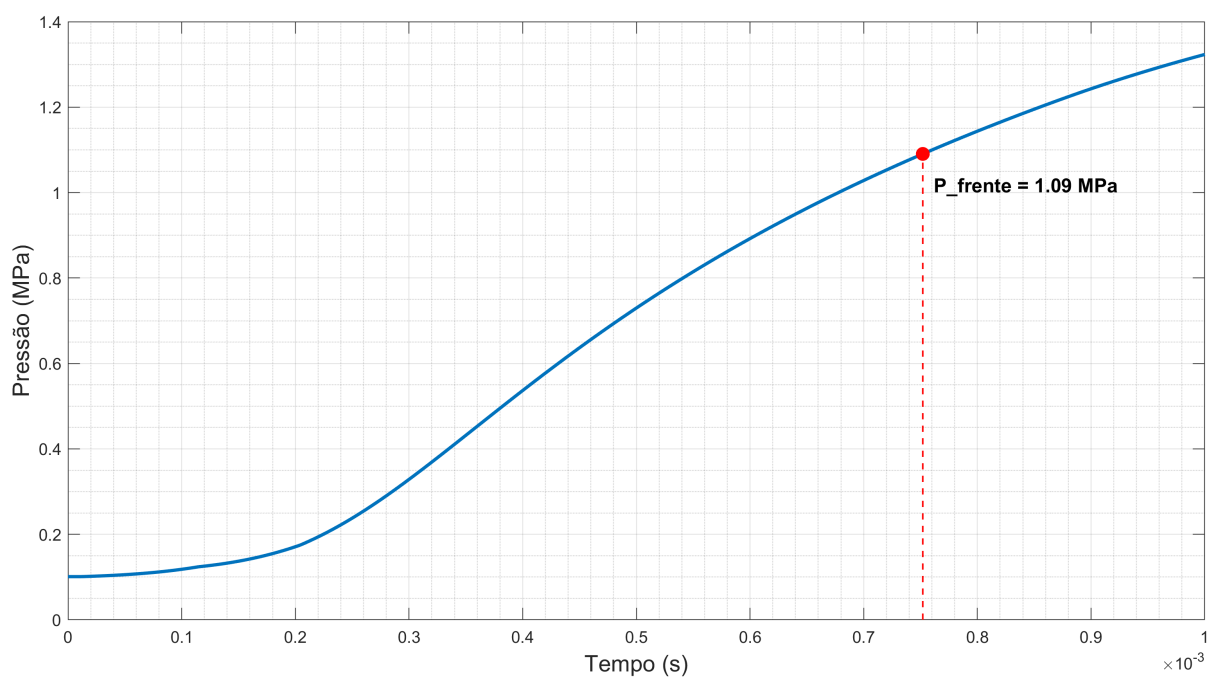


Figura 4.19 – Pressão à frente do projétil obtida via método numérico.

O gráfico demonstra a magnitude significativa desta resistência aerodinâmica. Partindo das condições atmosféricas iniciais, a pressão do ar aumenta à medida que o projétil ganha velocidade, atingindo 1,09 MPa no momento exato da saída da boca ($t = 0,752$ ms). Embora esta contra-pressão seja ordens de magnitude inferior às forças propulsivas geradas na câmara, sua quantificação precisa pelo código de parâmetros concentrados é crítica.

No ambiente de CFD, a pressão será calculada na face frontal do projétil a fim de verificar a concordância com a curva teórica aqui apresentada. A capacidade do modelo numérico de isolar e quantificar essa grandeza ao longo de todo o desenvolvimento da balística interna permite, portanto, verificar se as configurações adotadas estão reproduzindo a física do problema, validando a configuração do modelo para a balística interna, de tal

forma que a balística intermediária a ser analisada na fase subsequente possa fornecer dados precisos e coerentes com o fenômeno físico.

4.4.5 Comparação entre a curva balística do projétil e a curva experimental

A Figura 4.20 mostra a comparação entre a curva balística média experimental e a curva numérica. Observa-se que ambas apresentam a mesma tendência geral de evolução da pressão ao longo do tempo, com coincidência satisfatória nas fases de ascensão e expansão.

De acordo com o Modelo Termodinâmico de Balística Interna com Parâmetros Globais, padronizado pela STANAG 4367 (OTAN (2000)), a calibração entre as previsões teóricas e os dados experimentais é realizada por meio de fatores de ajuste. Estes fatores permitem compensar incertezas nas medições e variações nas propriedades do sistema, garantindo que o modelo represente fielmente a pressão máxima da câmara e a velocidade de boca do projétil.

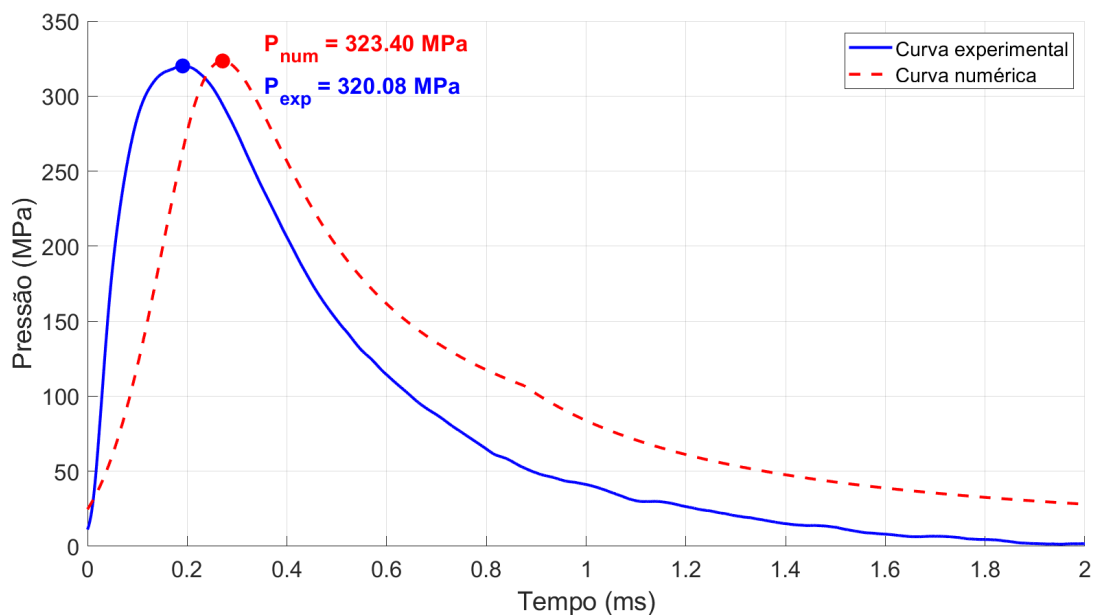


Figura 4.20 – Comparação das curvas experimental e numérica.

Para o presente trabalho, foram adotados os fatores de correção apresentados na Tabela 4.7. O fator de correção da taxa de queima (f_{β}), utilizado para ajustar a pressão máxima da câmara, foi definido em 0,85. Este valor indica que, para alinhar o modelo aos dados observados, foi necessário considerar uma eficiência de queima ligeiramente inferior à teórica.

Tabela 4.7 – Fatores de ajuste.

Variável	Valor	Descrição
f_β	0,85	fator de correção da taxa de queima
f_F	1	fator de correção do ímpeto do propelente
f_R	1	fator de correção de resistência ao movimento

Por outro lado, os fatores de correção do ímpeto do propelente (f_F) e de resistência ao movimento (f_R), associados na literatura à resistência do cano e ao momento angular do projétil, foram mantidos unitários, indicando que o modelo teórico padrão, sem modificações na força do propelente ou nas resistências passivas ao longo do cano, foi suficiente para descrever adequadamente a velocidade de boca observada nos ensaios à temperatura ambiente.

A comparação entre os resultados obtidos pelo modelo numérico desenvolvido e os dados experimentais de referência revela uma defasagem temporal perceptível, particularmente na fase de ascensão da curva de pressão. Este fenômeno de atraso entre resultados teóricos e medidos é uma ocorrência comum em estudos de balística interna e foi documentado no trabalho de Cronemberger et al. (2014), conforme ilustrado na Figura 4.21.

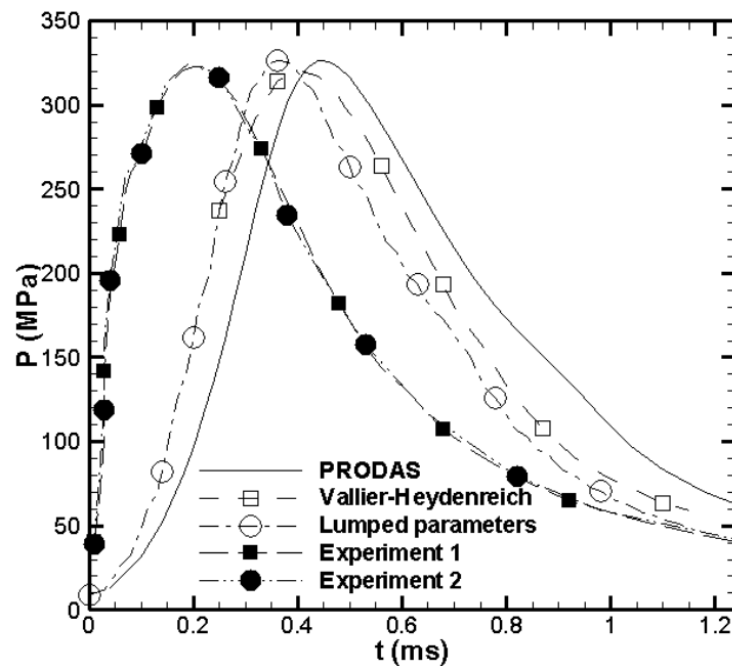


Figura 4.21 – Evolução da pressão ao longo do tempo, evidenciando diferenças e atrasos entre métodos teóricos e resultados experimentais (CRONEMBERGER et al., 2014).

A análise da figura demonstra que, embora as inclinações das curvas experimentais possam ser mais acentuadas antes do pico de pressão, os modelos teóricos tendem a apresentar um deslocamento temporal em relação às medições físicas.

A principal causa para a defasagem temporal observada reside nas limitações intrínsecas ao procedimento experimental de aquisição de dados. Conforme detalhado por Cronemberger et al. (2014), o transdutor de pressão é tipicamente posicionado à frente do estojo e, para evitar a captura de ruídos, a gravação dos dados é iniciada apenas após a pressão superar um limiar predefinido (11 MPa no estudo de referência).

Consequentemente, o registro experimental inicia-se quando o projétil já está em movimento, criando um descompasso natural em relação à simulação numérica, que computa o fenômeno desde o instante zero da ignição.

Adicionalmente, Cronemberger et al. (2014) observa que modelos de parâmetros concentrados tendem a atingir o pico de pressão mais precocemente do que outras abordagens teóricas (como o PRODAS), devido às distintas formulações das leis de queima. É fundamental destacar, contudo, que esse deslocamento temporal é um comportamento esperado e conhecido na literatura, não invalidando a representatividade física do modelo.

Visto que a magnitude e o perfil da curva de pressão se mostram coerentes, a solução numérica valida-se como uma condição de contorno robusta para as simulações subsequentes de balística intermediária no Ansys Fluent, sem acarretar prejuízos à precisão da análise fluidodinâmica.

5 ANÁLISE FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL

5.1 Considerações Iniciais

O presente capítulo tem como objetivo apresentar a aplicação de técnicas de análise fluidodinâmica computacional (CFD) para a investigação de fenômenos associados à balística intermediária em armamentos de calibre 5,56 mm. Tendo como base a construção do modelo numérico da balística interna apresentada no capítulo anterior, buscou-se caracterizar a dinâmica dos gases no momento da passagem do projétil pela boca do cano, caracterizando a transição da balística interna para a externa, com o intuito de identificar padrões de escoamento e avaliar qualitativamente o fenômeno da balística intermediária.

A fim de realizar a análise CFD, foram empregadas soluções computacionais consolidadas na temática analisada: o *Ansys Fluent*, para condução das simulações CFD, e o *Ansys ICEM CFD*, para geração da geometria e malha numérica. O *Ansys Fluent* é amplamente reconhecido como o software líder da indústria em simulação de fluidos, graças à sua modelagem física avançada e precisão comprovada (ANSYS, 2025).

Ao longo deste capítulo, serão discutidos os procedimentos adotados para a modelagem, bem como as condições de contorno consideradas, culminando na apresentação e interpretação dos principais resultados obtidos. A análise final fornece uma visão consistente do comportamento do escoamento e de suas implicações para o desempenho balístico, estabelecendo uma base sólida para estudos complementares e para o aprimoramento dos processos de projeto e desenvolvimento de fuzis e carabinas.

5.2 Geometria do Domínio de Simulação

A geometria do domínio de simulação foi implementada no *Ansys ICEM CFD* com o objetivo de realizar simulações 3D axissimétricas. Dada a axissimetria do problema, as variáveis fluidodinâmicas independem da coordenada azimutal (θ). Assim, a modelagem foi estruturada adotando-se um domínio computacional definido pelas coordenadas cilíndricas axial (x) e radial (r), correspondente a um plano de θ constante. O eixo x , portanto, constitui o eixo de revolução de um escoamento intrinsecamente tridimensional axissimétrico. A Figura 5.1 traz a divisão dos domínios, com as dimensões fora de escala, para ilustrar a delimitação entre as regiões.

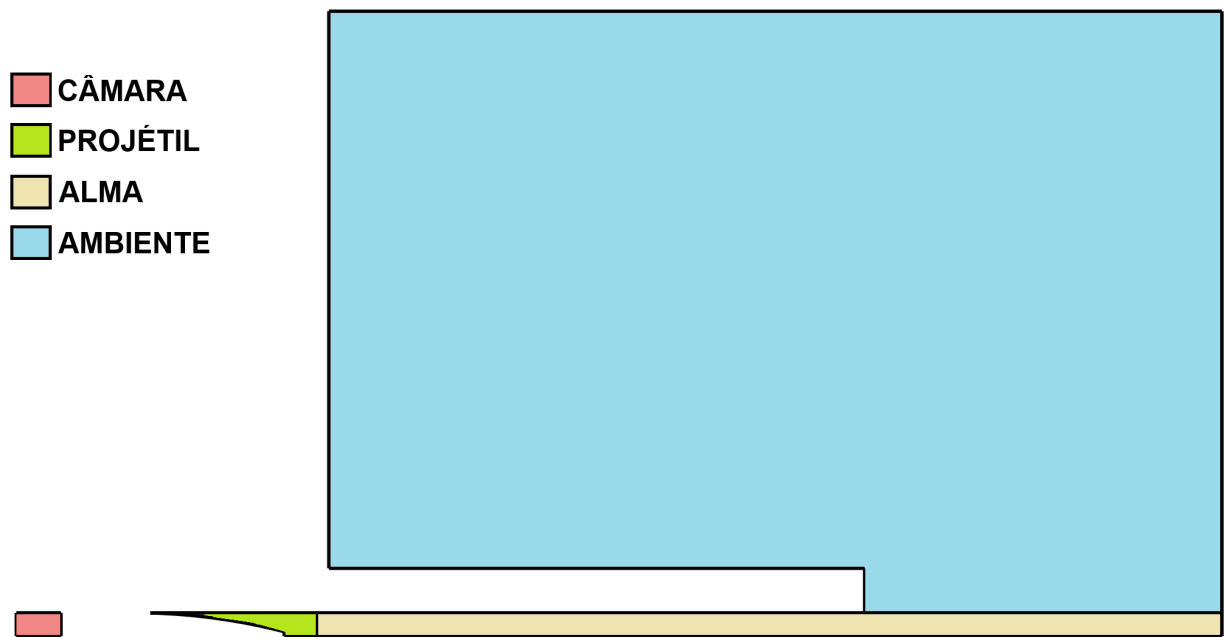


Figura 5.1 – Divisão dos domínios de simulação a serem implementadas no ICEM CFD.

O domínio foi dividido em quatro regiões, definidas da seguinte forma:

- **Câmara:** região que representa a câmara de disparo e onde se estabelecem as condições iniciais de pressão/temperatura;
- **Projétil:** representação do projétil baseado no calibre OTAN 5,56 mm;
- **Alma:** região defronte ao deslocamento axial do projétil, incluindo a parede do cano e a região de interface com o ambiente.
- **Ambiente (*farfield*):** domínio exterior que permite a modelagem do escoamento após o projétil deixar o cano (balística intermediária).

A geometria do projétil foi construída com dimensões aproximadas de um projétil padrão OTAN 5,56 mm e, para que a modelagem captasse a dinâmica relevante do fenômeno, considerou-se as superfícies internas relevantes para o acoplamento com a malha da alma. Alguns detalhes de pequena escala foram suprimidos, tendo em vista que não influenciam significativamente os gradientes de pressão ou as interações mecânicas entre projétil e alma, visando reduzir o custo computacional. Todas as simplificações foram realizadas buscando manter a representatividade física necessária para os fenômenos estudados.

A Figura 5.2 ilustra a estrutura geral do domínio de simulação (representado fora de escala para facilitar o entendimento) e traz o dimensional (em *mm*) de cada componente geométrico do modelo a ser estudado.

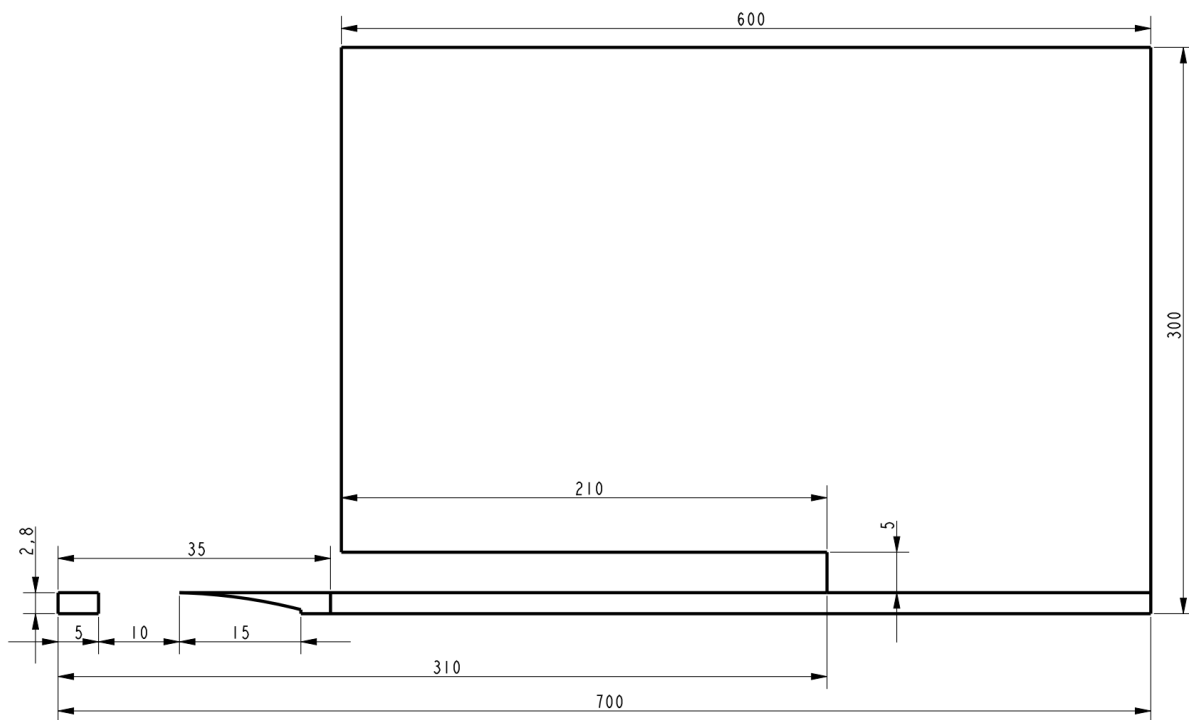


Figura 5.2 – Dimensões da geometria modelada no *ICEM CFD*.

Para que as condições de contorno pudessem ser aplicadas adequadamente à simulação, as fronteiras da geometria foram definidas conforme a Figura 5.3, já contemplando o tipo de condição de contorno que será aplicada na fase de análise fluidodinâmica.

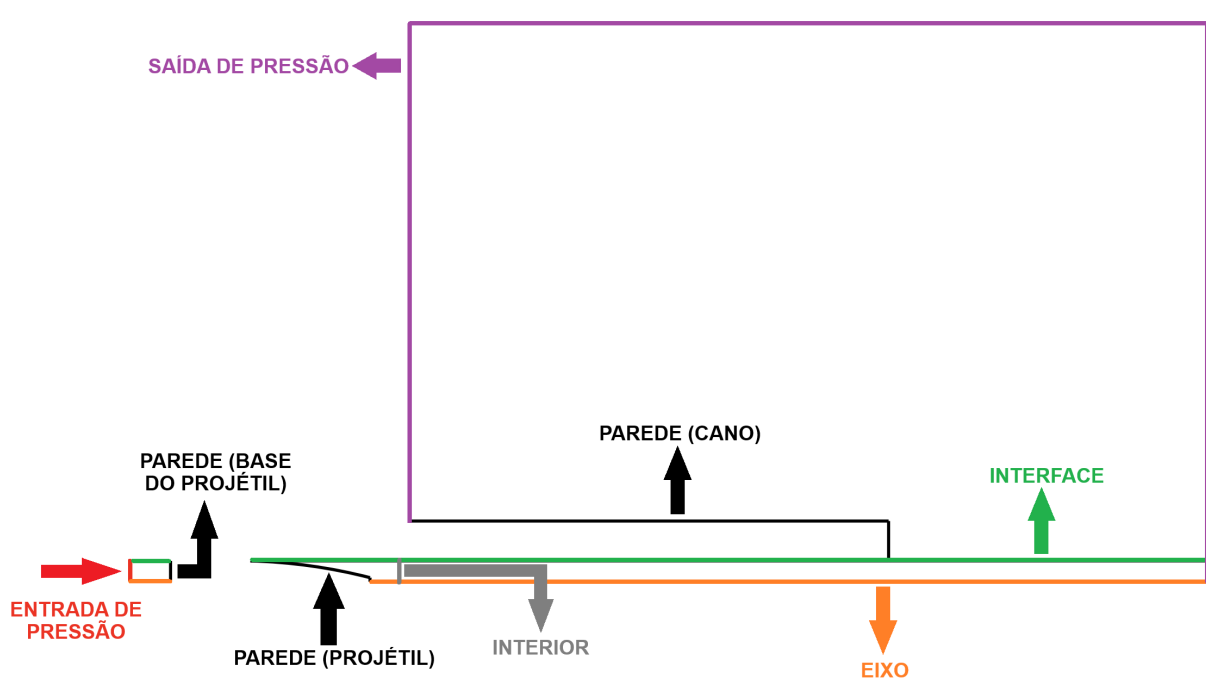


Figura 5.3 – Definição de fronteiras da geometria modelada no *ICEM CFD*.

Após realizado o planejamento de domínios, dimensões e tipos de fronteiras que seriam utilizados para simular a balística interna e intermediária, iniciou-se a fase de geração das malhas dos domínios, conforme pode ser verificado na seção a seguir.

5.3 Geração da Malha

A geração da malha foi realizada inteiramente no *Ansys ICEM CFD* empregando uma estratégia mista para a sua execução, com domínios com malha estruturada e não estruturada, visando otimizar a precisão local e a eficiência computacional global. Considerando a particularidade do problema que envolve o movimento do projétil com geometria própria ao longo da alma e posterior entrada na região do ambiente, optou-se por definir a malha de forma a retratar a física do problema de modo coerente, com características que permitissem verificar as nuances do fenômeno da balística intermediária com maior detalhamento. Assim sendo, as malhas dos domínios foram definidas com as seguintes premissas:

- Utilização de malha estruturada nos domínios da câmara, alma e ambiente, garantindo controle preciso do espaçamento em direções axiais/radiais.
- Utilização de malha não estruturada no domínio do projétil, devido à sua geometria mais complexa e à necessidade de transição suave entre este domínio e o da alma e do ambiente.

5.3.1 Detalhes específicos por região

Ambiente (*Farfield*): o domínio do ambiente foi dividido em três blocos (Figura 5.4) de maneira a concentrar maior densidade de nós nas proximidades imediatas ao escape do projétil (área de interesse para a balística intermediária).

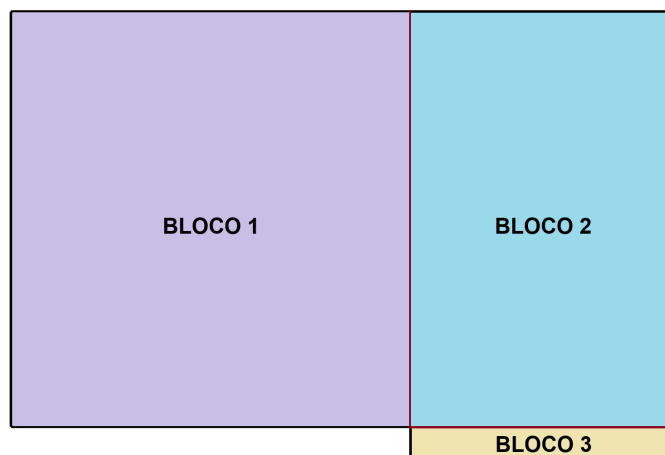


Figura 5.4 – Divisão em três blocos para geração de malha no domínio ambiente.

Essa divisão em três blocos permitiu gradientes de refinamento suaves desde a saída do cano até o domínio externo, melhorando a resolução das estruturas de pressão geradas pelo projétil após o disparo. Além disso, a Tabela 5.1 traz os parâmetros utilizados nos domínios do ambiente.

Tabela 5.1 – Parâmetros da malha estruturada do domínio ambiente.

Região	Nós em x	Nós em y
Bloco 1	210	292
Bloco 2	390	292
Bloco 3	390	30

Câmara e Alma: nos domínios da câmara e da alma foram utilizadas malhas estruturadas. Para que estas fossem geradas, foi realizada a blocagem (blocking) no *ICEM CFD* e, para cada domínio, foi definido um único bloco principal de tal forma que o número de nós na direção axial e vertical da seção foi especificado visando a obtenção do espaçamento desejado. A escolha do número de nós em x foi realizada a fim de garantir que o deslocamento mínimo do projétil entre passos de tempo fosse adequado para que a técnica de *layering* (avanço em camadas) pudesse ser aplicada adequadamente durante a fase de simulação.

A Tabela 5.2 traz os parâmetros utilizados nos domínios da câmara e da alma.

Tabela 5.2 – Parâmetros da malha estruturada dos domínios câmara e alma.

Região	Nós em x	Nós em y
Câmara	30	11
Alma	27	665

Projétil: utilização de malha não estruturada, com a finalidade de obter uma discretização adequada das superfícies próximas às curvas, abrangendo detalhes do perfil do projétil. A base do projétil foi configurada como parede. Já na face frontal da malha não estruturada do projétil, foi feita uma operação de mescla dos nós utilizando a ferramenta *merge nodes* do *ICEM CFD*. A operação de mesclagem dos nós foi essencial para:

1. Garantir a coincidência entre os nós da malha estruturada da alma e da malha não estruturada do projétil.
2. Permitir a aplicação de técnicas de avanço de camadas (*layering*) posteriormente na simulação, quando o projétil se desloca ao longo da alma.

Além disso, foi aplicado o *Laplace Smoother* na malha não estruturada do projétil, com o objetivo de otimizar a qualidade dos elementos da malha, implicando na redução de *skewness* (assimetria) e na melhoria na distribuição dos tamanhos dos elementos. A Figura 5.5 traz a malha configurada no ICEM CFD.

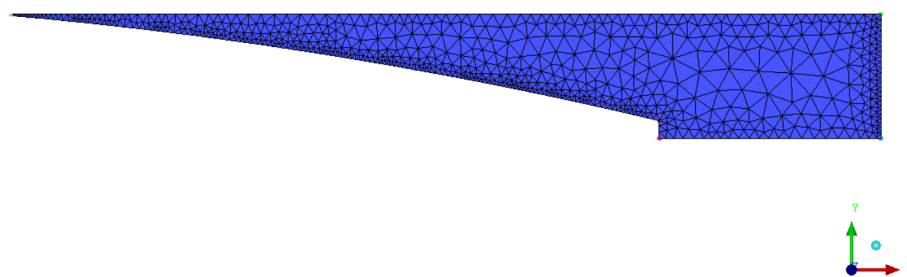


Figura 5.5 – Malha do projétil modelada no *ICEM CFD*.

5.3.2 Malha completa

De posse das malhas de cada domínio definidas e modeladas no ICEM CFD, foi confeccionada a malha completa do sistema que foi exportada em formato compatível com o solver utilizado (*.msh*), mantendo as zonas correspondentes às quatro regiões e preservando as condições de fronteira necessárias para a simulação (paredes, entradas/saídas, interfaces de acoplamento e interior). A Figura 5.6 apresenta a versão final da malha configurada para a simulação, bem como destaca o detalhe do acoplamento entre os domínios da câmara, projétil e alma.

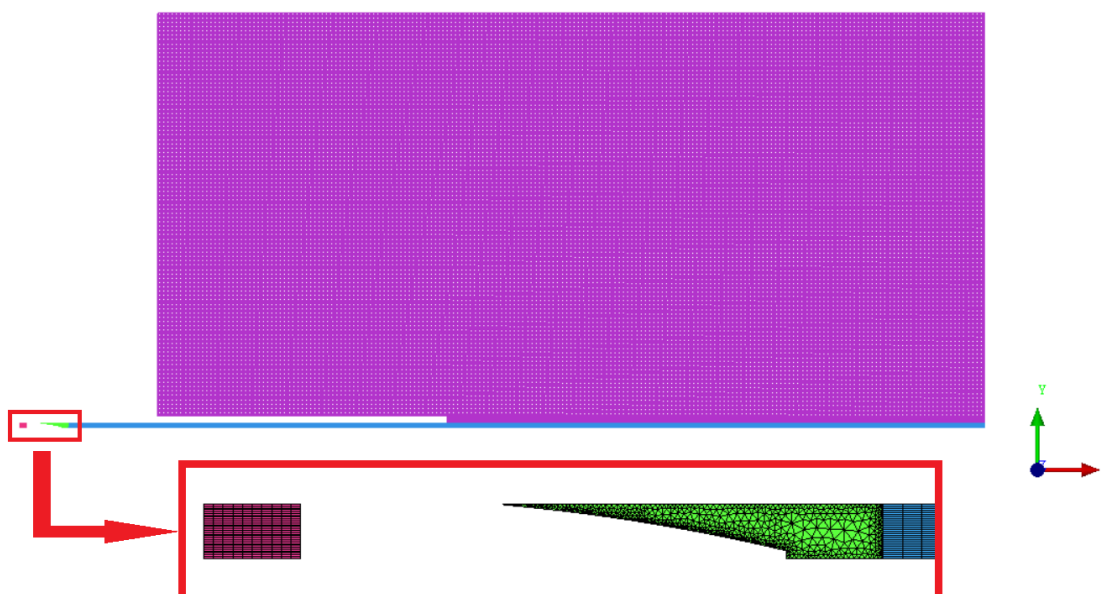


Figura 5.6 – Malha completa e detalhamento do acoplamento dos domínios da câmara, projétil e alma.

5.4 Simulação

Para a condução do estudo da dinâmica computacional dos fluidos foi utilizado o software *Ansys Fluent*. A adequação desta ferramenta para o estudo da balística interna e intermediária fundamenta-se em suas robustas capacidades de modelagem física avançada. Além disso, o software dispõe de *solvers* baseados em densidade, essenciais para a captura de fenômenos de alta compressibilidade e escoamentos em regimes de alta velocidade, como os encontrados no estudo aqui realizado.

Além disso, suas funcionalidades de movimento dinâmico de malha (do inglês, *Dynamic Mesh Motion* - DMM) e do solver de 6 graus de liberdade (do inglês, 6 degrees of freedom - DOF) utilizados nesta simulação são ferramentas essenciais para calcular o movimento do projétil. De acordo com Ansys (2025), o *Fluent* é reconhecido por seus modelos avançados de turbulência, combustão e escoamentos multifásicos, permitindo uma representação fiel da física de problemas complexos, como é o caso da análise da balística interna e intermediária.

Assim sendo, escolhido o *Ansys Fluent* como software CFD a ser utilizado, deve-se definir as configurações adequadas do *solver* para que a física do problema seja implementada coerentemente, de modo a trazer os resultados condizentes com os observados de forma experimental. Desta feita, os próximos tópicos tratarão das configurações utilizadas nesse trabalho.

5.4.1 Configurações do solver

A configuração do solver foi definida para capturar com precisão a física complexa do problema, envolvendo os efeitos de compressibilidade em alta velocidade inerentes ao problema em pauta. A seguir, será realizado o detalhamento de cada parâmetro utilizado na simulação e sua justificativa.

5.4.1.1 Formulação do escoamento

O escoamento foi modelado como axissimétrico e transiente. A simetria axial é uma simplificação geométrica que reduz o custo computacional em problemas tridimensionais que possuem simetria rotacional em torno de um eixo central (no caso em pauta, o eixo x). A Figura 5.7 demonstra a malha axissimétrica espelhada em relação ao eixo X carregada no *Ansys Fluent*.

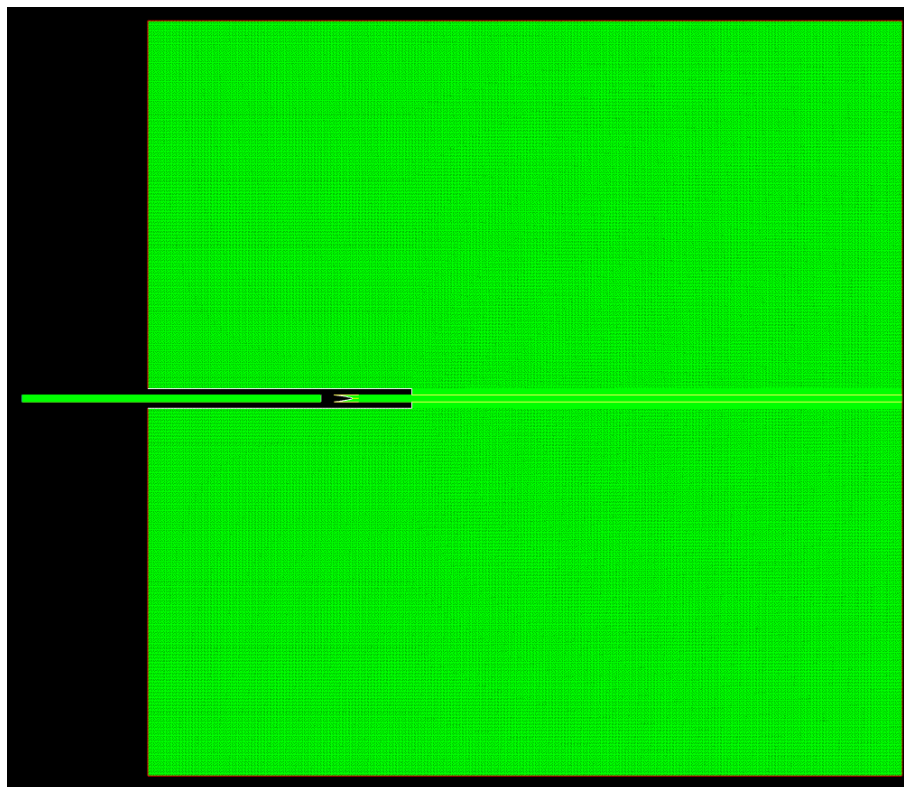


Figura 5.7 – Malha axissimétrica (espelhada em relação ao eixo X) no ambiente de trabalho do *Ansys Fluent*.

Ainda sobre a física do problema, a formulação transiente é a mais adequada ao estudo da balística, tendo em vista que o problema envolve fenômenos cujas propriedades mudam significativamente ao longo do tempo, como a propagação de ondas de choque ou o próprio movimento do projétil.

Foi selecionado um *solver* baseado em densidade (*Density-Based*). Diferente dos *solvers* baseados em pressão (usualmente empregados para escoamento incompressível ou de baixa velocidade), o *Density-Based solver* é robusto e preciso para regimes de escoamento compressível, como os transônicos e supersônicos. Nesses regimes, a densidade varia significativamente, tornando-a uma variável primária ideal para a solução acoplada das equações de continuidade, quantidade de movimento e energia (ANDERSON, 1995).

5.4.1.2 Modelo de Turbulência

Para o fechamento das equações de *Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (URANS), adotou-se o modelo de turbulência *k- ϵ realizable*. O modelo *k- ϵ* é um modelo de duas equações amplamente utilizado que resolve equações de transporte para a energia cinética de turbulência (*k*) e sua taxa de dissipação (ϵ). De acordo com (SHIH et al., 1995), a variante *realizable* foi escolhida em detrimento do modelo *k- ϵ* padrão por oferecer vantagens significativas, uma vez que ela satisfaz restrições matemáticas nas tensões de

Reynolds, o que melhora a predição de escoamentos com grandes gradientes de pressão, separação de fluxo e vórtices, condições esperadas no presente estudo.

5.4.1.3 Propriedades do Fluido

O fluido de trabalho, o ar, foi tratado como um gás real. A suposição de gás ideal falha em regimes de alta pressão e alta temperatura, onde as forças intermoleculares e o volume molecular finito se tornam não desprezíveis.

Para modelar adequadamente a densidade sob essas condições, foi empregada a equação de estado (EoS) de *Soave-Redlich-Kwong (SRK)*. A EoS SRK é uma equação cúbica que oferece um excelente balanço entre precisão e custo computacional para descrever o comportamento P-v-T (pressão-volume-temperatura) de gases reais em uma ampla gama de condições termodinâmicas (SOAVE, 1972).

A viscosidade dinâmica do ar não foi considerada constante, mas sim função da temperatura. Foi utilizada a Lei de *Sutherland*, uma formulação semi-empírica que descreve com precisão significativa o aumento da viscosidade em gases à medida que a temperatura aumenta (SUTHERLAND, 1893).

5.4.1.4 Métodos de Solução Numérica

Para garantir a precisão e a estabilidade da solução numérica ao longo da simulação, os esquemas de discretização espacial e temporal foram definidos conforme detalhado na Tabela 5.3. Adotou-se uma formulação implícita para o escoamento, acoplada ao esquema de fluxo *Roe-FDS* (Flux-Difference Splitting), que é altamente recomendado para capturar com nitidez as discontinuidades e ondas de choque características de escoamentos compressíveis transientes na balística.

A discretização espacial dos gradientes foi realizada pelo método *Least Squares Cell Based*, garantindo boa precisão computacional mesmo em malhas dinâmicas que sofrem deformação. Para as equações de fluxo, energia cinética de turbulência e taxa de dissipação, optou-se pelo esquema *Second Order Upwind*. Esta escolha de segunda ordem minimiza a difusão numérica artificial, essencial para preservar os fortes gradientes de pressão e velocidade do disparo. A formulação transiente também foi configurada como implícita de segunda ordem (*Second Order Implicit*), assegurando robustez temporal incondicional à simulação.

Tabela 5.3 – Métodos de solução espacial e temporal adotados no *solver*.

Parâmetro	Método / Formulação
Formulação	Implícita
Tipo de Fluxo	<i>Roe-FDS</i>
Discretização Espacial (Gradiente)	<i>Least Squares Cell Based</i>
Discretização Espacial (Fluxo)	<i>Second Order Upwind</i>
Energia Cinética de Turbulência (k)	<i>Second Order Upwind</i>
Taxa de Dissipação de Turbulência (ϵ)	<i>Second Order Upwind</i>
Formulação Transiente	<i>Second Order Implicit</i>

5.4.1.5 Controle do Passo de Tempo

A natureza transiente do disparo exige um controle rigoroso do avanço temporal. Um passo de tempo demasiadamente grande poderia levar à divergência numérica, enquanto um passo excessivamente pequeno aumentaria o custo computacional de forma proibitiva.

Para otimizar o processamento, adotou-se uma estratégia de passo de tempo variável, ajustado conforme as diferentes fases da balística interna e intermediária, conforme apresentado na Tabela 5.4. Em regiões de transição da balística interna para a externa, o refinamento temporal foi intensificado até 1×10^{-7} s, sendo gradualmente relaxado nas fases de escoamento mais estabilizado.

Tabela 5.4 – Passos de tempo utilizados ao longo da simulação.

Intervalo de iterações	Passo de Tempo [s]
1 – 600	1×10^{-6}
601 – 850	5×10^{-7}
851 – 1100	1×10^{-7}
1101 – 1850	5×10^{-7}

5.4.1.6 Movimento do Projétil

A interação do fluido com o projétil em movimento foi gerenciada através de um *Dynamic Mesh Model (DMM)*. Essa abordagem permite que a malha computacional se deforme ou seja reconfigurada para acomodar o deslocamento do projétil.

O movimento do projétil em si foi calculado por um solucionador de Seis Graus de Liberdade (do inglês, *6 Degrees of Freedom*, ou 6DOF). O *solver* 6DOF calcula o

movimento de translação e rotação do corpo rígido integrando as forças e momentos aerodinâmicos (pressão e cisalhamento) que atuam sobre suas superfícies a cada passo de tempo. Para o caso em estudo, o 6DOF foi configurado para permitir um único grau de liberdade, o movimento de translação ao longo do eixo x (cano do armamento), modelo mais adequado para as configurações do problema analisado.

A técnica de atualização da malha especificada foi o *Layering* (camadas), ideal para movimentos lineares ou rotacionais bem definidos (como um pistão em um motor ou um projétil em um cano), onde camadas de células são adicionadas ou removidas adjacentes ao contorno em movimento, preservando a qualidade da malha sem a necessidade de um re-malhamento completo, que seria computacionalmente mais custoso (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Tabela 5.5 – Resumo da simulação.

Aspecto da Simulação	Modelo Utilizado	Configuração do modelo
Formulação de Fluxo	Axissimétrica, Transiente	Baseada em densidade
Turbulência	k-epsilon	Realizable
Fluido	Ar	Gás real
Fluido (densidade)	Gás real	Soave-Redlich-Kwong
Fluido (viscosidade)	Viscosidade Dinâmica	Sutherland
Movimento do Projétil	Dynamic Mesh + 6DOF	Layering

5.4.2 Geração da Curva Interpolada e Implementação na UDF

A curva de pressão numérica em função do tempo foi obtida e devidamente validada no capítulo anterior, de tal forma que será utilizada como dado de entrada para a simulação. Os pontos da pressão na câmara pelo tempo se encontram disponíveis sob a forma discreta de pares de tempo e pressão (t_i, P_i) e foram importados para um compilador de linguagem C, com o objetivo de gerar uma função contínua que representasse de forma suave o comportamento da pressão ao longo do tempo de deslocamento do projétil.

Para isso, empregou-se o método da *spline cúbica*, que consiste em ajustar, entre cada par de pontos consecutivos, um polinômio de terceiro grau cuja primeira e segunda derivadas são contínuas em toda a extensão do domínio. Essa abordagem garante uma transição suave entre os segmentos da curva e elimina descontinuidades de gradiente, as quais poderiam introduzir instabilidades numéricas durante a simulação.

A função interpolada resultante foi avaliada em mil pontos igualmente espaçados porém, para a exibição e ilustração do ajuste da curva com os pontos obtidos numericamente,

optou-se por exibir um ponto a cada 30 passos de tempo, permitindo comparar visualmente o ajuste obtido com a curva teórica original.

Posteriormente, os coeficientes da curva interpolada e os nós de tempo foram exportados para uma *User Defined Function (UDF)*. Essa função foi compilada e carregada no *Ansys Fluent* por meio do módulo *Compiled UDFs*. O valor de pressão $P(t)$ calculado é aplicado como condição de contorno variável no tempo na fronteira de entrada do domínio, configurada como *pressure-inlet*.

Dessa forma, o campo de pressão de entrada reproduz a evolução temporal da pressão obtida a partir do modelo balístico numérico, permitindo uma simulação mais realista do fenômeno em estudo. A Figura 5.8 apresenta a curva gerada, na qual observa-se uma concordância entre os valores experimentais e os valores obtidos pela interpolação.

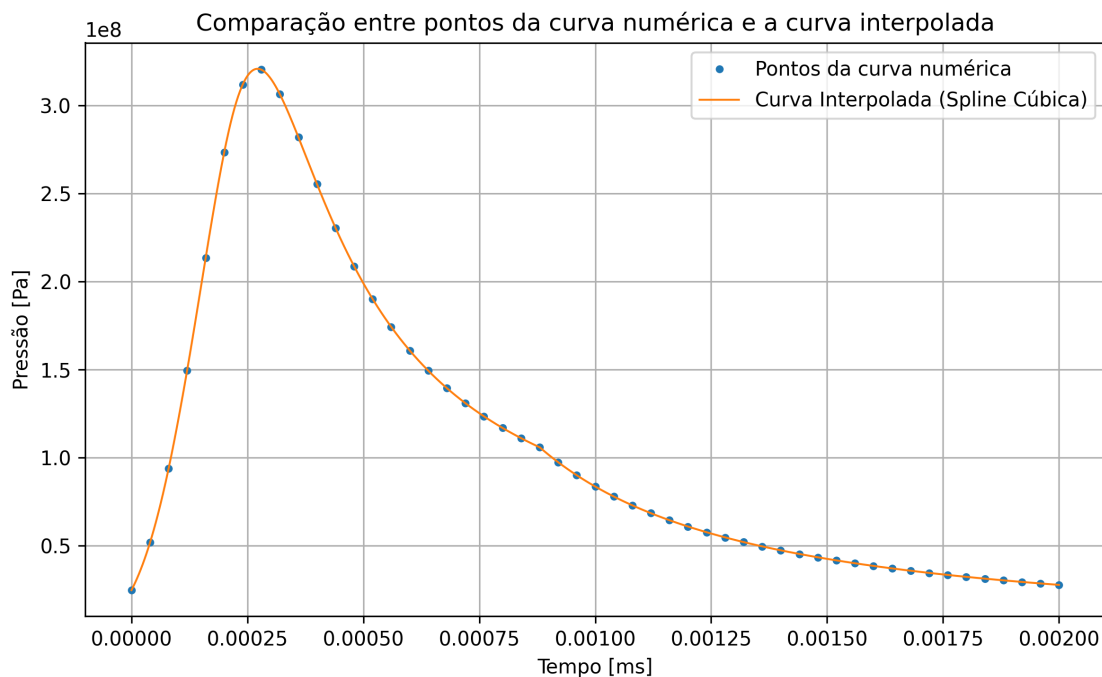


Figura 5.8 – Comparação entre pontos da curva numérica e a curva interpolada

5.5 Resultados da Fluidodinâmica Computacional (CFD)

5.5.1 Balística Interna no CFD

A primeira etapa da validação dos resultados obtidos no *Ansys Fluent* consiste na comparação direta com os dados gerados pelo modelo numérico 0D em *Matlab/Simulink*. Esta verificação é crucial para garantir que a transferência das condições de contorno e a movimentação da malha dinâmica ocorreram conforme o planejado.

Inicialmente, avaliou-se o instante de saída do projétil da boca do cano. O modelo

em *Matlab/Simulink* previu a saída em $t = 0,752$ ms, enquanto a simulação em *Ansys Fluent* registrou o evento em $t = 0,741$ ms. O erro percentual associado a esta divergência temporal é de aproximadamente 1,48%. Essa pequena diferença temporal é aceitável e pode ser atribuída às diferenças na integração temporal e na resolução espacial das forças resistivas entre os dois métodos.

No que tange à velocidade do projétil no momento da saída ($t = 0,741$ ms), observa-se uma concordância expressiva entre as metodologias. O modelo numérico indicou uma velocidade de $v = 777,4$ m/s, enquanto o CFD apresentou $v = 774,8$ m/s. A diferença percentual foi de apenas 0,34%, demonstrando que a conservação de momentum foi mantida com rigor na simulação fluidodinâmica. A Figura 5.9 ilustra a sobreposição das curvas de velocidade.

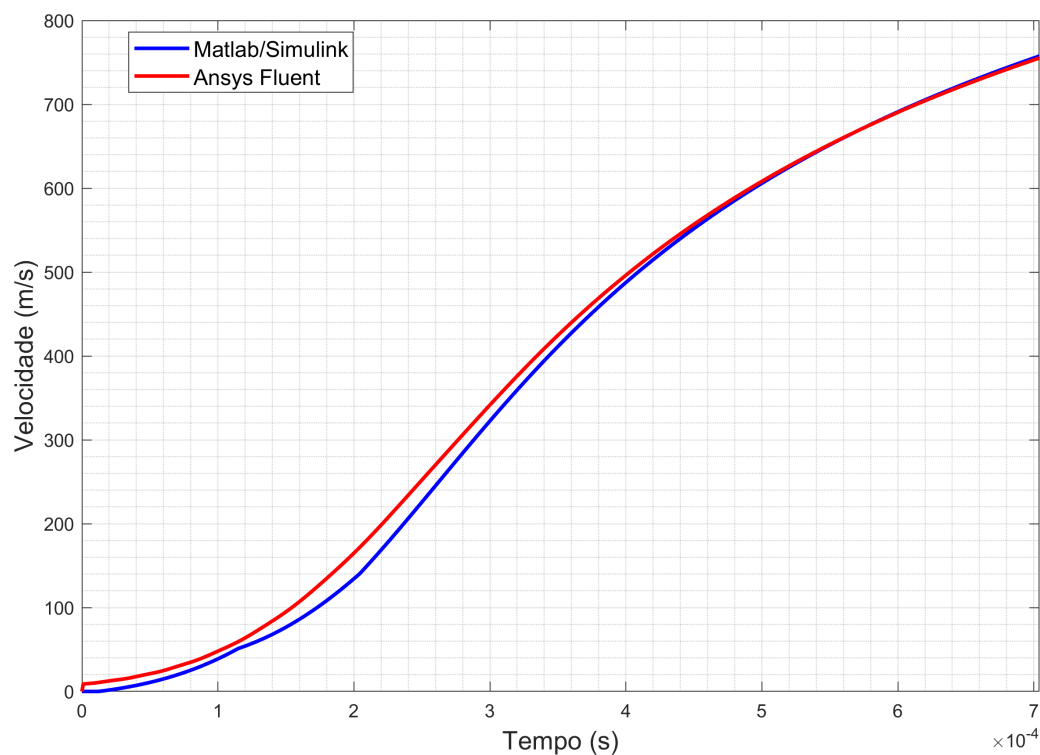


Figura 5.9 – Comparativo da evolução da velocidade do projétil.

Ao analisar a pressão na base do projétil (Figura 5.10), nota-se que, apesar de a tendência geral ser respeitada, a curva do CFD apresenta oscilações de alta frequência (ruído numérico) e uma leve divergência nos valores absolutos em relação ao modelo 0D. Tais ruídos são característicos de simulações com malha dinâmica, onde a criação e destruição de células próximas à base do projétil em movimento podem gerar pequenas perturbações de pressão. Além disso, o modelo 0D assume uma distribuição de pressão simplificada, enquanto o CFD resolve as ondas de choque internas que reverberam dentro do cano, justificando as flutuações físicas observadas.

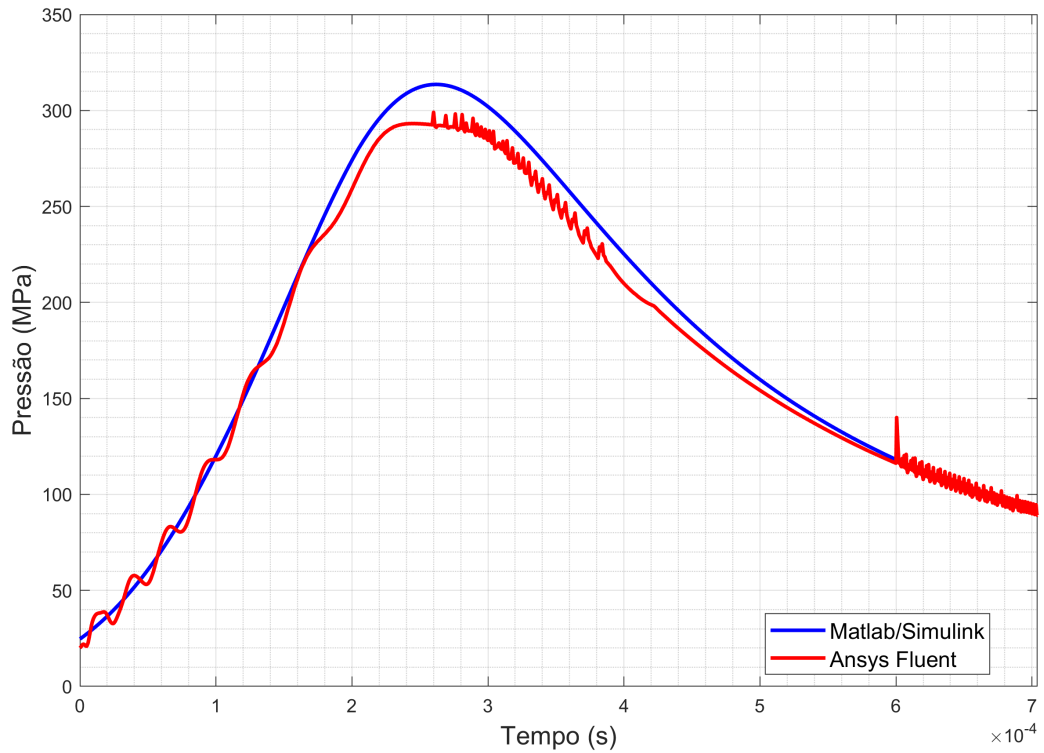


Figura 5.10 – Pressão atuante na base do projétil.

Por fim, a comparação da pressão resistiva na frente do projétil (Figura 5.11) apresenta a maior discrepância relativa.

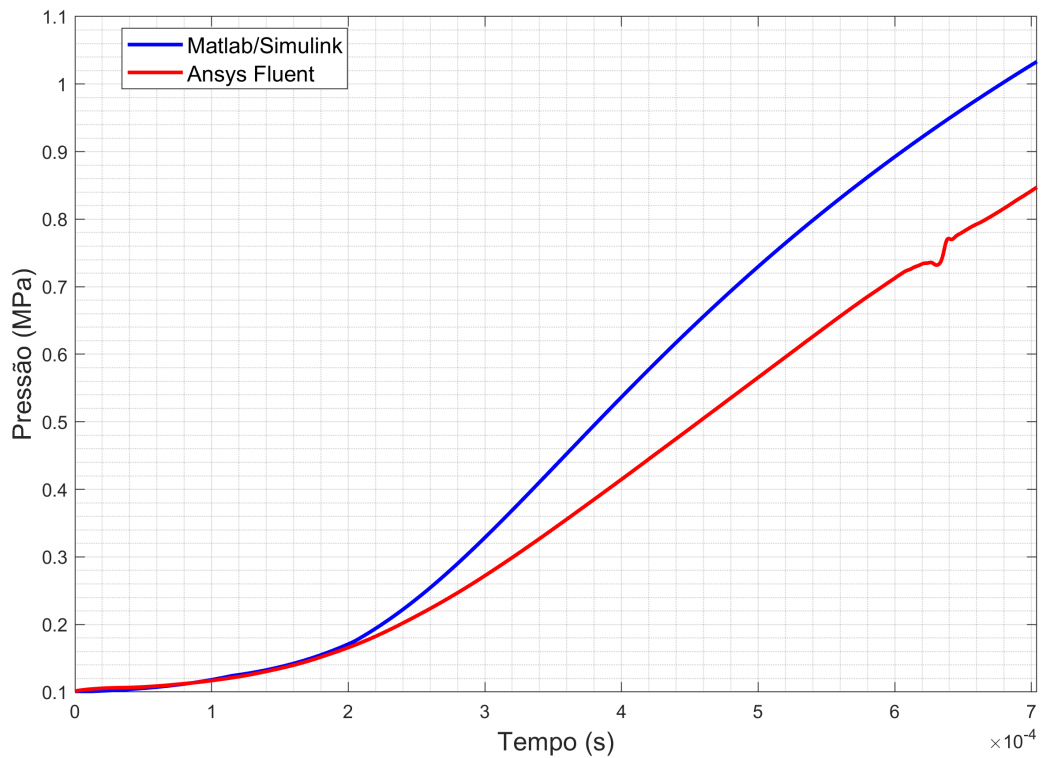


Figura 5.11 – Pressão resistiva na frente do projétil.

No instante $t = 0,703$ ms, o modelo numérico calculou $P_{frente_num} = 1,03$ MPa, enquanto o CFD indicou $P_{frente_cfd} = 0,85$ MPa. Este descolamento das curvas ocorre devido à sofisticação da modelagem aerodinâmica no Ansys Fluent. O modelo 0D trata a resistência do ar como uma força simplificada, superestimando a pressão frontal em altas velocidades. Já o CFD calcula o escoamento compressível real, permitindo que o ar flua ao redor da ogiva do projétil antes da formação completa das ondas de choque, resultando em uma pressão estática média menor na superfície frontal durante a fase interna do cano.

Em síntese, a elevada coerência quantitativa observada entre as duas abordagens, especialmente nos parâmetros críticos de desempenho (velocidade de boca e a pressão máxima de câmara) atestam a robustez do modelo computacional desenvolvido. Uma vez que as discrepâncias encontradas mantiveram-se dentro de margens aceitáveis para simulações de engenharia desta complexidade, considera-se validado o modelo de balística interna no *Ansys Fluent*, estabelecendo uma base física sólida e confiável para a investigação subsequente dos fenômenos da balística intermediária.

5.5.2 Análise dos Campos de Escoamento na Balística Intermediária

A simulação computacional realizada no Ansys Fluent permitiu a visualização detalhada da evolução temporal do escoamento na região da boca do cano. A análise dos contornos de pressão estática (Figura 5.12) e velocidade (Figura 5.13) revelam a estrutura complexa das ondas de choque, validando o modelo numérico frente à teoria clássica de balística intermediária apresentada esquematicamente na Fundamentação Teórica.

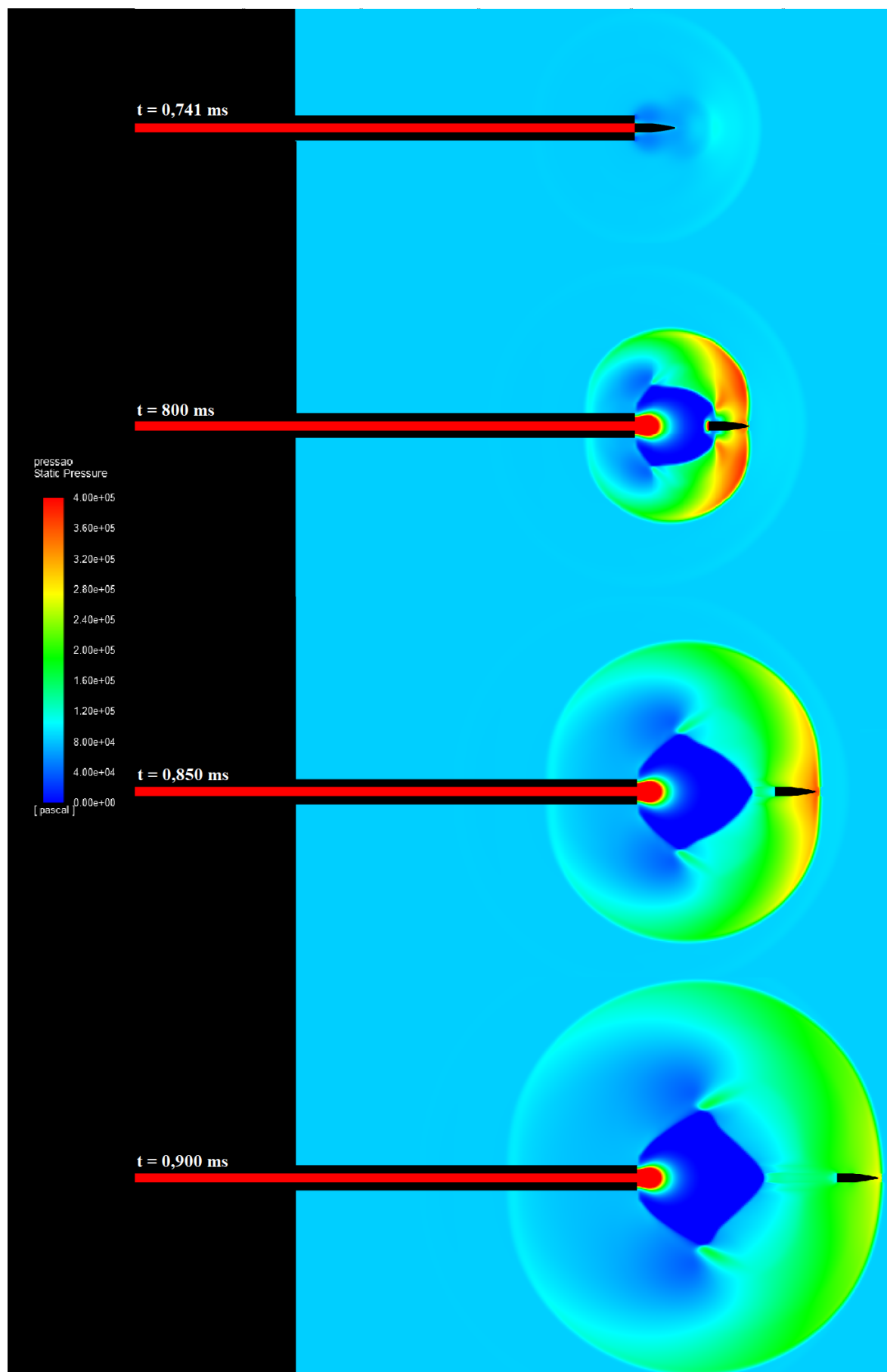


Figura 5.12 – Evolução temporal dos campos de pressão para os instantes 0,741 ms, 0,800 ms, 0,850 ms e 0,900 ms.

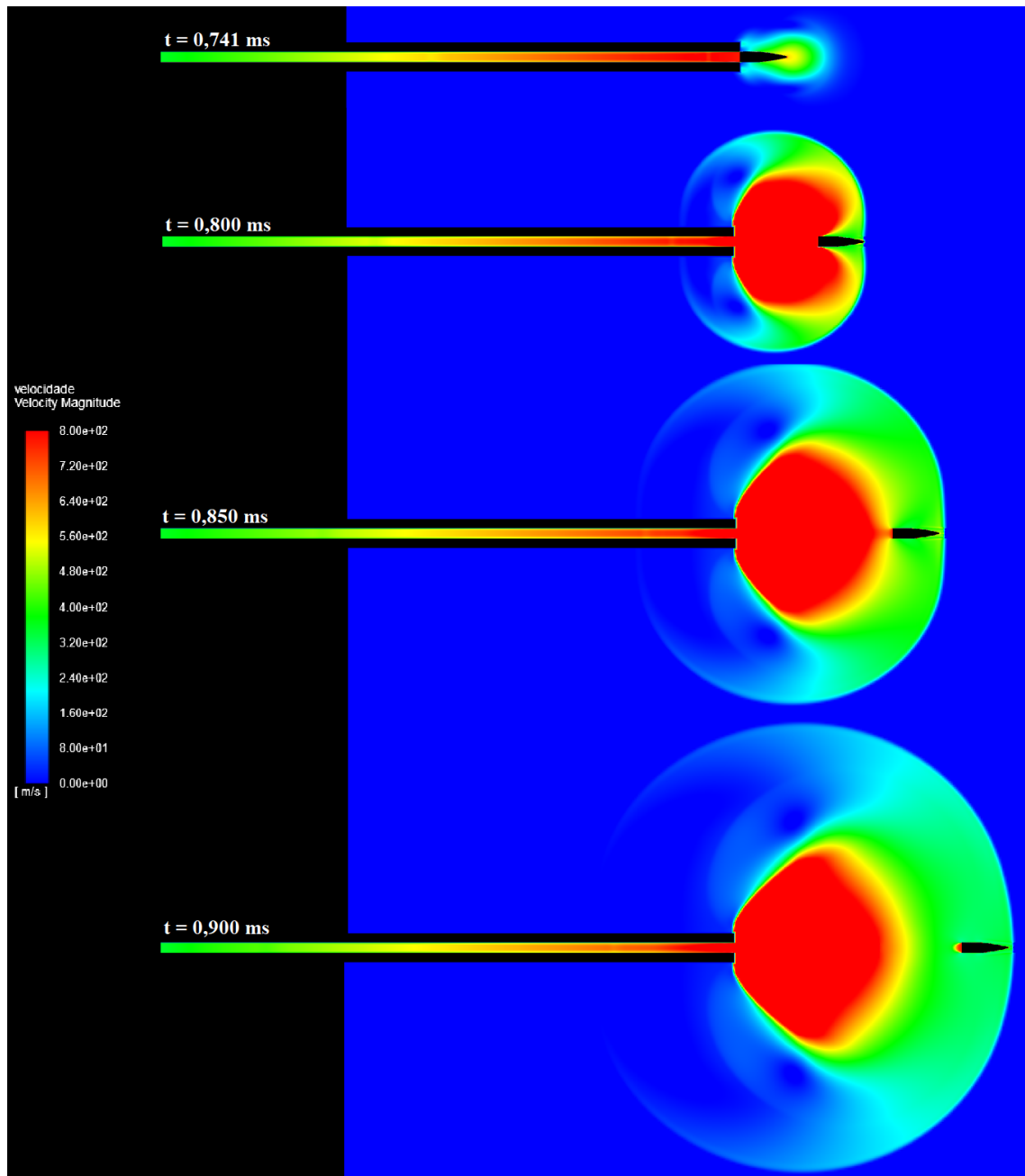


Figura 5.13 – Evolução temporal dos campos de velocidade para os instantes 0,741 ms, 0,800 ms, 0,850 ms e 0,900 ms.

Na Figura 5.12 é possível identificar claramente as seguintes estruturas:

1. *Onda de Choque Primária*: A frente de onda esférica que se propaga no ar ambiente.
2. *Disco de Mach*: Uma onda de choque normal visível nas regiões de alta pressão (em vermelho/laranja) logo atrás do projétil nos instantes iniciais. Esta estrutura é responsável por equalizar a pressão do jato supersônico com a pressão ambiente.
3. *Choques do Cano* As fronteiras laterais do jato em expansão, que convergem para o Disco de Mach, formando a estrutura conhecida como "choque em garrafa".

Comparando a simulação com a literatura especializada na temática, nota-se que o modelo capturou com fidelidade a zona de mistura turbulenta e a interação entre o choque de base do projétil e o disco de Mach.

Observa-se a formação de um jato supersônico subexpandido característico. Na referida Figura, cabe destacar que em $t = 0,741$ ms, o projétil acabou de deixar o cano, sendo impulsionado pelos gases de alta velocidade e pressão; à medida que o tempo avança ($t = 0,800$ ms a $0,900$ ms), nota-se o fenômeno de ultrapassagem onde, embora os gases inicialmente possuam velocidade superior à do projétil na saída da boca, a rápida expansão radial e a resistência do ar desaceleram a nuvem de gás.

O projétil, possuindo maior inércia e formato aerodinâmico, mantém sua velocidade e perfura a onda de choque primária (blast wave), deixando a região de influência direta dos gases, conforme visualizado no instante $t = 0,900$ ms. A Figura 5.13 ilustra a expansão dos gases propelentes logo após a saída do projétil.

5.5.3 Análise Qualitativa da Balística Intermediária

Nesta etapa, os resultados transientes obtidos no Ansys Fluent são confrontados com os modelos qualitativos propostos por Farrar e Leeming (1983), com o objetivo de validar a captura das estruturas de choque e a evolução complexa da nuvem de gases propelentes.

A Figura 5.14 ilustra o estágio inicial do disparo, no qual a coluna de ar comprimido à frente do projétil é expulsa. Observa-se no CFD a formação da onda de choque precursora, originada pela interface entre o ar em repouso e o fluxo supersônico saindo do cano. Em conformidade com a literatura, os resultados numéricos capturam o disco de Mach precursor.

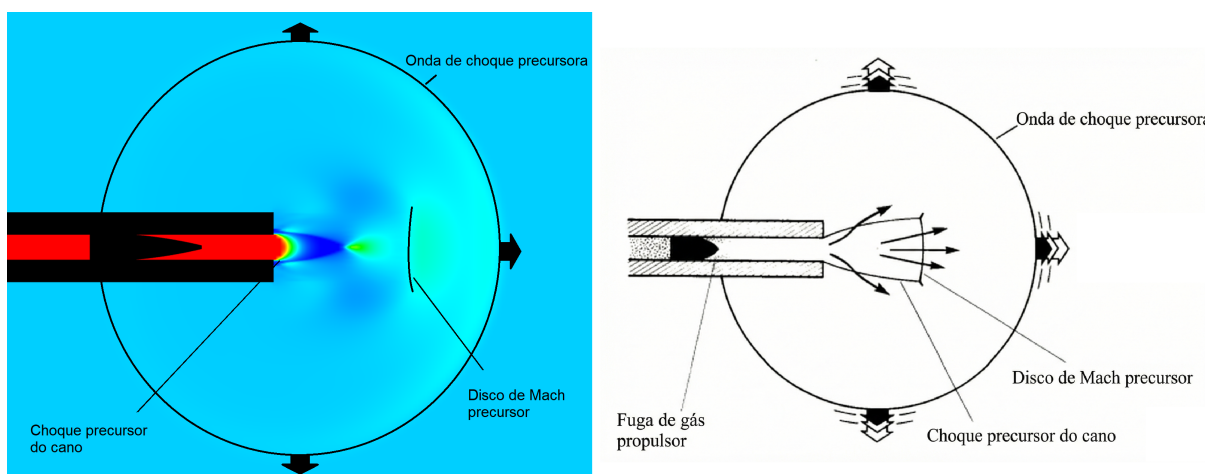


Figura 5.14 – Comparação do estágio inicial: Formação do choque precursor e disco de Mach associado (FARRAR; LEEMING, 1983).

No entanto, como o modelo numérico foi desenvolvido sem folga entre o projétil e o raiamento do cano para fins de simplificação de malha, a fenomenologia de fuga de gases propulsores pelas laterais não é observada, concentrando a energia na face frontal. Esta estrutura esférica inicial é fundamental, pois estabelece o gradiente de pressão inicial que o projétil deverá perfurar ao abandonar o cano.

À medida que o projétil abandona a boca do cano (Figura 5.15), os gases propulsores em regime crítico expandem-se radialmente de forma súbita ao encontrar a pressão atmosférica. O modelo CFD reproduz com fidelidade a formação da onda de choque de base e o surgimento dos choques do cano, que delimitam a zona de expansão supersônica. A simulação demonstra a estrutura de choque em garrafa, característica de jatos subexpandidos, onde a pressão interna do jato é significativamente superior à ambiente.

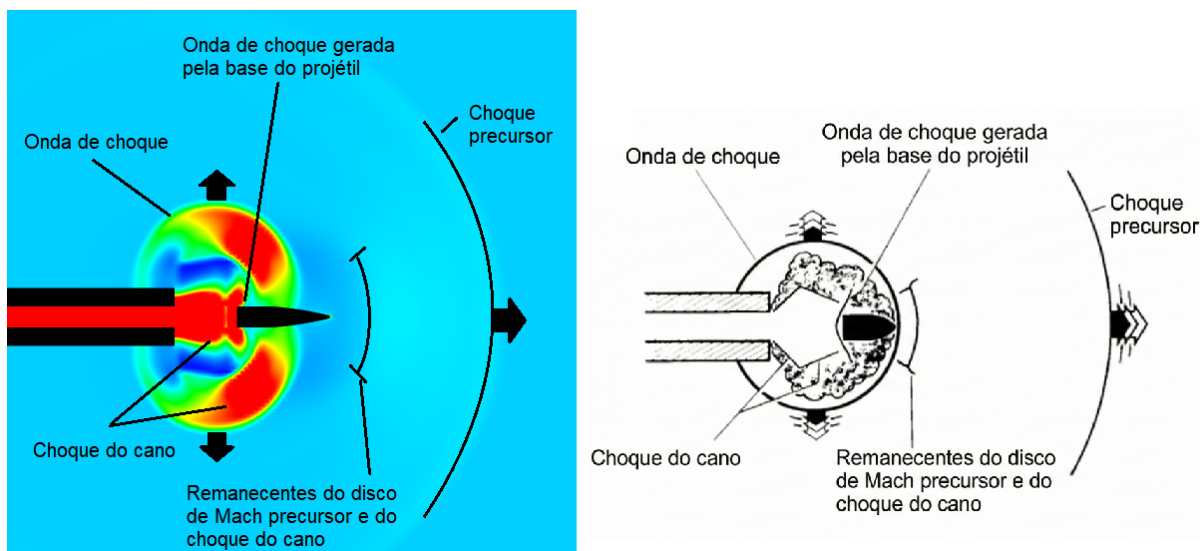


Figura 5.15 – Saída do projétil e desenvolvimento da estrutura do choque em garrafa (FARRAR; LEEMING, 1983).

A Figura 5.16 apresenta o estágio de desenvolvimento pleno. A nitidez na captura do disco de Mach central (a onda de choque normal que desacelera o fluxo para regime subsônico atrás do projétil) é um indicativo do rigor numérico. Conforme previsto por Farrar e Leeming (1983), o projétil ultrapassa a onda de choque primária (*primary shock*), enquanto os gases atrás dele se reorganizam em células de choque. A presença estável destas discontinuidades na simulação valida a escolha do modelo de turbulência e o refinamento de malha em regiões de altos gradientes.

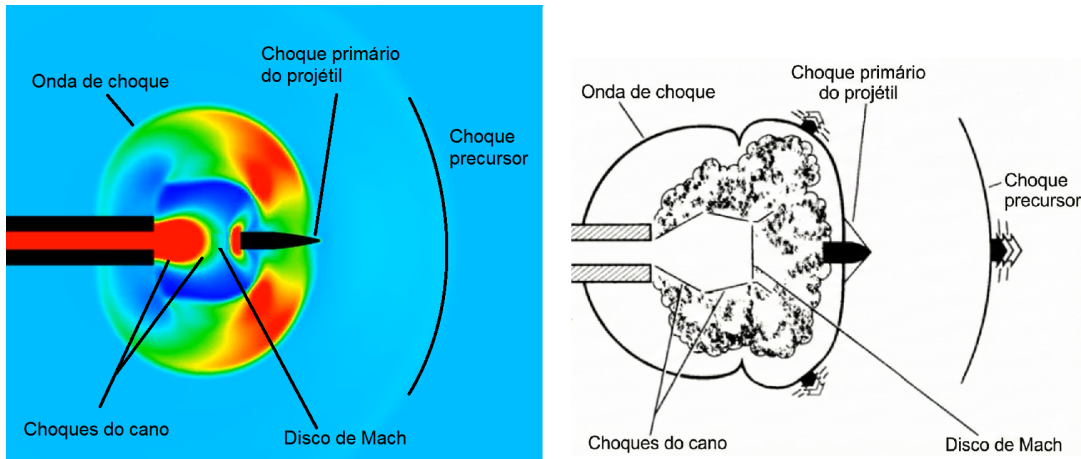


Figura 5.16 – Estágio avançado evidenciando o disco de Mach e a ultrapassagem do choque primário (FARRAR; LEEMING, 1983).

Finalmente, a Figura 5.17 consolida o estágio final da balística intermediária.

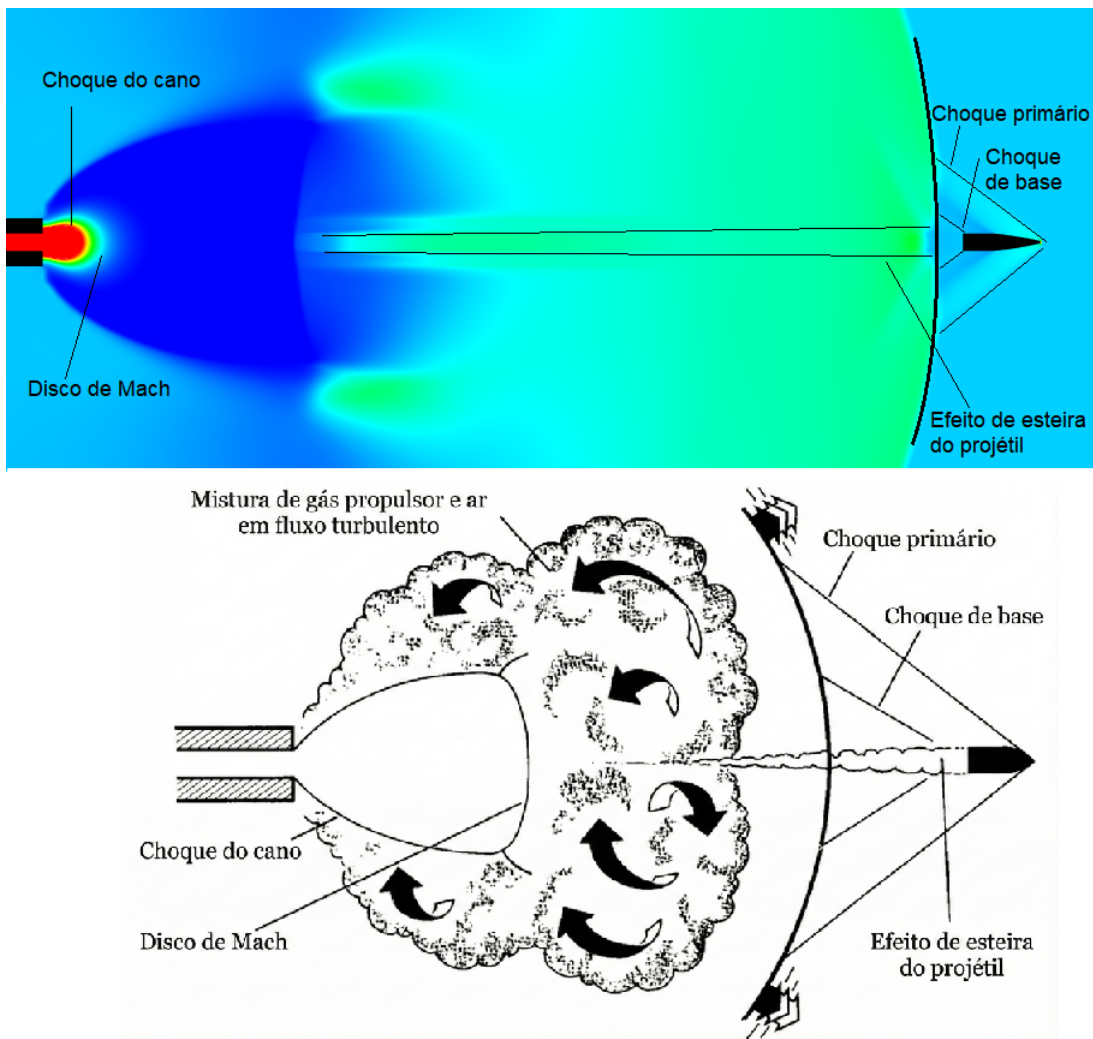


Figura 5.17 – Estágio de transição para a balística externa (FARRAR; LEEMING, 1983).

Neste ponto, observa-se o projétil completamente despreendido da influência direta da nuvem de gases, mantendo sua onda de choque primária e de base, além da formação do efeito de esteira. Os gases propulsores continuam em fluxo turbulento e mistura com o ar atmosférico, mas já sem capacidade de impulsionar o projétil. A captura exata do ângulo das ondas oblíquas à frente do projétil no CFD demonstra que o regime de Mach local está sendo corretamente computado.

A importância desta análise qualitativa reside na verificação de que o modelo numérico não apenas converge numericamente, mas respeita a fenomenologia física transiente da balística intermediária. A coerência observada entre o CFD e os modelos de Farrar confirma que as trocas de energia e momentum entre o sólido e o fluido foram capturadas com precisão.

Tal validação visual servirá como o alicerce para as análises quantitativas subsequentes, pois garante que as pressões e velocidades extraídas refletem o comportamento de um sistema real sob condições supersônicas, permitindo o uso deste modelo para prever esforços estruturais em dispositivos de boca e estabilidade inicial do voo.

6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

O presente trabalho atingiu seu objetivo principal ao desenvolver e validar uma metodologia para realizar o estudo da balística intermediária em um armamento de calibre 5,56 NATO utilizando o CFD (método de volumes finitos), obtendo-se a curva de pressão na câmara, condição de contorno para a simulação CFD, por meio de modelagem numérica (método dos parâmetros concentrados) e validando-a experimentalmente. A abordagem permitiu uma compreensão qualitativa detalhada do fenômeno balístico observado na passagem do projétil do interior do cano para o ambiente externo.

6.1 Conclusões Gerais

A etapa inicial deste trabalho consistiu em um amplo levantamento do referencial teórico, fundamentando as bases para a compreensão dos fenômenos envolvidos no ciclo de disparo de armamentos leves. Foram revisadas as formulações físicas governantes, incluindo as leis da termodinâmica aplicadas e as equações de conservação da mecânica dos fluidos. Adicionalmente, o estudo detalhou as especificidades das áreas de balística (interna e intermediária), bem como as características construtivas fundamentais do armamento, elementos cruciais para a definição correta do problema físico e das condições de contorno.

Na sequência, a fase experimental desempenhou um papel determinante na validação dos modelos propostos. A aquisição de dados reais de disparo, notadamente a curva de pressão na câmara, não apenas permitiu a caracterização da física real para uma munição 5,56mm, como também serviu como métrica de validação para garantir a confiabilidade das simulações numéricas subsequentes.

Com base na teoria consolidada e nos dados experimentais obtidos, a modelagem numérica 0D por método dos parâmetros concentrados da balística interna, implementada em *Matlab/Simulink*, demonstrou-se eficaz. O modelo foi capaz de reproduzir a curva balística experimental, validando a metodologia matemática adotada. Mais do que apenas replicar dados, este modelo mostrou ser útil para a geração de condições de contorno transientes precisas para a etapa seguinte, entregando uma metodologia capaz de fornecer dados de decisão para a pesquisa e desenvolvimento de armamentos leves.

No que tange à balística intermediária, as simulações em Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) realizadas no *Ansys Fluent* revelaram a complexa topologia das ondas de choque geradas durante a descarga dos gases. A análise dos campos de pressão permitiu identificar estruturas fundamentais descritas na literatura clássica, como a onda de choque primária, os choques do cano e a formação e evolução do Disco de Mach. A

correlação visual e fenomenológica entre os resultados numéricos e os esquemas teóricos validou a configuração da malha e os modelos de turbulência, confirmando a capacidade da ferramenta em capturar os gradientes severos de escoamentos supersônicos.

A análise temporal do campo de velocidade trouxe informações qualitativas importantes sobre a interação dinâmica entre o projétil e os gases propelentes. Observou-se detalhadamente o fenômeno de ultrapassagem, onde o jato de gás expande-se radialmente e desacelera devido à resistência do ar. Os resultados indicaram que, para o sistema analisado, o projétil perfura a onda de choque principal e se livra da influência direta das perturbações aerodinâmicas dos gases em aproximadamente $t = 1,100$ ms. Esta constatação é fundamental para a previsão da estabilidade inicial do projétil na transição para a balística externa.

Por fim, vale ressaltar a aplicabilidade prática e industrial desta pesquisa. O modelo numérico consolidado transcendeu o exercício acadêmico, constituindo-se agora como uma ferramenta de engenharia viável em uso pela Gerência de Inovação da Indústria de Material Bélico do Brasil (IMBEL). A capacidade de prever o comportamento do fluxo na boca do cano auxilia diretamente no projeto e otimização de novos sistemas de armas, permitindo uma redução significativa nos custos e no tempo de desenvolvimento ao diminuir a dependência exclusiva de prototipagem física.

6.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

Visando a continuidade da pesquisa e o aprimoramento das ferramentas desenvolvidas, bem como a expansão do escopo para áreas correlatas, sugerem-se os seguintes tópicos:

- *Simulação Tridimensional Assimétrica:* Expandir o modelo CFD para analisar efeitos assimétricos, permitindo o estudo de dispositivos de boca complexos como freios de boca (*muzzle brakes*) e compensadores, avaliando a influência dos gases no recuo e na elevação da arma.
- *Análise acústica:* Implementar a analogia de *Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H)* no *solver* CFD para propagar as flutuações de pressão da região da boca do cano para o campo distante. Esta abordagem permitiria quantificar o Nível de Pressão Sonora e a diretividade do ruído em receptores virtuais específicos, simulando a exposição auditiva na posição do atirador e de observadores laterais.
- *Otimização Geométrica de Supressores de Ruído:* Utilizar os campos de pressão mapeados nesta dissertação como base para estudos de otimização de supressores. O foco seria o desenho de defletores (*baffles*) que maximizem a turbulência e a dissipação da energia das ondas de choque dentro da câmara de expansão.

- *Estudo Estendido de Balística Externa*: Realizar o acoplamento dos resultados da balística intermediária com códigos de trajetória para quantificar como as perturbações iniciais na boca do cano influenciam o coeficiente balístico, a estabilidade giroscópica em voo e, conseqüentemente, a precisão e a dispersão do tiro em longas distâncias.
- *Interação Fluido-Estrutura (FSI)*: Realizar análises acopladas de FSI para avaliar as tensões mecânicas transientes geradas pela passagem dos gases de alta pressão na estrutura do cano e, principalmente, nas paredes de dispositivos de boca.

REFERÊNCIAS

- AASIAS. *Fact Sheets: Defence and Law Enforcement Catalogue*. 2014. <https://www.andreusoler.com/aasias/descargass/RUAG_Catalogo.pdf>. Acessado em: 4 de setembro de 2025.
- ALANAZI, N. S. *The Development of a Semi-empirical Barrel Engraving Resistance Method for Internal Ballistic Simulation Codes*. Dissertação (Master of Science in Mechanical Engineering) — North-West University, jun 2021.
- ALLSOP, D. F.; POPELÍNSKÝ, L.; BALLA, J.; CECH, V.; PROCHÁZKA, S.; ROSICKÝ, J. *Brassey's Essential Guide to Military Small Arms: Design principles and operating methods*. London, UK: Brassey's, 1997.
- ALZANNAN, K. *Selection of suitable sub-models for improved confidence in lumped parameter internal ballistic codes*. Dissertação (Master of Science in Mechanical Engineering) — North-West University, 2019.
- ANDERSON, J. D. *Computational Fluid Dynamics: The Basics with Applications*. [S.l.]: McGraw-Hill, 1995.
- ANSYS. *Ansys CFX-Solver Theory Guide*. Canonsburg, PA, 2025. Release 2025 R1. Disponível em: <https://ansyshelp.ansys.com/public/Views/Secured/corp/v251/en/pdf/Ansys_CFX-Solver_Theory_Guide.pdf>.
- ANSYS. *Ansys Fluent – Fluid Simulation Software*. 2025. Acessado em: 8 ago. 2025. Disponível em: <<https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>>.
- ATHIRA, C. M.; RAJESH, G.; MOHANAN, S.; PARTHASARATHY, A. Flow interactions on supersonic projectiles in transitional ballistic regimes. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 894, n. A27, julho 2020.
- ATKINS, P.; JONES, L.; LAVERMAN, L. *Princípios de Química: Questionando a vida moderna e o meio ambiente*. São Paulo, SP: Bookman Editora, 2018.
- CARLUCCI, D. E.; JACOBSON, S. S. *Ballistics: theory and design of guns and ammunition*. Flórida, USA: CRC press, 2008.
- CCTRB. *Classificação das armas e munições*. 2025. <<https://cctrb.org.br/classificacao-das-armas-e-municoes/>>. Acessado em: 15 de setembro de 2025.
- CRONEMBERGER, P. O.; JUNIOR, E. P. L.; GOIS, J. A. M.; CALDEIRA, A. B. Theoretical and experimental study of the interior ballistics of a rifle 7.62. *Engenharia Térmica (Thermal Engineering)*, v. 13, n. 2, p. 20–27, 2014.
- DANIŞ, F. *Internal Ballistics Optimization of Solid Propellant Rocket Motors*. Dissertação (Master's Thesis) — Middle East Technical University, 2014.
- FARRAR, C. L.; LEEMING, D. W. *Military Ballistics*. Oxford, England: Brassey's Publishers Ltd, 1983. v. 10. (Battlefield Weapons Systems & Technology, v. 10).

- FELIX, C. B. C. *Avaliação metrológica de métodos de calibração de transdutores piezoelétricos de alta pressão aplicados a ensaios balísticos de munições leves*. Dissertação (Mestrado) — Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2024.
- FELIX, C. B. C.; MEDEIROS, K. A. R.; BARBOSA, C. R. H. Modeling of ammunition dynamic pressure measurement chain in ballistic tests. *Sensors*, v. 23, n. 19, p. 8081, sep 2023. Disponível em: <<https://doi.org/10.3390/s23198081>>.
- GURDAMAR, O.; OZBEKTAS, S.; SUNGUR, B. Analysis of the effect of circular ring baffles in suppressor on flow field and far field noise levels at 9 mm semi-automatic pistol. *Defence Science Journal*, v. 73, n. 5, 2021.
- HANSEN, E. C.; HEINEY, O. K. Pressure and gas flow gradients behind projectile during the interior ballistic cycle. In: *10th International Symposium on Ballistics*. San Diego, CA: [s.n.], 1987.
- IMBEL. *Catálogo de Produtos*. 2019. <<https://www.imbel.gov.br/phocadownload/produtos/catalogo-de-produtos-imb-2018.pdf>>. Ministério da Defesa, Empresa Estratégica de Defesa. Edição 2019.
- IMBEL. *Manual — Fuzil IMBEL 5,56 IA2*. 2019. <<https://www.imbel.gov.br/phocadownload/produtos/manuais/fz-ca/manual-fuzil-imb-556-IA2.pdf>>. Manual técnico. Acessado em: 15 de setembro de 2025.
- JEDLIČKA, L.; BEER, S.; VÍDENKA, M. Modelling of pressure gradient in the space behind the projectile. In: *Proceedings of the 7th WSEAS international conference on System science and simulation in engineering*. [S.l.]: World Scientific and Engineering Academy and Society, 2008. p. 100–104.
- JOHNSTON, I. A. *The Noble-Abel Equation of State: Thermodynamic Derivations for Ballistics Modelling*. [S.l.], 2005.
- KASAHARA, H.; MATSUO, A. Three-dimensional numerical investigation of hypersonic projectile launched by railgun on transitional ballistics. *Journal of Spacecraft and Rockets*, v. 58, n. 4, p. 919–935, 2021.
- KREMPL, P. Quartz homeotypic gallium-orthophosphate—a new high tech piezoelectric material. In: *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium ULTSYM-94*. Cannes, France: [s.n.], 1994. v. 2, p. 949–954.
- LORGE, P. A. *The Asian military revolution: From gunpowder to the bomb*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2008.
- MINER, R. *Computational interior ballistics modeling*. Dissertação (Mechanical Engineering ETDs) — University of New Mexico, 2013.
- MORAN, M. J.; SHAPIRO, H. N.; BOETTNER, D. D.; BAILEY, M. B. *Princípios de termodinâmica para engenheiros*. Rio de Janeiro, RJ: LTC, 2018.
- OTAN. *STANAG 4367 LAND (Edition 2) – Thermodynamic Interior Ballistic Model with Global Parameters*. Brussels, 2000. MAS/0588-LAND/4367.
- OTAN. *Multi-Calibre Manual of Proof and Inspection (M-CMOPI) for NATO Small Arms Ammunition*. [S.l.], 2020. Edition A, Version 1.

- OTAN. *NATO STANDARD AOP-4172: Technical Performance Specification Providing for the Interchangeability of 5.56 mm x 45 Ammunition*. [S.l.], 2020. Edition A Version 1.
- RODRIGUES, M. P.; BARROS, R. P.; BASSI, A. A. Physical approach for resistive force in the modeling of internal ballistics by lumped parameters method. *Revista Militar de Ciência e Tecnologia*, v. 39, n. 1, p. 44–50, 2022.
- SARMIENTO, A. L. E.; CAMACHO, R. G. R.; OLIVEIRA, W. D.; VELÁSQUEZ, E. I. G.; MURTHI, M.; GAUTIER, N. D. Design and off-design performance improvement of a radial-inflow turbine for orc applications using metamodels and genetic algorithm optimization. *Applied thermal engineering*, v. 183, p. 116–197, 2021.
- SHIH, T.-H.; LIOU, W. W.; SHABBIR, A.; YANG, Z.; ZHU, r. A new k- ϵ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. *Computers & Fluids*, Elsevier, v. 24, n. 3, p. 227–238, 1995.
- SIEWERT, J.; CYTRON, S. *Rifling Profile Push Tests: An Assessment of Bullet Engraving Forces in Various Rifling Designs*. Picatinny, NJ, 2005.
- SOAVE, G. Equilibrium constants from a modified redlich-kwong equation of state. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 27, n. 6, p. 1197–1203, 1972.
- STIFFLER, A. K. Projectile sliding forces in a rifled barrel. *International Journal of Mechanical Sciences*, Pergamon Press Ltd., v. 25, n. 2, p. 105–119, 1983.
- SUTHERLAND, W. The viscosity of gases and molecular force. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Taylor & Francis, v. 36, n. 223, p. 507–531, 1893.
- TREBIŃSKI, R.; CZYŻEWSKA, M. Estimation of the increase in projectile velocity in the intermediate ballistics period. *Central European journal of energetic materials*, v. 12, n. 1, p. 63–76, 2015.
- USMC. *Rifle Marksmanship*. Supersedes edition dated 29 march 2001. Washington, D.C., 2012. Marine Corps Reference Publication 3-01A. Disponível em: <<https://www.trngcmd.marines.mil/Portals/207/Docs/wtbn/MCRP%203-01A.pdf>>.
- VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. 2. ed. Harlow, England: Pearson Education Limited, 2007. ISBN 9780131274983.
- VIHTAVUORI. *Powder Grain Shapes*. 2020. Acessado em: 4 ago. 2025. Disponível em: <<https://www.vihtavuori.com/tech-blog-powder-grain-shapes/>>.
- WHITE, F. M. *Mecânica dos fluidos*. 6. ed. Porto Alegre: AMGH, 2011.