

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ANÁLISE NUMÉRICA COMPARADA A DADOS EXPERIMENTAIS DE ONDAS DE
PRESSÃO NA ADMISSÃO DE AR DE UM MOTOR DE COMBUSTÃO INTERNA

por

Carlos Eduardo Guex Falcão

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, dezembro 2010.

ANÁLISE NUMÉRICA COMPARADA A DADOS EXPERIMENTAIS DE ONDAS DE
PRESSÃO NA ADMISSÃO DE AR DE UM MOTOR DE COMBUSTÃO INTERNA

por

Carlos Eduardo Gux Falcão
Engenheiro Mecânico

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da
Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos
requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Horácio Antonio Vielmo

Comissão de Avaliação:

Prof. Dr. Sérgio de Moraes Hanriot..... POSGRAD / PUC-MG

Prof. Dr. Mário E Santos Martins..... DEMEC / UFSM

Prof. Dr. Pedro Barbosa Mello..... PROMEC / UFRGS

Prof. Dr. Horácio A. Vielmo
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 13 dezembro de 2010.

RESUMO

O avanço no estudo da simulação numérica somado ao crescimento da capacidade computacional tem possibilitado a solução numérica de problemas de engenharia cada vez mais complexos. Modelos numéricos mais acurados e robustos têm sido desenvolvidos, aproximando os resultados numéricos dos experimentais. Neste caminho, o presente trabalho tem como objetivo a análise numérica comparada a dados experimentais de ondas de pressão na admissão de ar de um motor de combustão interna, se utilizando do método dos volumes finitos. Para isso, utilizou-se a pressão colhida experimentalmente na porta da válvula como condição de contorno e obteve-se a pressão nos pontos de monitoramento ao longo do domínio. Esta situação física trouxe diversos problemas a serem solucionados ao longo da história, sendo então resolvido no presente trabalho se utilizando do esquema de Runge-Kutta para integração explícita no tempo fictício e do esquema *Three-Point Backward Difference* (BDF2) para integração implícita no tempo físico. Isto é, se utiliza do *Dual Time-Stepping* (DTS) na integração temporal, pois usa a matriz de pré-condicionamento para condicionar a solução do problema para escoamentos compressíveis e incompressíveis em todas as velocidades, e esta matriz deteriora a acuracidade temporal que é devolvida pelo DTS. O tratamento dos fluxos invíscidos foi baseado no método da separação dos fluxos de Roe, através do pacote computacional Star CCM+. Percebeu-se que o método se encaixa muito bem na situação estudada, modelando o comportamento físico realisticamente. A velocidade de propagação das ondas de pressão e suas amplitudes são muito próximas dos valores experimentais, tendo os gráficos de seu comportamento em todos os pontos de monitoramento, boa concordância com os gráficos gerados experimentalmente.

Palavras-chave: motores de combustão interna, ondas de pressão, formulação compressível.

ABSTRACT

The advance in the field of numerical simulation added to the growth of computational capability has enabled the numerical solution of engineering problems become more and more complex. More accurate and robust numerical models have been developed, approximating the numerical and experimental results. In this way, this work aims at the numerical analysis compared to experimental data of pressure waves in the air intake of an internal combustion engine, using the Finite Volumes Method. The pressure is experimentally measured in the valve port and inserted as a boundary condition to obtain the pressure in the monitoring points along the domain. This physical situation has brought many problems to be solved throughout history. The present work applied the Runge-Kutta explicit integration in pseudo-time and Three-Point Backward Difference (BDF2) for implicit integration in physical-time. It is used the Dual-Time Stepping (DTS) for temporal integration, and the preconditioning for incompressible and compressible flows at all speeds deteriorates the temporal accuracy which is returned by DTS. The treatment of inviscid flows was based on the Flux Difference Splitting scheme of Roe, through the computational package Star CCM+. The method fits very well the situation under study, modeling the physical behavior realistically. The speed of propagation of pressure waves and their amplitudes are very close to the experimental values, and the graphs of their behavior present at all monitoring points, good agreement with the experimentally generated graphics.

Keywords: internal combustion engines, pressure waves, compressible formulation.

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	OBJETIVOS E ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	2
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1	REVISÃO E TRABALHOS NUMÉRICOS	4
3	METODOLOGIA NUMÉRICA	10
3.1	METODOLOGIA EM VOLUMES FINITOS UTILIZADA NO PRESENTE TRABALHO	10
3.1.1.1	Equações Governantes na Forma Integral	11
3.1.1.2	Discretização Espacial	16
3.1.1.3	Tratamento dos Fluxos Invíscidos	18
3.1.1.4	Esquema de Discretização Temporal	20
3.1.1.4.1	O Esquema de Runge-Kutta	22
3.1.1.4.2	Duplo Passo de Tempo para escoamentos Transientes (DTS).....	23
3.1.1.4.3	Diferença Atrasada de Três Pontos (BDF2)	25
3.1.1.4.4	Cálculo do Passo de Tempo	26
3.2	ACOPLAMENTO PRESSÃO-VELOCIDADE	27
3.3	CONDIÇÃO INICIAL	28
3.4	CONDIÇÕES DE CONTORNO.....	28
3.5	PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS	30
4	CRIAÇÃO DO MODELO NO STAR CCM+	31
4.1	GERAÇÃO DA MALHA	31
4.1.1	Construção da Geometria em CAD	31
4.1.2	Importação da Geometria	32
4.1.3	Geração do <i>Template</i> e Malha de Domínio	32
4.2	DESCRIÇÃO DO MODELO	34
4.2.1	Paralelização do Cálculo	35
4.2.2	Independência de Malha	36
5	VALIDAÇÃO DA IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA: O PROBLEMA DO TUBO DE CHOQUE	38

6	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	41
6.1	BANCO DE FLUXO – VISÃO GERAL	41
6.2	BANCO DE FLUXO – ESQUEMA EXPERIMENTAL	42
6.3	RESSONADOR DE HELMHOLTZ	43
6.4	INSTALAÇÃO DOS SENSORES	45
6.4.1	Incerteza para o Sistema de Medição de Pressão	46
7	RESULTADOS	47
7.1	ANÁLISE DAS ONDAS DE PRESSÃO	47
7.2	ANÁLISE DO FLUXO DE MASSA	ERRO! INDICADOR NÃO DEFINIDO.
8	CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE CONTINUIDADE	54
8.1	CONCLUSÕES	54
8.2	SUGESTÕES DE CONTINUIDADE	54
9	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	56

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1- Saída do tubo (2D): Flangeado, não flangeado e semiflangeado.	6
Figura 2.2. Solução numérica comparada a analítica em um tubo de choque [Sod,1977]	7
Figura 3.1. Esquema de discretização temporal Explícito	21
Figura 3.2. Variação da temperatura com o tempo para os diferentes esquemas [Patankar, 1980]	21
Figura 3.3. Condições de contorno.	30
Figura 4.1. Desenho em CAD da geometria do problema.	32
Figura 4.2. Reconhecimento da superfície – triangularização (visão parcial).	32
Figura 4.3. Geração do <i>template</i> , geometria inserida em um bloco estruturado.	33
Figura 4.4. Vista parcial da malha resultada do processo de <i>trimming</i> .	33
Figura 4.5. Esquema do tubo de admissão com o ressonador de Helmholtz	35
Figura 4.6. Independência de malha.	36
Figura 4.7. Tempo de CPU requerido para a solução.	37
Figura 5.1. Configuração do tubo de choque para comparação [Al Falahi et al., 2010]	38
Figura 5.2. Solução do presente trabalho em aproximadamente 0,64 ms.	39
Figura 5.3. Solução numérica de Al-Falahi et al., 2010 comparada a solução exata de Sod, 1977.	39
Figura 6.1. Esquema geral do banco de fluxo [Hanriot, 2001].	41
Figura 6.2. Ressonador de Helmholtz inserido na posição 2 [Hanriot, 2001].	43
Figura 6.3 – Ressonador de Helmholtz clássico.	44
Figura 6.4. Detalhe do ressonador de Helmholtz [Hanriot, 2001].	45
Figura 6.5. Transdutor Utilizado (medidas em polegadas).	45
Figura 7.1. Abertura da válvula vs. ângulo do eixo de comando.	48
Figura 7.2. Pressão na posição 2 (ponto P2).	48
Figura 7.3. Pressão na posição 4 (ponto P4).	49
Figura 7.4. Pressão na posição 5 (ponto P5).	49
Figura 7.5. Pressão na posição 6 (ponto P6).	50
Figura 7.6. Pressão na posição 7 (ponto P7).	50
Figura 7.7. Pressão na posição 8 (ponto P8).	51
Figura 7.8. Pressão na posição 10 (ponto P10).	51
Figura 7.9. Pressão na posição R (ponto PR).	52

Figura 7.10. Campo de velocidades em 0,2 segundos.

53

Figura 7.11. Comportamento do fluxo de massa durante 0,1 segundo (360°), em kg/s. **Erro! Indicador não**

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 3.1 - Propriedades do ar a 300K	30
Tabela 4.1 - Configuração experimental para validação.	34
Tabela 4.2 – Valores de pressão no ponto PR	36
Tabela 4.3 – Tempos computacionais	37

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

CFD	Computational Fluid Dynamics
EDP	Equação diferencial parcial
ICE	Internal Combustion Engine
RPM	Rotações por minuto
UD	Upwind Differencing
MEF	Método dos Elementos Finitos
MDF	Método das Diferenças Finitas
MVF	Método dos Volumes Finitos
TVD	Total Variation Dimishing
BDF2	Second-Order Backward Difference
CN2	Esquema de Crank-Nicholson
DTS	Dual Time-Stepping
PVI	Problema de Valor Inicial
$N - S_x$	Equação de Navier-Stokes em x

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Romanas

\dot{m}	Fluxo de massa, kg/s
V_d	Volume deslocado pelo pistão, m^3
N_s	Rotação do motor, s^{-1}
S_\emptyset	Termo fonte por unidade de volume associado a variável genérica,
S_T	Termo fonte por unidade de volume da equação da conservação da energia , W/m^3
F	Termo invíscido nas equações de Euler
G	Termo viscoso nas equações de Euler
f_f	Termo invíscido na face f
g_f	Termo viscoso na face f
H	Forças de campo, N .
h	Forças de campo discretas, N
H	Entalpia total específica, J/kg
h	Entalpia específica, J/kg
C_p	Calor específico a pressão constante, J/kgK
T	Temperatura, K
v	Velocidade, m/s
v_g	Velocidade de malha móvel (Grid velocity), m/s
E	Energia total por unidade de massa, J/kg
P	Pressão termodinâmica, Pa
I	Matriz identidade,
T	Tensor da tensão viscosa, Pa
q''	Vetor do fluxo de calor, J/s
S_u	Termo fonte definido pelo usuário, N
f_r	Força de campo provinda da rotação, N
f_g	Força de campo provinda da gravidade, N
f_p	Força de campo provinda do meio poroso, N
f_u	Força de campo definida pelo usuário, N
Q	Vetor das variáveis primitivas nas equações de Euler
\tilde{Q}	Vetor das variáveis primitivas mediado na célula

\bar{Q}	Vetor das variáveis primitivas obtido após a reconstrução
a	Área da face do volume de controle, m^2
A	Matriz Jacobiana
k	Condutividade Térmica, W/mK
K	Matriz de transformação
R	Constante dos gases ideais
R	Resíduo no método de Runge-Kutta
U_r	Velocidade de referência, m/s
u	Velocidade do fluido, m/s
u'	Velocidade do fluido após o pré-condicionamento, m/s
u_c	Incerteza combinada,
u_p	Incerteza padrão,
U	Incerteza expandida,
err	Erro individual de cada módulo,
c	Velocidade do som, m/s
c_r	Velocidade do som resultante (relativa ao movimento do ar), m/s
c'	Velocidade do som após o pré-condicionamento, m/s
c^*	Termo associado às velocidades c e c' , m/s
\hat{n}	Vetor unitário
W	Vetor das variáveis conservativas nas equações de Euler,
M	Matriz modal que diagonaliza a matriz A ,
M_Γ	Matriz que diagonaliza $\Gamma^{-1} \partial F / \partial Q$,
M^*	Termo associado ao tratamento dos fluxos na interface dos volumes de controle,
r	Resíduo discreto no método de Runge-Kutta
\bar{r}	Resíduo discreto sub-relaxado no método de Runge-Kutta
CFL	Número de Courant-Friedrich-Levy
f_h	Frequência de ressonância do ressonador de Helmholtz, Hz
A_h	Área da secção reta do pescoço do ressonador de Helmholtz, m^2
V_h	Volume do ressonador de Helmholtz, m^3
L_h	Comprimento do pescoço do ressonador de Helmholtz, m
Q_h	Fator de qualidade no ressonador de Helmholtz.

Letras Gregas

ϕ	Variável escalar dependente
ΔX	Vetor que vai do centroide da célula até o centroide da face em questão
Δx	Incremento espacial, m
Δt	Incremento temporal (passo de tempo físico), s
$\Delta \tau$	Incremento temporal (passo de tempo fictício), s
ρ	Densidade instantânea, kg/m^3
ρ_T	Derivada da densidade em relação à temperatura
ρ_P	Derivada da densidade em relação à pressão
μ	Coefficiente de difusão da quantidade de movimento (viscosidade absoluta), $Pa.s$
γ	Razão os calores específicos C_p e C_v .
η_v	Eficiência volumétrica
Γ_ϕ	Difusão da grandeza considerada, m^2/s
Γ	Matriz pré-condicionante
Γ_{nc}	Matriz pré-condicionante do sistema não conservativo.
Λ	Matriz diagonal de autovalores
Λ_Γ	Matriz diagonal de autovalores do sistema pré-condicionado
θ	Termo associado ao tratamento da velocidade no pré-condicionamento,
ν	Viscosidade cinemática, m^2/s
λ	Autovalor associado ao pré-condicionamento
λ_{max}	Máximo autovalor associado ao cálculo do passo de tempo
α	Coefficiente multiestágio no método de Runge-Kutta, e termo associado aos autovalores do pré-condicionamento
β	termo associado aos autovalores do pré-condicionamento
σ	Condição de estabilidade de Von Neumann
ω	Vetor qualquer
ϵ	Parâmetro numérico para prevenção de singularidades nos pontos de estagnação
δ	Delta de Kronecker

Superíndices

n	Nível de tempo, no tempo físico
-----	---------------------------------

p	Nível de tempo, no tempo fictício
i	Contador de estágios no Runge-Kutta

Subíndices

o	Coordenada de referência
C	Centróide da célula
E	Orientação da célula, leste
e	Face do volume, leste
i	Direção i
j	Direção j
k	Direção k
N	Orientação da célula, norte
n	Faces do volume, norte
P	Ponto no centro da célula
S	Orientação da célula, sul
s	Face do volume, sul
W	Orientação da célula, oeste
w	Face do volume, oeste
ϕ	Relativo à variável escalar dependente
t	Relativo ao tempo físico
τ	Relativo ao tempo fictício

1 INTRODUÇÃO

Devido ao crescimento global da indústria automotiva, devido à forte concorrência sempre crescente em diversos quesitos como custo e eficiência e devido ao apelo ambiental que reforçou o grau de exigência dos consumidores, a indústria automotiva precisa avançar em termos de desempenho dos seus veículos. Um dos focos é o aumento da eficiência volumétrica de um motor de combustão interna, que por consequência aumenta o desempenho do motor. Diversas propostas estão sendo implementadas para aumentar essa eficiência (turbo compressores, comando variável de válvulas, otimização da relação de compressão, entre outros). Um ponto importante passível de melhoramentos ainda é o ganho de eficiência volumétrica devido à propagação de ondas de pressão no sistema de admissão de ar de um motor.

Devido ao movimento alternativo dos pistões e das válvulas, o gás presente no conduto de admissão apresenta oscilações de pressão, que somados à inércia do gás, originam ondas de compressão e expansão que podem ser usados para aumentar a quantidade de ar admitido na câmara de combustão. Atualmente no mercado existem poucos veículos que utilizam algum tipo de dispositivo mecânico ativo ou eletrônico que otimize a eficiência volumétrica nos condutos de admissão.

Estudos experimentais e numéricos foram feitos por Hanriot et al, 1999 e 2001, e Pereira, 2008, considerando a dinâmica do escoamento, avaliando ondas de pressão através de modelos físicos e matemáticos e envolvendo a implementação de ressonadores com intuito de aumentar a massa de ar admitida pelo motor. Porém, os estudos numéricos geralmente aplicam o método das características, conforme Benson, 1982, que normalmente são unidimensionais e se utilizam de diversas simplificações. Esta técnica não leva em conta a tridimensionalidade dos efeitos físicos, e mais importante, restringe aos problemas com geometrias mais simples, não levando em consideração, por exemplo, curvas, junções e irregularidades.

O presente trabalho concentra-se na análise numérica utilizando um código comercial em Volumes Finitos (Star CCM+) e comparação experimental, para análise de ondas de pressão na admissão de ar de um motor de combustão interna. Para isso precisa-se definir através do estudo, ou constatar através da experiência, os diversos parâmetros numéricos que são pertinentes e respaldam a veracidade da simulação. Estando constatada a viabilidade do método, pode-se simular qualquer geometria por mais complexa que seja e perceber os efeitos

não considerados em outras técnicas, desde que se domine o método e o problema, abrindo portas para uma nova gama de possibilidades. Alguns trabalhos em volumes finitos foram realizados [Yasunobu et al., 2002 e William-Louis et al., 2004], com o intuito de investigar as reflexões causadas na saída de dutos abertos, utilizando geometrias simples, cartesianas e bidimensionais.

Estudar ondas de pressão em escoamentos de baixo Mach traz uma série de problemas, que têm origem na disparidade entre a velocidade advectiva e acústica, e no acúmulo dos erros de truncamento na pressão. Para tratar de um problema envolvendo ondas de pressão, porém com baixo número de Mach, precisa-se pré-condicionar o sistema de equações.

Métodos de pré-condicionamento foram desenvolvidos com o objetivo de resolver problemas próximos ao incompressível, subsônicos e supersônicos, com algoritmos projetados para resolver apenas escoamentos compressíveis [Turkel, 1999]. Esta necessidade surge porque existem problemas que são tanto compressíveis quanto incompressíveis. Um exemplo é o problema de escoamento em um duto onde a maior parte do escoamento é subsônico, porém mudanças na geometria fazem com que o comportamento passe a ser supersônico em algumas porções da geometria.

Associando o estudo do pré-condicionamento para métodos baseados na densidade [Turkel, 1983 e 1987], exposto especificamente por Weiss et al., 1995, e a implementação do *Dual Time-Stepping* (DTS, que devolve a acuracidade temporal destruída pelo pré-condicionamento) conforme Merkle, 1987, obtém-se resultados numéricos para a situação estudada para então validar o código, baseando-se nos experimentos realizados por Hanriot, 2001, dando origem a uma nova ferramenta nos projetos de dutos de admissão, condução ou descarga de gases.

1.1 Objetivos e Organização do Trabalho

O objetivo do trabalho é a simulação numérica das ondas de pressão na admissão de ar de um motor de combustão interna, e comparação a dados experimentais. No trabalho, inseriu-se na condição de contorno a pressão obtida em dados experimentais na porta da válvula e compararam-se os pontos de monitoramento ao longo do domínio. Assim, pode-se comparar a qualidade dos resultados do método com a realidade do fenômeno.

No presente capítulo expõe-se uma introdução sobre o tema, citando diversos pontos importantes do problema em questão, colocando os objetivos do trabalho e sua organização.

No capítulo 2, apresenta-se uma abrangente revisão bibliográfica sobre o tema, partindo desde os primeiros questionamentos sobre o fenômeno ressonante na admissão e ar de um motor de combustão interna, até os trabalhos mais recentes que esclarecem os métodos numéricos funcionais para a solução computacional.

O capítulo 3 abrange a formulação matemática adotada para a solução numérica, os fundamentos do método dos volumes finitos, centrando na solução dos problemas com o caráter específico deste trabalho.

No capítulo 4 encontra-se a montagem do problema no pacote computacional utilizado, especialmente a construção das malhas computacionais utilizadas.

O capítulo 5 coloca as bases da comparação numérica que foi feita utilizando o problema do escoamento invíscido em um tubo do choque.

O capítulo 6 mostra como foi disposto o aparato experimental, e como foram obtidos os dados no mesmo.

O capítulo 7 apresenta as discussões no que concerne aos dois resultados obtidos, numérico e experimental. Mostra também os gráficos comparativos de todos os pontos de monitoramento do domínio.

O capítulo 8 apresenta as conclusões e considerações finais deste trabalho, sugerindo uma possível continuação deste assunto em etapas futuras.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Trabalhos numéricos que visam o estudo da propagação das ondas de pressão utilizando-se do método dos Volumes Finitos na admissão de ar em um motor de combustão interna, não têm sido extensivamente estudados, e geralmente são feitos com foco em outras aplicações como a saída de trens a alta velocidade em túneis. Descobrir os parâmetros que são pertinentes ao problema, torna-se uma tarefa árdua. Também é preciso garantir que os efeitos de reflexão sejam verdadeiros, que a velocidade de propagação das ondas de pressão também esteja de acordo com a velocidade do som teórica no meio, relativa ao movimento do gás.

Nesta seção será apresentada uma revisão da bibliografia que fala sobre admissão de ar em motores, uma revisão dos principais trabalhos numéricos que se aproximam da situação estudada, e dos estudos que dão base ao desenvolvimento numérico no que abrange o fenômeno físico que se quer reproduzir.

2.1 Revisão e Trabalhos Numéricos

Morse et al., 1938, foi um dos pioneiros no estudo da influência das vibrações acústicas derivadas do movimento das válvulas de um motor de combustão interna, e afirma que elas podem diminuir ou aumentar o desempenho do equipamento. Também fez a constatação importante de que a pressão média efetiva aumenta, e por consequência a eficiência do sistema também aumenta, no 3º, 4º e 5º harmônicos da válvula. Esta afirmação mostra a dependência do comprimento do duto. Este trabalho concentrou-se em um motor movido à gasolina, monocilíndrico de quatro tempos.

Benson, 1982 e Winterbone, 1989, afirmam que, no caso de um motor real, quando o pulso de pressão atinge a válvula de aspiração no seu fechamento, ocorre um aumento da quantidade mássica de ar admitida. Em um motor monocilíndrico, a pressão próxima à válvula de aspiração sofre um rápido aumento no momento do seu fechamento. A partir desse aumento de pressão e fechamento da válvula, surgem no conduto ondas de pressão estacionárias típicas da ressonância de um quarto de onda [Hanriot et al, 1999]. Anteriormente, Benson, 1973, já se utilizara com sucesso do método das características para simular numericamente um motor de ignição por compressão incluindo sistema de admissão e exaustão. Heywood, 1988, baseado no mesmo trabalho, discute sobre os diferentes efeitos que têm origem no próprio sistema de admissão, inclusive o golpe de aríete causado pelo rápido

fechamento da válvula de admissão que causa um rápido aumento de pressão no gás da vizinhança, em seguida se propagando para o meio (plenum), o que dá origem a uma série de reflexões que se forem sintonizadas (tuning), podem ser aproveitadas para aumentar a eficiência volumétrica do sistema. A eficiência volumétrica é definida como sendo a vazão mássica de ar no conduto de admissão (\dot{m}) pela taxa que o volume de ar é deslocado pelo pistão:

$$\eta_v = \frac{2\dot{m}}{\rho V_d N_s} \quad (2.1)$$

em que \dot{m} , ρ , V_d , N_s são a vazão mássica de ar real, a densidade do ar, o volume deslocado pelo pistão e a rotação do motor. A constante surge porque está definido para motor quatro tempos, como o enchimento ocorre a cada duas voltas, o V_d é dividido por 2.

A partir desse ponto de vista, passou-se a pensar na inclusão de cavidades de ressonância ao longo dos dutos de admissão (ressonador de Helmholtz), de modo a sintonizar e melhorar a eficiência da admissão de ar. Segundo Hanriot et al., 1999, uma série de estudos estão sendo realizados envolvendo duas aplicações deste dispositivo: diminuição do nível de ruído sonoro nos sistemas de aspiração e obtenção da melhoria no rendimento volumétrico dos motores [Brads, 1979; Nishio, 1991; Benson, 1982 e 1986].

Seguindo esta linha, Kostun, 1994 mostra que a localização do ressonador no sistema de admissão atua na redução do nível de ruído que segundo Pereira, 2008, é a aplicação que vem sendo mais utilizada para esse dispositivo. A localização baseia-se nos pontos anti-nodais dos modos de pressão. A atenuação máxima é obtida no ponto anti-nodal de pressão, enquanto uma atenuação mínima é obtida em um ponto nodal. O ressonador de Helmholtz nos sistemas de admissão de motores de combustão interna age como um absorvedor da energia sonora incidente gerada pelo conjunto pistão-válvula, refletindo-a de volta e não permitindo que ela seja transmitida em direção à tomada de ar, após o ressonador.

Percebe-se que o assunto vem sendo estudado por ser viável tecnicamente, pois uma pequena melhora no sistema de admissão de um motor representa uma grande melhora do ponto de vista global, tendo em vista a expressiva frota automotiva hoje existente.

Yasunobu et al, 2002, mostrou os resultados numéricos obtidos utilizando o método TVD (Total Variation Diminishing) de segunda ordem para resolver as equações de conservação. Considerou um tubo com uma câmara fechada a uma pressão menor separada por um diafragma da outra extremidade a pressão ambiente, esta, aberta ao meio externo. Em

seus resultados ele mostra diversos dados obtidos em sua simulação, e conclui que a máxima variação da onda de compressão ou expansão depende da diferença inicial de pressão entre as câmaras a diferentes pressões, mas é independente o tamanho das mesmas.

William-Louis et al., 2004, investiga, utilizando-se do método dos volumes finitos, a saída de um duto de ar, que possui dentro uma câmara a alta pressão separada por um diafragma do restante do tubo. Porém, levando em conta diferentes considerações na saída do tubo (flangeado (a), não flangeado (b) e semiflangeado (c), ver Figura 2.1). O passo de tempo utilizado foi de $2.08E-06$ segundos, com células com aresta igual a $12E-4$ metros. A acuracidade da solução é de segunda ordem tanto no espaço quanto no tempo. Ele compara os resultados numéricos com experimentais relatados no mesmo trabalho, e também com resultados analíticos desenvolvidos por Brown J.M.B. et al., 1994. Conclui que as ondas de pressão globais são a superposição das ondas que se propagam na própria saída e as que refletem nos cantos da saída. Fica comprovado o cálculo analítico, o qual diz que a amplitude da onda transversal na saída não flangeada é muito mais importante do que na flangeada, porém mostra que os cálculos analíticos não representam bem a realidade nos primeiros instantes, já que subestimam os primeiros gradientes de pressão.

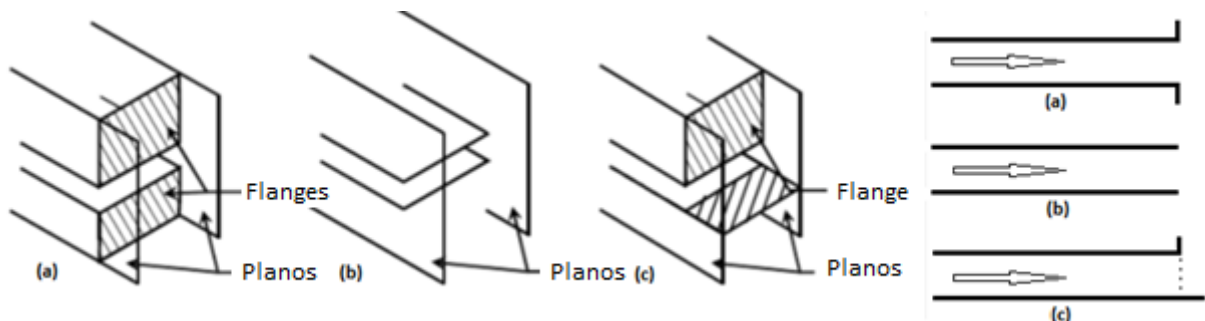


Figura 2.1- Saída do tubo (2D): Flangeado, não flangeado e semiflangeado.

Estes estudos numéricos se utilizando do método dos Volumes Finitos, só foram possíveis devido ao desenvolvimento de diferentes formulações, capazes de captar com propriedade a superfície de contato e as ondas de pressão. Por exemplo, em um tubo de choque, a onda de choque normal se propaga a certa velocidade, aumentando a pressão e induzindo o movimento do gás atrás de si. A interface entre os gases com alta pressão e os gases a baixa pressão é representada por uma superfície de contato (Figura 2.2).

Historicamente, escoamentos incompressíveis com baixos números de Reynolds foram resolvidos primeiramente com algoritmos de solução baseados na pressão (*pressure-based*)

[Patankar, 1980]. Neste método, o sistema é resolvido de maneira segregada (ou desacoplada) precisando de dominância diagonal para a convergência. Posteriormente foram estendidos para escoamentos com altos números de Reynolds e compressíveis [Rhie et al., 1984]. Alternativamente a esta linha de pesquisa, também estavam sendo desenvolvidos algoritmos baseados na densidade (*density-based*) para o contexto transônico em escoamentos aerodinâmicos [Beam et al., 1976], e empregam procedimentos de marcha no tempo como aproximação das equações. Posteriormente foram estendidos para escoamentos de baixo Reynolds e escoamentos incompressíveis [Kwak et al., 1985].

Problemas de análise de ondas de pressão são transientes e podem ser calculados explicitamente com formulação invíscida, o que traz algumas peculiaridades a serem resolvidas. Roe, 1986, discute que a principal causa das dificuldades numéricas em tais problemas é a ocorrência de distribuições que na aproximação invíscida são descontínuas e, mesmo na presença da viscosidade, são muito abruptas para se resolver em uma malha acessível.

A Figura 2.2 mostra uma solução analítica para um tubo de choque, exemplificando as variações abruptas que usualmente ocorrem em problemas deste tipo. No problema em questão, um tubo está com suas metades a pressões diferentes, e estas câmaras são separadas por uma membrana que em determinado momento é rompida. Assim se pode ver no trabalho de Sod, 1977, uma solução analítica para o caso descrito em um instante t , apenas a título de esclarecimento de como estas discontinuidades aparecem na física do problema.

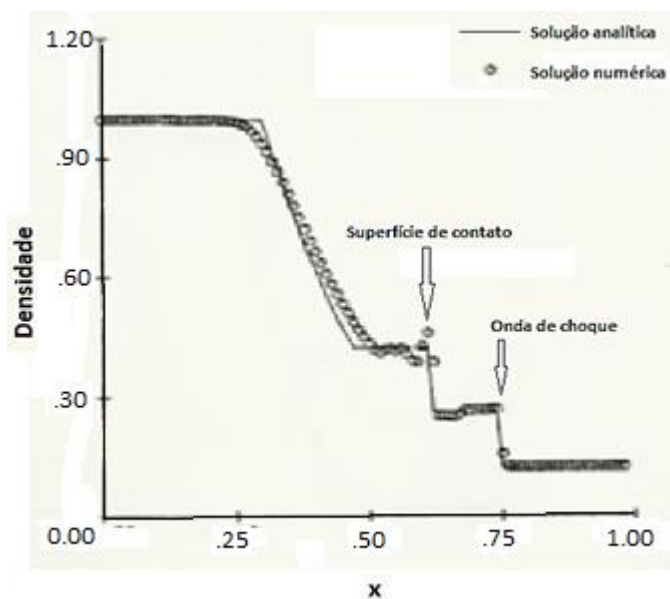


Figura 2.2. Solução numérica comparada a analítica em um tubo de choque [Sod,1977]

Durante muito tempo foi debatido se métodos que não fossem feitos especificamente para prever estas descontinuidades, poderiam resolver tais problemas. É difícil contra argumentar ao fato de não se esperar uma solução legítima resolvendo equações diferenciais nas regiões descontínuas (regiões de choque ou de contato), onde a verdadeira solução não é diferenciável.

A partir disso foram se desenvolvendo métodos para solução destes problemas. O presente trabalho apoiou-se no trabalho numérico de Weiss et al., 1995, que teve como objetivo fazer uma aproximação unificada adicionando uma matriz pré-condicionante que fornecerá uma solução eficiente tanto para densidade constante e variável, como para todas as velocidades. Problemas invíscidos envolvendo ondas de pressão levam a resolver as equações de Euler, que podem ser calculadas de maneira explícita, devido ao pequeno passo de tempo necessário para alcançar-se a estabilidade numérica e obter com acuracidade o efeito das ondas de pressão. O método explícito é acompanhado do esquema de Runge-Kutta para integração no tempo fictício, e do *Three-Point Backward Difference* (BDF2) para o tempo físico, ou seja, com implementação do esquema *Dual Time-Stepping*. A inserção da matriz pré-condicionante destrói a acuracidade temporal, que é devolvida pelo esquema *Dual Time-Stepping*. [Merkle, 1987, Weiss et al., 1995].

Merkle et al., 1987, deixou as bases do esquema *Dual Time-Stepping* aplicados a resolver estes problemas. Este método envolve um loop iterativo interno no tempo fictício (*pseudo-time*) que está compreendido pelo loop externo no tempo físico. Então, o campo de escoamento em cada passo no tempo físico é tratado como um regime permanente no tempo fictício, com os apropriados termos fontes para fornecer a influência da história do escoamento no tempo corrente.

Turkel, 1993 deixou as bases do pré-condicionamento de esquemas baseados na densidade. O pré-condicionamento foi elaborado para lidar com as grandes diferenças entre as velocidades acústicas e advectivas em escoamentos compressíveis de baixo Mach, com intuito de expandir a solução dos algoritmos para problemas que sejam tanto compressíveis como incompressíveis, em todas as velocidades.

O presente trabalho utiliza o pré-condicionamento específico exposto por Weiss et al., 1995, e realiza sua validação com base nos dados de Hanriot, 2001, que realizou experimentos para avaliar as reflexões em um duto de admissão de ar. A metodologia experimental, em um banco de fluxo, analisou as ondas no duto com e sem ressonador, tendo sido avaliadas em diferentes rotações e comprimentos de dutos. Quando com ressonador, foram analisados

diferentes volumes de câmara de ressonância. Três comprimentos de tubos foram utilizados: 9,8 mm (tubo 0), 968,85 mm (tubo 1) e 1964,2 mm (tubo 2), medidos a partir do primeiro transdutor de pressão. Os tubos 0, 1 e 2 possuíam diâmetros de 34,6 mm, 34,4 mm e 35,1 mm, respectivamente. Essas diferenças são devidas à tolerância de fabricação. No desenvolvimento do presente trabalho, optou-se por selecionar apenas uma configuração, e esta será explicitada no capítulo 6.

A partir da metodologia numérica pretende-se, com base nos resultados experimentais, comprovar a validade da formulação para resolver este tipo de problema vindo a contribuir com o projeto de sistemas de admissão e descarga em motores de combustão interna.

3 METODOLOGIA NUMÉRICA

No presente trabalho é utilizado o programa comercial *Star CCM+* V4.02 [CD Adapco, 2010]. A metodologia numérica utilizada é descrita ao longo do trabalho, onde se procurou dar uma visão completa da formulação utilizada.

3.1 Metodologia em Volumes Finitos Utilizada no Presente Trabalho

É um método de discretização baseado em volumes de controle. Como o objetivo de qualquer método, este método também foca em substituir a informação contínua das equações diferenciais em valores discretos nos pontos da malha. Uma vez que as equações diferenciais são originalmente obtidas sobre balanços em volumes de controle, tem-se a garantia que a massa, a energia e a quantidade de movimento são conservadas. Este método tem grande vantagem sobre malhas arbitrárias, onde diversas opções tornam-se disponíveis para a definição dos volumes de controle. Algumas manifestações do método na Dinâmica de Fluidos Computacional podem ser observadas em McDonald, 1971 e Mac-Cormack e Paullay, 1972 em situações bidimensionais, e foi estendido para situações tridimensionais por Rizzi e Inouye, 1973 [Hirsch, 2007].

As equações básicas de escoamento e energia podem ser resolvidas de maneira segregada ou acoplada. No presente trabalho foi utilizada a formulação acoplada, que chega à solução utilizando a marcha no tempo como aproximação das equações.

Problemas de marcha no tempo são problemas transientes onde a solução das equações diferenciais parciais requer um conjunto de condições iniciais e de contorno. Problemas deste tipo são comumente chamados de Problemas de Valor Inicial (PVI). A solução é alcançada marchando-se no tempo, levando em consideração apenas as informações já existentes, computadas nos passos anteriores. Matematicamente, estes problemas são governados por equações parabólicas ou hiperbólicas [Anderson et al., 1984].

O método dos Volumes Finitos teve sua origem com a formulação segregada, a qual tem sido amplamente utilizada ao longo da história, e resolve as equações do escoamento de maneira desacoplada. A ligação com a equação da continuidade é feita com algoritmo do tipo SIMPLE ou análogo, viabilizando a solução do campo de pressão. Este método tem suas raízes em escoamentos com densidade constante, porém pode ser utilizado em escoamentos compressíveis. Sua utilização é limitada no que diz respeito a problemas com capturas de

choque ou altos números de Mach e Rayleigh. Consequentemente, a formulação acoplada foi utilizada no presente trabalho, por sua grande capacidade de resolver escoamentos compressíveis e problemas com captura de choques. Esta formulação resolve as equações de conservação de massa e quantidade de movimento simultaneamente, utilizando a marcha no tempo como aproximação.

A formulação utilizada no presente trabalho é a mostrada em Weiss et al., 1995. Estes esquemas fornecem boa estabilidade e convergência quando resolvem escoamentos compressíveis em números de Mach transônicos e supersônicos. Em baixas velocidades, precisa-se alterar a formulação numérica de modo a adaptar e manter a taxa de convergência, que diminui. Na sua forma fundamental, esquemas de marcha no tempo são inadequados para resolver escoamentos incompressíveis, pois estes não são completamente hiperbólicos e a pressão não pode ser atualizada na equação de estado [Weiss et al., 1995]. Pode-se superar esta limitação empregando uma compressibilidade artificial onde um termo da derivada da pressão no tempo é adicionado na equação da continuidade. No item 3.1.1.1 está a formulação que combina as ideias do pré-condicionamento do baixo número de Mach e da compressibilidade artificial em uma única abordagem, e produz uma matriz de pré-condicionamento que fornece uma solução com densidade variável ou não, em todas as velocidades.

3.1.1.1 Equações Governantes na Forma Integral

O escoamento de um fluido viscoso é governado pela equação de Navier-Stokes. Entretanto no problema em questão, os termos viscosos são de ordem inferior, podendo-se descrever o escoamento com precisão através das equações de Euler. O sistema de equações a seguir é escrito na forma integral e cartesiana para um volume de controle arbitrário V e área de superfície diferencial da , e inclui a equação da continuidade, da quantidade de movimento e da energia. Conforme Weiss et al., 1995:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{W} dV + \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] da = \int_V \mathbf{H} dV \quad (3.1)$$

em que:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho(\mathbf{v} - \mathbf{v}_g) \\ \rho(\mathbf{v} - \mathbf{v}_g) \otimes \mathbf{v} + P\mathbf{I} \\ \rho(\mathbf{v} - \mathbf{v}_g)\mathbf{H} + P\mathbf{v}_g \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{T} \\ \mathbf{T}\mathbf{v} + \mathbf{q}'' \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} S_u \\ \mathbf{f}_r + \mathbf{f}_g + \mathbf{f}_p + \mathbf{f}_u \\ S_u \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

e ρ , \mathbf{a} , \mathbf{v} , E , e P , são a densidade, área da face, velocidade, energia total por unidade de massa, e pressão do fluido respectivamente. \mathbf{T} é o tensor tensão viscosa (neste caso nulo, pois trata-se de um problema invíscido), \mathbf{q}'' é o vetor fluxo de calor e \mathbf{v}_g é o vetor da velocidade de malha móvel quando houver, \mathbf{f}_r é a força de campo devido à rotação, \mathbf{f}_g devido a força gravitacional, \mathbf{f}_p devido ao meio poroso e \mathbf{f}_u definido pelo usuário. \mathbf{I} é a matriz identidade. No presente trabalho todas estas forças de campo são nulas, ou seja o vetor \mathbf{H} é nulo. A energia total E é relacionada com a entalpia total H por:

$$E = H + \frac{P}{\rho} \quad (3.6)$$

em que:

$$H = h + \frac{|\mathbf{v}|^2}{2} \quad (3.7)$$

e $h = C_p T$.

Pode-se combinar as ideias do pré-condicionamento do baixo número de Mach e da compressibilidade artificial em uma única abordagem e produzir uma matriz de pré-condicionamento que fornecerá uma solução eficiente com densidade variável ou não, em

todas as velocidades. Para prover uma solução eficiente de um escoamento compressível ou incompressível em todas as velocidades, é necessário adicionar uma matriz pré-condicionante Γ . Para chegar à derivação da matriz pré-condicionante, começa-se transformando a variável dependente da Equação (3.1) a partir de quantidades conservadas \mathbf{W} , em variáveis primitivas \mathbf{Q} [Hirsch, 2007].

É possível obter os autovalores de um sistema de equações de Euler quando essas são escritas na forma não conservativa como funções das variáveis primitivas escolhidas na presente formulação. Hirsch, 2007, exemplifica com outras variáveis primitivas. No presente trabalho as variáveis primitivas estão na Equação (3.10).

A matriz Jacobiana de transformação das variáveis, a partir da forma conservativa para a forma não conservativa, é definida como:

$$\mathbf{A} \equiv \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \mathbf{Q}} \quad (3.8)$$

Aplicando a transformação de variáveis:

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \mathbf{Q}} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV + \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] \cdot d\mathbf{a} = 0 \quad (3.9)$$

em que:

$$\mathbf{Q} = [PvT]^T \quad (3.10)$$

é o vetor dependente das variáveis primitivas, e a matriz Jacobiana após a derivação, é dada por:

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \mathbf{Q}} = \begin{bmatrix} \rho_p & 0 & \rho_T \\ \rho_p \mathbf{v} & \rho \mathbf{I} & \rho_T \mathbf{v} \\ \rho_p H - 1 & \rho \mathbf{v} & \rho_T H + \rho C_p \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

em que ρ_T é o a derivada da densidade em relação à temperatura, a pressão constante, e ρ_p é a derivada em relação à pressão, a temperatura constante.

Em primeiro lugar, a escolha das variáveis primitivas em questão é natural quando se resolvem escoamentos incompressíveis. Em segundo lugar, tratando-se de reconstrução espacial de alta ordem precisa-se reconstruir \mathbf{Q} em vez de \mathbf{W} de modo a obter gradientes de velocidade e temperatura mais acurados em escoamentos viscosos, e gradientes de pressão em escoamentos invíscidos. A escolha da pressão como variável primitiva permite a propagação das ondas de pressão no sistema considerado. Isso fica claro quando transforma-se a Equação (3.9) para a forma não conservativa multiplicando a mesma por uma matriz de transformação \mathbf{K} [Weiss et al, 1995]:

$$\left(\mathbf{K} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \mathbf{Q}} \right) \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV + \mathbf{K} \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] \cdot d\mathbf{a} = 0 \quad (3.12)$$

na qual:

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\mathbf{v} & \mathbf{I} & 0 \\ -(H - |\mathbf{v}|^2) & -\mathbf{v} & 1 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

que na Equação (3.12) se torna:

$$\mathbf{K} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \mathbf{Q}} = \begin{bmatrix} \rho_p & 0 & \rho_T \\ 0 & \rho \mathbf{I} & 0 \\ 1 & 0 & \rho C_p \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

Na Equação (3.14) o termo ρ_p , que é a derivada da densidade em relação à pressão, a temperatura constante, multiplica a derivada no tempo da pressão na equação da continuidade. Para um gás ideal, $\rho_p = 1/RT = \gamma/c^2$, em que c é a velocidade local do som e $\gamma = C_p/C_v$. Ou seja, aparece o termo que inclui c , que controla a velocidade de propagação das ondas de pressão no sistema. Como as magnitudes das velocidades do som e do escoamento precisam ser controladas para ficarem próximas e eliminar os problemas causados pela grande disparidade entre essas velocidades em escoamentos de baixos números de Mach, substitui-se o termo ρ_p que é inversamente proporcional ao quadrado da velocidade do som, por outro termo que é inversamente proporcional ao quadrado de uma velocidade condicionada U_r . Posicionando no lugar do termo antigo um novo termo proporcional ao inverso da velocidade local ao quadrado, controla-se os autovalores do sistema de modo que eles sejam todos da

mesma ordem. Substituindo a Equação (3.14) pela matriz pré-condicionante do sistema não conservativo:

$$\mathbf{\Gamma}_{nc} = \begin{bmatrix} \theta & 0 & \rho_T \\ 0 & \rho \mathbf{I} & 0 \\ -1 & 0 & \rho C_p \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

nc refere-se ao sistema não conservativo e θ , é dado por:

$$\theta = \left(\frac{1}{U_r^2} \right) - \left(\frac{\rho_T}{\rho C_p} \right) \quad (3.16)$$

e:

$$U_r = \max(|\mathbf{v}|, \nu/\Delta x, \epsilon\sqrt{\delta P}/\rho, U_{r \min}) \quad (3.17)$$

em que Δx é a escala de comprimento entre as células sobre o qual a advecção ocorre e δP é a diferença de pressão entre as células adjacentes. Para escoamentos compressíveis, o termo U_r é limitado à velocidade do som local c . O termo relacionado à advecção local da velocidade $\nu/\Delta x$ refere-se apenas aos casos de escoamento viscoso, assegurando que U_r não se torne menor que a mesma. O parâmetro ϵ é um número pequeno, setado em 10^{-3} e previne singularidades nos pontos de estagnação, portanto é importante para a estabilidade da solução. Assim, chega-se a:

$$\mathbf{\Gamma} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV + \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] \cdot d\mathbf{a} = 0 \quad (3.18)$$

no qual:

$$\mathbf{\Gamma} = (\mathbf{K}^{-1} \mathbf{\Gamma}_{nc}) = \begin{bmatrix} \theta & 0 & \rho_T \\ \theta \mathbf{v} & \rho \mathbf{I} & \rho_T \mathbf{v} \\ \theta H - \delta & \rho \mathbf{v} & \rho_T H + \rho C_p \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

$\delta = 0$ ou 1 (delta de Kronecker). Para um gás ideal, $\rho_T = -P/RT$ e $\delta = 1$ e esta matriz torna-se um membro da família pré-condicionante de Turkel. A Equação (3.18) é conservativa

em regime permanente, mas não é conservativa para escoamentos dependentes do tempo [Turkel, 1987]. O próprio pré-condicionamento deduzido destruiu a acurácia no tempo das equações. Para corrigir esta peculiaridade, as equações não são empregadas desta forma de modo que o esquema *Dual Time-Stepping* devolve a acuracidade da solução no tempo. O mesmo é explicitado ao longo do trabalho.

Os autovalores resultantes do sistema pré-condicionado dado pela Equação (3.18) são dados por:

$$\lambda \left(\Gamma^{-1} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{Q}} \right) = u, u, u, u' + c', u' - c' \quad (3.20)$$

em que:

$$\begin{aligned} u &= \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} \\ u' &= u(1 - \alpha) \\ c' &= \sqrt{\alpha^2 u^2 + U_r^2} \\ \alpha &= (1 - \beta U_r^2)/2 \\ \beta &= \left(\rho_p + \frac{\rho_T}{\rho C_p} \right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

Fazendo uma análise, para um gás ideal, $\beta = (\gamma RT)^{-1} = 1/c^2$. Considerando a velocidade U_r condicionada, $U_r = c$ para velocidades sônicas ou maiores de acordo com os critérios anteriormente explicados, torna $\alpha = 0$ e os autovalores do sistema preconditionado tomam a forma tradicional $u \pm c$. Entretanto, em baixas velocidades, como $U_r \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow 1/2$ e a forma dos autovalores torna-se igual a u . Então, os autovalores do sistema pré-condicionado estão bem condicionados em todas as velocidades.

3.1.1.2 Discretização Espacial

Nesta seção será mostrado como se aplica o vetor solução nos volumes discretizados pelo método dos volumes finitos. Considere o vetor solução discretizado:

$$\tilde{\mathbf{Q}} \equiv \frac{1}{V} \int \mathbf{Q} dV \quad (3.22)$$

no qual o vetor $\tilde{\mathbf{Q}}$ é o valor médio da solução na célula, e substituindo na Equação (3.18):

$$\mathbf{\Gamma} \frac{\partial \tilde{\mathbf{Q}}}{\partial t} + \frac{1}{V} \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] \cdot d\mathbf{a} = 0 \quad (3.23)$$

em que a integral de superfície é avaliada dividindo a superfície da célula em faces discretas, e em seguida discretizando os valores de fluxo para cada célula através dos vetores \mathbf{f}_f e \mathbf{g}_f . Aplicando a Equação (3.1) a um volume de controle n , isto dá origem ao seguinte sistema discretizado:

$$V_n \mathbf{\Gamma}_n \frac{\partial \tilde{\mathbf{Q}}}{\partial t} + \sum_f (\mathbf{f}_f + \mathbf{g}_f) \cdot \mathbf{a} = 0 \quad (3.24)$$

em que o somatório é sobre as faces que definem a célula n . V_n é o volume da célula n e $\mathbf{\Gamma}$ é a matriz pré-condicionante avaliada na célula em questão.

Como trabalha-se com valores médios, é necessário reconstruir os vetores de cada face da célula. Assim, o vetor $\bar{\mathbf{Q}}$, que é usado para definir os fluxos em cada face, é computado utilizando uma aproximação, que pode ser chamada de reconstrução linear multidimensional. Nesta aproximação, uma alta ordem de acuracidade é alcançada nas faces da célula através de uma expansão da série de Taylor do vetor da solução média em torno do centroide da célula:

$$\bar{\mathbf{Q}} = \tilde{\mathbf{Q}} + \nabla \tilde{\mathbf{Q}} \cdot \Delta \mathbf{X} \quad (3.25)$$

em que $\Delta \mathbf{X}$ é o vetor que vai do centroide da célula até o centroide da face. Essa formulação requer a determinação do gradiente $\nabla \tilde{\mathbf{Q}}$ em cada célula, aplicando o teorema da divergência, na forma discreta:

$$\nabla \tilde{\mathbf{Q}} = \frac{1}{V} \sum_f \bar{\mathbf{Q}} \cdot \mathbf{a} \quad (3.26)$$

com \bar{Q} computado a partir do vetor de solução média de cada célula adjacente à face em questão. A partir de agora, as referências serão apenas a quantidades discretas, por isso serão omitidos os \sim 's e os $^-$'s.

3.1.1.3 Tratamento dos Fluxos Invíscidos

Os fluxos invíscidos são avaliados utilizando-se o pré-condicionamento de Weiss-Smith conjuntamente com o método da separação das diferenças de fluxo de Roe [Weiss et al., 1995, Weiss et al., 1999 e Roe, 1986]. O termo f_f contém a informação característica que se propaga através do domínio, com velocidade e direção de acordo com os autovalores do sistema. Dividindo esse termo, cada parte contém a informação característica (ou seja, que viaja em uma direção particular), e diferenciando na forma upwind os fluxos divididos de maneira consistente com seus autovalores correspondentes, a seguinte expressão para o valor do fluxo em cada face é obtido em função da quantidade conservada ΔW :

$$f_f = \frac{1}{2}(f_0 - f_1) - \frac{1}{2}|A|\Delta W \quad (3.27)$$

“0” e “1” se referem às células em cada lado da face f , dados a partir de W_1 e W_0 .

$$\Delta W = W_1 - W_0 \quad (3.28)$$

em que W_1 e W_0 são os vetores solução da célula 1 e da célula 0 interpolados na face usando gradientes de reconstrução.

Utilizando esses vetores de solução reconstruídos, o esquema de discretização se torna formalmente de segunda ordem. A Equação (3.27) pode ser vista como um esquema de diferenças centrais de segunda ordem mais uma matriz de dissipação. Esta matriz de dissipação adicional não é responsável somente por produzir o efeito upwind das variáveis transportadas, da pressão e da velocidade em escoamento supersônico, mas também fornece o acoplamento pressão-velocidade requerido para estabilidade e eficiente convergência de baixas velocidades e escoamentos incompressíveis. A é a matriz Jacobiana $\partial F/\partial W$ e $|A|$ é definido por:

$$|\mathbf{A}| = \mathbf{M}|\Lambda|\mathbf{M}^{-1} \quad (3.29)$$

e $\Lambda = \text{diag}(u, u, u, u + c, u - c)$ e \mathbf{M} é a matriz modal que diagonaliza \mathbf{A} no sistema não-pré-condicionado. De acordo com Van Leer. et al, 1991, a Equação (3.27) precisa ser reescrita em termos de $\Delta\mathbf{Q}$ para ser compatível como sistema pré-condicionado. Reescreve-se:

$$\begin{aligned} |\mathbf{A}|\Delta\mathbf{W} &\cong \mathbf{A}\Delta\mathbf{W} \\ &\cong \mathbf{\Gamma}\mathbf{\Gamma}^{-1} \frac{\partial\mathbf{F}}{\partial\mathbf{W}} \frac{\partial\mathbf{W}}{\partial\mathbf{Q}} \Delta\mathbf{Q} \\ &\cong \mathbf{\Gamma}\mathbf{\Gamma}^{-1} \frac{\partial\mathbf{F}}{\partial\mathbf{Q}} \Delta\mathbf{Q} \\ &\cong \mathbf{\Gamma}|\mathbf{A}_\Gamma|\Delta\mathbf{Q} \end{aligned} \quad (3.30)$$

sendo $|\mathbf{A}_\Gamma| = \mathbf{M}_\Gamma|\Lambda_\Gamma|\mathbf{M}_\Gamma^{-1}$, o subscripto Γ denota a matriz diagonal de autovalores e a matriz modal onde $\Lambda_\Gamma = \text{diag}(u, u, u, u' + c', u' - c')$, e \mathbf{M}_Γ diagonaliza $\mathbf{\Gamma}^{-1} \partial\mathbf{F}/\partial\mathbf{Q}$. Assim, a separação dos fluxos resulta na seguinte expressão, após algum rearranjo:

$$\mathbf{\Gamma}|\mathbf{A}_\Gamma|\Delta\mathbf{Q} = |u| \begin{Bmatrix} \Delta\rho \\ \Delta(\rho v_x) \\ \Delta(\rho v_y) \\ \Delta(\rho v_z) \\ \Delta\rho E \end{Bmatrix} \hat{\mathbf{n}} + \delta u \begin{Bmatrix} \Delta\rho \\ \Delta(\rho v_x) \\ \Delta(\rho v_y) \\ \Delta(\rho v_z) \\ \Delta\rho H \end{Bmatrix} \hat{\mathbf{n}} + \delta p \begin{Bmatrix} 0 \\ \hat{\mathbf{i}} \\ \hat{\mathbf{j}} \\ \hat{\mathbf{k}} \\ \mathbf{v} \end{Bmatrix} \quad (3.31)$$

em que:

$$\begin{aligned} \delta u &= M^* \Delta u + [c^* - (1 - 2\alpha)|u| - \alpha u M^*] \frac{\Delta p}{\rho U_r^2} \\ \delta p &= M^* \Delta p + [c^* - |u| + \alpha u M^*] p \Delta u \\ \Delta u &= \Delta \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} \\ c^* &= \frac{|u' + c'| + |u' - c'|}{2} \\ M^* &= \frac{|u' + c'| - |u' - c'|}{2c'} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Diferentemente do método da separação dos fluxos de Roe, a parcela do fluxo na Equação (3.31) está escrita na forma pré-condicionada. Pode-se perceber que a presente

formulação não se utiliza dos termos mais comuns do método de Roe ($|u|$, $|u + c|$ e $|u - c|$), e assim, pode-se analisar o significado dos diversos termos dissipativos adicionados. Os três termos na Equação (3.31) representam a interpolação das variáveis transportadas nas interfaces dos volumes de controle. O primeiro termo $|u|$ exerce o efeito *upwind* sobre as variáveis.

O segundo termo δu nos dá a modificação da velocidade de advecção na face. Dentro deste mesmo termo, se pode ver a parcela $M^* \Delta u$, que exerce o efeito *upwind* sobre a velocidade quando ela excede a velocidade fictícia (*pseudo-velocity*) do som local, ou seja, $M^* = \pm 1$ para $\pm u' > c$. Isso acontece apenas para escoamentos supersônicos e compressíveis, sendo que para escoamentos com baixa velocidade ou incompressíveis, este número é sempre muito pequeno. O último termo rearranjado, $c^* \Delta p / \rho U_r^2$, é importante quando a formulação é utilizada em escoamentos incompressíveis (sempre com a proposta de ampliar as aplicações), pois é a dissipação da pressão adicionada, que surge da implementação da compressibilidade artificial.

O terceiro termo, δp , é a modificação da pressão na face, e a parcela $M^* \Delta p$ causa o efeito *upwind* da pressão na interface dos volumes de controle quando a velocidade é supersônica. Para escoamentos em baixa velocidade, este termo torna-se muito pequeno.

3.1.1.4 Esquema de Discretização Temporal

Existem três formas gerais de realizar a discretização temporal: explícita, implícita e totalmente implícita. A formulação totalmente implícita vem sendo mais utilizada em problemas gerais, onde Patankar, 1980, deixa clara sua preferência por este esquema, sendo uma das razões a sua característica de ser incondicionalmente estável, permitindo grandes avanços no tempo. O esquema menos utilizado é o implícito, ou Crank-Nicolson, o qual leva em conta o valor da propriedade de seus vizinhos, tanto do passo de tempo anterior como do atual, e tem como característica ser mais preciso em um mesmo passo de tempo do que os outros esquemas.

O esquema utilizado neste trabalho foi o explícito. Tratando-se do fenômeno de ondas de pressão, precisa-se de passos de tempo pequenos para captar com acuracidade as características transientes do fenômeno, que ocorre em grandes velocidades. Precisando de passos de tempo pequenos, perde o sentido a utilização do esquema totalmente implícito, que tem por vantagem possibilitar grandes passos de tempo. Assim, pode-se utilizar o esquema explícito, que avança de forma direta no tempo, pois as propriedades no passo de tempo

anterior são conhecidas. A Figura 3.1 ilustra esta situação e a Figura 3.2 ilustra uma comparação entre os três esquemas.

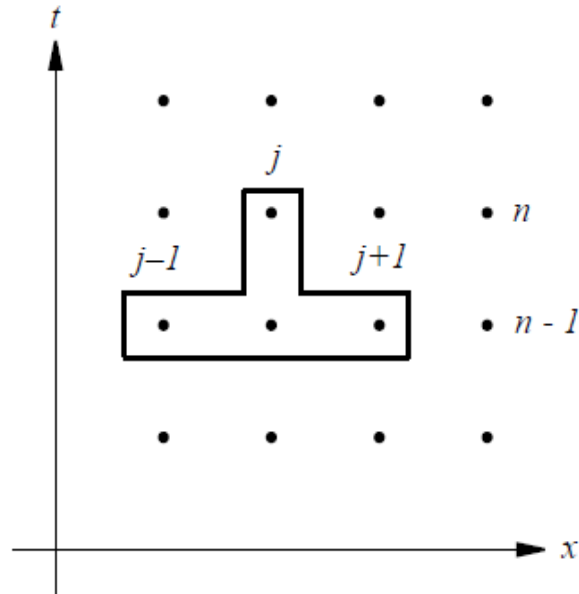


Figura 3.1. Esquema de discretização temporal Explícito

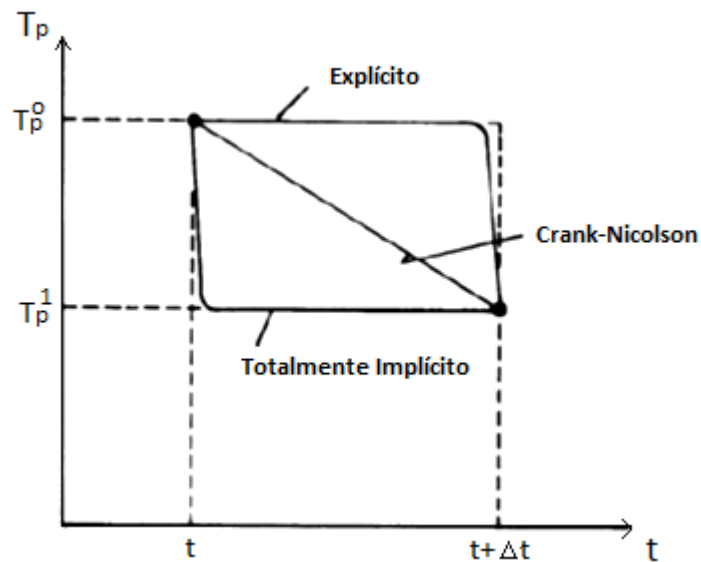


Figura 3.2. Variação da temperatura com o tempo para os diferentes esquemas [Patankar, 1980]

A integração explícita é executada através do método Runge-Kutta para realizar a integração temporal, e o número de Courant é limitado a um. Esquemas explícitos resultam em poucas operações por iteração, mas sofrem duras restrições quanto ao passo de tempo. O passo de tempo é limitado pela acurácia temporal em problemas transientes.

3.1.1.4.1 O Esquema de Runge-Kutta

Para realizar a integração explícita, utiliza-se o método de Runge-Kutta para discretizar a derivada no tempo da Equação (3.24). Uma importante família de técnicas de integração temporal que tem alta ordem de acuracidade, explícita, mas não-linear e limitada a dois níveis no tempo é provida pelos métodos de Runge-Kutta. Comparada com métodos multipassos lineares, os esquemas de Runge-Kutta alcançam altas ordens de acuracidade sacrificando a linearidade do método, mas mantendo as vantagens do método de um passo, enquanto os primeiros são basicamente de natureza linear, mas alcançam boa acuracidade envolvendo múltiplos passos de tempo [Hirsch, 2007]. Estes métodos foram aplicados para resolver equações de Euler por Jameson, 1981. A ideia básica deste esquema é dividir o valor da variável em diversos valores de \mathbf{Q} no intervalo de tempo, de modo que se obtenha uma alta ordem de aproximação em $\mathbf{Q}_{t+\Delta t}$. A solução avança de t para Δt com o esquema Runge-Kutta multiestágios, dado por:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}^{(0)} &= \mathbf{Q}_t \\ \mathbf{Q}^{(i)} &= \mathbf{Q}^{(0)} - \alpha_i \Delta t \mathbf{F}^{-1} \mathbf{R}^{(i-1)} \\ \mathbf{Q}_{t+\Delta t} &= \mathbf{Q}^{(m)} \end{aligned} \quad (3.33)$$

$i = 1, 2, 3, \dots, m$ é o contador de estágios do esquema, e α_i é o coeficiente multiestágio para o i th estágio. No presente trabalho utilizou-se o esquema de 5 estágios de dissipação do método Runge-Kutta, e os coeficientes encontrados na literatura [Jameson et al., 1987], e que se mostraram adequados, foram $\alpha_1 = 1/4$, $\alpha_2 = 1/6$, $\alpha_3 = 3/8$, $\alpha_4 = 1/2$ e $\alpha_5 = 1$.

O resíduo $\mathbf{R}^{(i)}$ é computado a partir da solução intermediária $\mathbf{Q}^{(i)}$, e é dado por:

$$\mathbf{R}^{(i)} = \frac{1}{V} \sum_f \{f(\mathbf{Q}^{(i)}) - g(\mathbf{Q}^{(i)})\} \quad (3.34)$$

que é apenas um recurso para poder-se aumentar o passo de tempo sem causar instabilidade. Em alguns trabalhos como o de Al-Falahi et al, 2010 este recurso foi utilizado. No código usado no presente trabalho, existe a opção de se utilizar ou não. O resíduo para célula i é filtrado utilizando-se um operador Laplaciano.

$$\bar{r}_i = r_i + \varepsilon \sum_{neighbors} (\bar{r}_j - \bar{r}_i) \quad (3.35)$$

e esta equação é usada com uma iteração Jacobiana:

$$\bar{r}_i^m = \frac{r_i^0 + \varepsilon \sum_{neighbors} (\bar{r}_j^{(m-1)})}{1 + \varepsilon \sum_{neighbors} (1)} \quad (3.36)$$

em que r_i^0 representa o resíduo original e \bar{r}_i^m representa o resíduo suavizado pelo coeficiente de sub-relaxação ε após a iteração m .

3.1.1.4.2 Duplo Passo de Tempo para escoamentos Transientes (DTS)

O primeiro problema de se resolver escoamentos utilizando a formulação compressível em baixos números de Mach é a grande diferença de magnitude entre as velocidades advectivas e das ondas de acústicas, criando dificuldades em resolver as equações numericamente. O segundo é que com as escalas de pressão associadas o número de Mach ao quadrado, erros de truncamento da pressão serão muito provavelmente amplificados durante a solução numérica, prejudicando a convergência e a acuracidade [Alves, 2006].

Resolve-se o primeiro problema pré-condicionando o termo da derivada no tempo, como já mostrado no item 3.1.1.1. Esta matriz \mathbf{F} é escolhida de modo a deixar os autovalores dos fluxos invíscidos jacobianos na mesma ordem de magnitude, e este pré-condicionamento altera a evolução temporal do escoamento, de modo que a solução é obtida em um passo de tempo falso (*pseudo-time*), e por isso não pode ser usada em simulações onde uma solução acurada no tempo esteja sendo buscada.

O segundo problema também é resolvido utilizando-se do pré-condicionamento, de modo que esta matriz possa ser escolhida baseada num esquema de equações que marche no tempo falso em termos de uma nova variável \mathbf{Q} . A vantagem é trabalhar resolvendo diretamente a pressão e a temperatura, evitando que o cálculo das mesmas provenha de um processo iterativo envolvendo as equações da energia interna, entalpia e de estado. Outro procedimento que diminui os erros de truncamento da pressão, é que se resolvem os

gradientes de pressão e não a pressão por si só, que é envolvida no balanço da quantidade de movimento [Alves, 2006].

Para fornecer uma solução acurada das equações pré-condicionadas, emprega-se o esquema de duplo passo no tempo. O pré-condicionamento faz com que o transiente não seja verdadeiro então, para devolver a acuracidade temporal, acrescenta-se a derivada em relação ao tempo físico:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{W} dV + \Gamma \frac{\partial}{\partial \tau} \int \mathbf{Q} dV + \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] d\mathbf{a} = 0 \quad (3.37)$$

em que t é o tempo físico, e τ o tempo fictício usado no procedimento de marcha no tempo. Pode-se perceber que quando $\tau \rightarrow \infty$, o segundo termo da Equação (3.37) desaparece e obtém-se novamente a Equação (3.1).

No esquema de duplo passo no tempo, em cada passo de tempo físico, itera-se a versão discretizada das equações no tempo fictício, levando o termo que contém a derivada no tempo fictício para zero. O termo dependente do tempo físico na Equação (3.37) é discretizado de maneira implícita por meio do esquema de segunda ordem *three-point backward difference*. No tempo fictício, o termo correspondente é levado à zero através do seguinte algoritmo multiestágio:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}^{(0)} &= \mathbf{Q}_\tau \\ \left[\Gamma + \frac{3 \Delta \tau}{2 \Delta t} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \mathbf{Q}} \right] \Delta \mathbf{Q} &= \Delta \tau \left\{ -\alpha_i R^{(i-1)} - \frac{1}{2 \Delta t} (3 \mathbf{W}^{(i-1)} - 4 \mathbf{W}^{(n)} + \mathbf{W}^{(n-1)}) \right\} \\ \mathbf{Q}_{\tau+\Delta \tau} &= \mathbf{Q}^{(m)} \end{aligned} \quad (3.38)$$

Os tempos físico e fictício são distintos, mas correlacionados. A integração é explícita no tempo fictício, mas implícita no tempo físico. O método de marcha que é mencionado diretamente é para o tempo fictício, uma vez que a derivada no tempo físico se torna apenas um termo fonte.

Aqui i é o contador dos estágios, n representa qualquer nível de tempo dado, e $\Delta \mathbf{Q} \equiv \mathbf{Q}^{(i)} - \mathbf{Q}^{(0)}$. Através das iterações no tempo fictício, $\mathbf{W}^{(n)}$ e $\mathbf{W}^{(n-1)}$ são mantidos constantes e $\mathbf{W}^{(i-1)}$ é computado a partir de $\mathbf{Q}^{(i-1)}$. Como $\tau \rightarrow \infty$, a solução no próximo instante no tempo físico $\mathbf{W}^{(n+1)}$ é dada por $\mathbf{W}(\mathbf{Q}_{\tau+\Delta \tau})$. Percebe-se que o Δt é limitado pela

acurácia desejada da solução, e o $\Delta\tau$ é limitado pela condição de estabilidade da Equação (3.43).

3.1.1.4.3 Diferença Atrasada de Três Pontos (BDF2)

Existem diferentes maneiras de marcha para a equação no tempo físico. As mais utilizadas são o esquema de Cranck-Nicholson (CN2) e o Three-Point Backward Difference (BDF2), ambos de segunda ordem.

O esquema de Cranck-Nicholson é um esquema implícito e devido ao comportamento oscilatório deste esquema em passos de tempo maiores, muitas vezes é denominado como um esquema marginalmente estável, denominado também *A-stable*.

O esquema BDF2 utilizado no presente trabalho é o esquema multipasso mais utilizado para marchar as equações no tempo físico, é de segunda ordem e totalmente implícito com uma aproximação de diferença atrasada. Este esquema é incondicionalmente estável (*L-Stable*) e a precisão do sistema depende do tamanho do passo de tempo.

A aproximação tradicional para se resolver a Equação (3.37) será mostrada na sequência, e trata o tempo físico como um termo fonte, incorporando-o juntamente ao $f(\mathbf{W})$, em que $f(\mathbf{W})$ é a parcela do regime permanente da qual o problema é dependente. Esta equação é reescrita na forma diferencial simplificada como mostra a Equação (3.39):

$$\Gamma \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} = f(\mathbf{W}) \quad (3.39)$$

Considere o último passo no tempo físico ($n+1$) e no tempo fictício ($p+1$), e estes são setados iguais, uma condição necessária quando se usa o DTS com esquemas multipassos no tempo físico [Tukel e Vatsa, 2005], segundo Alves, 2010.

Aplicando o BDF2, incluídos os termos relativos à marcha no tempo fictício (Runge-Kutta, Equação (3.33)) chega-se em:

$$\Gamma \frac{\mathbf{Q}^{p+1} - (\mathbf{Q}^p - \alpha_i \Gamma^{-1} \Delta\tau \mathbf{R}^{(i-1)})}{\Delta\tau} = f(\mathbf{W}^{p+1}) - \frac{3\mathbf{W}^{p+1} - 4\mathbf{W}^n + \mathbf{W}^{n+1}}{2\Delta t} \quad (3.40)$$

Precisa-se linearizar a Equação (3.40) para a implementação da marcha no tempo físico de modo que, para um vetor $\boldsymbol{\omega}$ qualquer:

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{\omega}^{p+1} &\approx \boldsymbol{\omega}^p + \left. \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial \tau} \right|^p \Delta \tau + O(\Delta \tau^2) \\
&= \boldsymbol{\omega}^p + \left(\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial \boldsymbol{Q}} \frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial \tau} \right)^p \Delta \tau + O(\Delta \tau^2) \\
&\approx \boldsymbol{\omega}^p + \left. \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial \boldsymbol{Q}} \right|^p \Delta \boldsymbol{Q} + O(\Delta \tau^2)
\end{aligned} \tag{3.41}$$

Assim, após o passo seguinte,

$$\begin{aligned}
\Gamma \frac{Q^{p+1} - Q^p}{\Delta \tau} + \alpha_i R^{(i-1)} \\
= \left(f(W^p) + \frac{\partial f(W^p)}{\partial Q} \Delta Q \right) - \frac{3 \left(W^p + \frac{\partial W^p}{\partial Q} \Delta Q \right) - 4W^n + W^{n+1}}{2\Delta t}
\end{aligned}$$

obtém-se:

$$\left[\Gamma + \frac{3\Delta \tau}{2\Delta t} \frac{\partial W}{\partial Q} - \frac{\partial f(W)}{\partial Q} \right]^p \Delta Q = \Delta \tau \left[-\alpha_i R^{(i-1)} + f(W^p) - \frac{3W^p - 4W^n + W^{n+1}}{2\Delta t} \right] \tag{3.42}$$

Que é o termo intermediário da Equação (3.38), porém incluído o termo do regime permanente, como mostrado no trabalho de Alves, 2010.

Além destes esquemas multipassos, existem esquemas multiestágio (assim como o método Runge-Kutta para o avanço no tempo fictício), para avançar no tempo físico como o Runge-Kutta Implícito, que ao contrário dos esquemas mencionados anteriormente, podem alcançar altas ordens, dependendo de sua aplicação.

3.1.1.4.4 Cálculo do Passo de Tempo

O passo de tempo local precisa ser controlado rigorosamente, pois se utilizou o esquema de integração temporal explícito, e portanto passos de tempo fora de um

determinado critério causarão instabilidade na solução. O passo de tempo é computado a partir da consideração das condições de estabilidade do número de Courant e Von Neumann.

$$\Delta\tau = \min\left(\frac{CFL V}{\lambda_{max}}, \frac{\sigma\Delta x^2}{\nu}\right) \quad (3.43)$$

onde CFL é o número de Courant-Friedrich-Levy, V é o volume da célula, σ é o número de Von Neumann ($\sigma \approx 1$), Δx é o comprimento característico da célula e ν é a viscosidade cinemática. λ_{max} é o máximo autovalor do sistema que segue:

$$\lambda_{max} = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) + c|\mathbf{a}| \quad (3.44)$$

em que \mathbf{u} é a velocidade do escoamento e c é a velocidade do som local.

3.2 Acoplamento Pressão-Velocidade

Ao longo da evolução das simulações numéricas, um dos problemas a serem resolvidos foi o acoplamento pressão-velocidade na interface dos volumes de controle [Patankar, 1980]. Porém, são visões diferentes nas formulações acoplada e segregada. Quando a natureza da solução é segregada, o processo de solução requer que cada variável tenha uma equação evolutiva para ser avançada. As variáveis u , v , w e T podem ser avançadas por meio da equação do movimento nas três direções e pela equação da energia, respectivamente. Quando compressível, ρ pode variar com a pressão ou temperatura, e também se precisa avançar a pressão. Portanto, é necessário determinar um campo de pressões que, quando inserido nas equações do movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação da conservação da massa [Maliska, 2004].

Existem dois casos na formulação segregada que exigem atenção para avançar a pressão durante a solução. O caso quando a densidade varia fortemente com a pressão, e quando varia fortemente com a temperatura. Numericamente, são dois problemas diferentes que devem ser resolvidos de modo a concluir o fechamento do problema.

Na literatura existem vários algoritmos para determinar a pressão na formulação segregada. Dentre os mais comuns estão o método SIMPLE [Patankar, 1972, 1980] e o

método PISO [Issa et al., 1986]. Os passos para avançar a solução de t para um tempo $t + \Delta t$ nesses algoritmos, são os descritos na literatura [Patankar, 1980, Maliska, 2004].

Já no presente trabalho, as equações de conservação possuem uma relação diferente entre si, e não são resolvidas de forma desacoplada como na formulação mencionada.

As equações de conservação são resolvidas acopladamente, e o pré-condicionamento da solução, por natureza, já resolve o acoplamento pressão-velocidade. A Equação (3.27) possui a matriz de dissipação adicional que não é responsável somente por produzir o efeito upwind das variáveis transportadas, da pressão e da velocidade em escoamento supersônico, mas também fornece o acoplamento pressão-velocidade requerido para estabilidade e eficiente convergência de baixas velocidades ou escoamentos incompressíveis [Weiss et al., 1995 e Weiss et al., 1999].

3.3 Condição Inicial

Os dados experimentais são providos de medições quando a física do problema está estabilizada, a partir de vários ciclos completos de admissão de ar. Portanto, não se deve admitir a primeira solução numérica como real. Possuem-se dados experimentais durante os 720° do ciclo em questão. Para estabilizar a solução também numericamente, admitiu-se como condição inicial o primeiro ciclo simulado, ou seja, para cada solução, simularam-se dois ciclos de 720° .

A perturbação nos primeiros resultados deve-se aos fenômenos ressonantes não estabilizados, que distorcem os gráficos plotados. Outra razão é fato de no primeiro ciclo o fluido estar em repouso, e com todas propriedades iguais em todo domínio, já que não se pode atribuir uma velocidade inicial ao domínio ou qualquer outra distribuição das propriedades, resultando num resultado que não condiz com o experimento.

3.4 Condições de Contorno

O Star CCM+ disponibiliza a maioria das condições de contorno que ocorrem nas situações usuais. As condições de contorno são aplicadas às faces das células e várias combinações delas são possíveis. As condições de contorno utilizadas são descritas abaixo [Star-CCM+ User Guide, 2010].

- (a) Parede: permite definir se ela possui deslizamento do fluido ou não. No caso do presente trabalho, como se trabalha com o tratamento invíscido, a condição de parede é setada automaticamente para condição de deslizamento. Também permite definir se a parede é permeável ou impermeável a fluxo de massa.
- (b) Pressão de Saída: A pressão p_f do contorno é especificada. Pode acontecer de o fluido mudar o sentido do escoamento, recirculando, o que é comum em problemas deste tipo. Quando o fluido muda o sentido do escoamento, a pressão no contorno é admitida como:

$$p_f = p_{specified} - \frac{1}{2} \rho_f |\mathbf{v}_n|^2 \quad (3.45)$$

em que \mathbf{v}_n é a componente normal da velocidade no fluxo. Esta aproximação desencoraja o refluxo. Surgem problemas quando o fluido recircula na condição de pressão de saída, fazendo com que a região não seja mais uma saída real. Para prevenir, uma parcela dinâmica é adicionada à pressão somente nas faces em que a recirculação ocorre. Neste caso, a velocidade de contorno na face e a temperatura são extrapoladas do interior usando gradientes de reconstrução.

Esta condição de contorno foi obtida experimentalmente no trabalho de Hanriot, 2001. Os dados foram colhidos para o ciclo de 720° , montou-se uma tabela com os valores de pressão ao longo do tempo, e inseriu-se como condição de contorno.

- (c) Estagnação na entrada: Neste caso, a velocidade no contorno da face é obtida a partir de:

$$\mathbf{v}_f = \sqrt{2C_p(T_{tf} - T_f)} \quad (3.46)$$

em que C_p é o calor específico a pressão constante, T_{tf} é a temperatura total e T_f a temperatura estática. A pressão total p_{tf} no contorno é especificada. Para um escoamento subsônico, p_f é extrapolada a partir da célula adjacente usando gradientes de reconstrução. A temperatura total T_{tf} é especificada de acordo com o trabalho experimental ($\sim 300\text{K}$), R é a constante dos gases ideais, e a temperatura estática T_f é obtida a partir de:

$$T_f = \frac{T_{tf}}{(P_{tf}/P_f)^{R/c_p}} \quad (3.47)$$

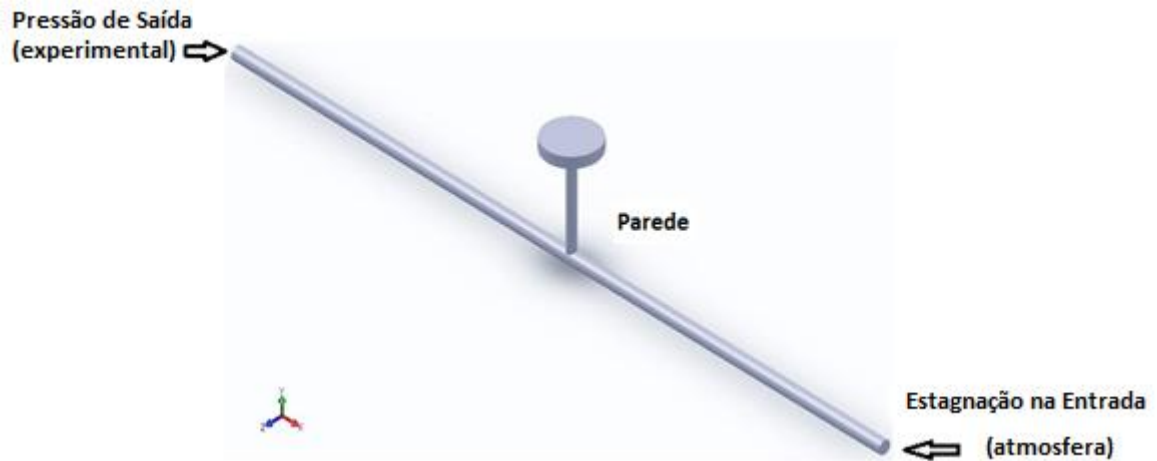


Figura 3.3. Condições de contorno.

3.5 Propriedades Termofísicas

O fluido de trabalho é o ar. Suas propriedades são resumidas na Tabela 3.1, sendo considerado compressível e tratado como gás perfeito.

Tabela 3.1 - Propriedades do ar a 300K

Propriedade	Valor
Densidade	Ideal f(T,p)
Viscosidade Dinâmica	Invíscido
Calor Específico	1006 J/kg·K
Condutividade Térmica	0,02610 W/m·K
Peso Molecular	28,96 kg/K·mol

4 CRIAÇÃO DO MODELO NO STAR CCM+

A criação do modelo começa na escolha da malha. Como já falado sobre o problema proposto nesse trabalho, não se encontram na literatura diversas informações definindo criteriosamente os parâmetros a serem escolhidos. Sobre a malha, por exemplo, sabe-se que os autores vêm simulando apenas em malhas cartesianas simples em problemas bidimensionais. Não se encontrou um exemplo tridimensional do referido problema.

4.1 Geração da malha

O software gerador de malhas *trimmed* (Star CD User Guide, 2010) fornece um método robusto e eficiente para produzir malhas de alta qualidade, tanto para problemas de simples geometrias como complexos. Por este motivo foi o adotado no presente trabalho. Ele utiliza a metodologia incorporada no *pro-Star*, que cria um *template* sobre a geometria e faz o corte das células nos limites da mesma, obtendo a forma da geometria. Este gerador de malhas combina uma série de características desejáveis em um método de construção de malha:

- (a) Predominância de malhas hexaédricas com o mínimo de assimetria entre as células;
- (b) Refinamento em curvas e áreas próximas a superfície, se desejável;
- (c) Independe da qualidade da superfície importada;
- (d) Por definição, alinhada com o sistema de coordenadas do usuário.

4.1.1 Construção da Geometria em CAD.

Baseado na geometria real desenhou-se a geometria virtual em um software CAD como mostra a Figura 4.1. Esta geometria deve ser importada pelo pacote computacional e para isso é necessário reconhecer sua superfície, de modo que ela seja aceitável.

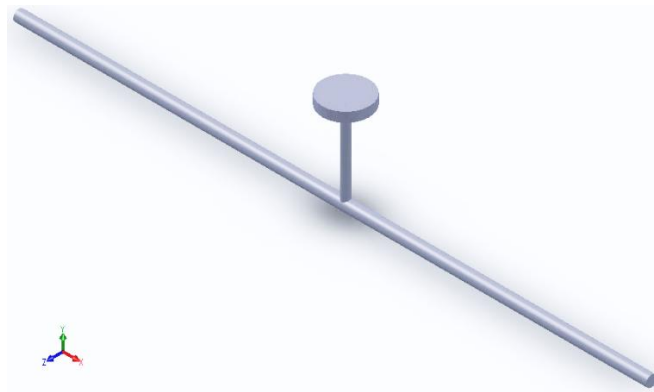


Figura 4.1. Desenho em CAD da geometria do problema.

4.1.2 Importação da Geometria

A geometria foi importada através do *pro-STAR/surf*, que triangulariza a superfície. Primeiramente deve-se sanar todas as irregularidades originadas no CAD, dentro da tolerância adequada, como curvas e encontro de linhas. Só após isso está permitida a triangularização, que resulta na Figura 4.2.

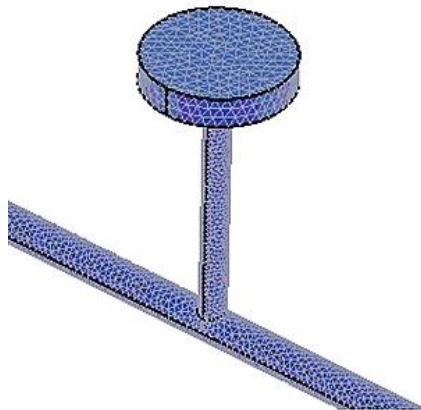


Figura 4.2. Reconhecimento da superfície – triangularização (visão parcial).

4.1.3 Geração do *Template* e Malha de Domínio

Na criação do *template* são introduzidos os parâmetros do modelo, tais como tamanho de célula, taxa de crescimento de célula, grau de refinamento próximo à superfície, etc. A geometria, já triangularizada, é inserida num bloco estruturado, como mostra a Figura 4.3.

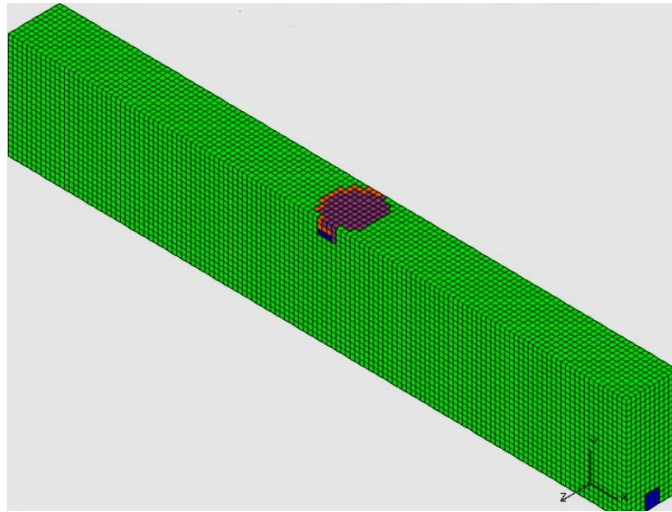


Figura 4.3. Geração do *template*, geometria inserida em um bloco estruturado.

A seguir as células que se encontram no contorno da geometria são “cortadas” (*trimming*), para compor os limites da geometria original, como mostrado na Figura 4.4. As células não cortadas, que fazem parte do interior do volume, possuem forma hexaédrica.

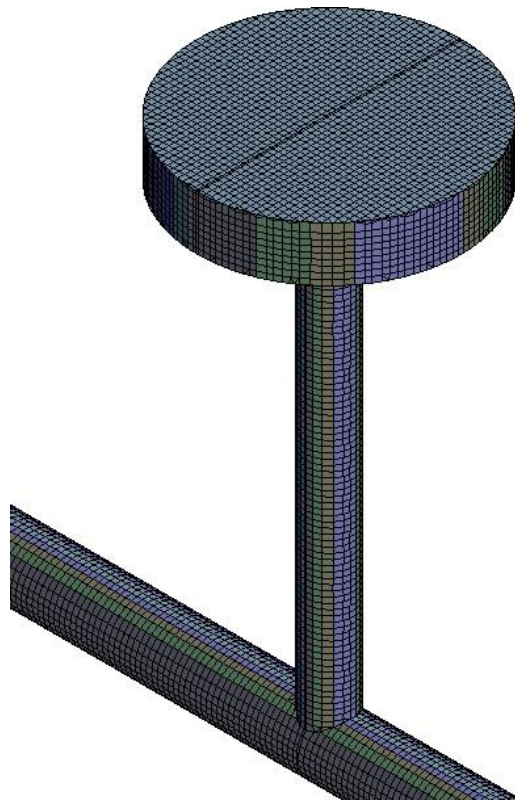


Figura 4.4. Vista parcial da malha resultada do processo de *trimming*.

A próxima etapa é a importação da malha já construída para o Star CCM+ onde são inseridas todas as demais condições e opções de solução do problema.

4.2 Descrição do Modelo

A célula hexaédrica mostrada possui uma aresta de 3 mm, totalizando 140.000 volumes. Não há necessidade de um refinamento mais acurado próximo à parede, já que o modelo é invíscido.

O procedimento experimental utilizado como validação do modelo numérico, fez diversas disposições do domínio do problema. Foram experimentados diferentes comprimentos de dutos, diferentes rotações, diferentes posições do ressonador, e diferentes volumes de ressonador.

Para a análise numérica, escolheu-se apenas uma configuração, como mostra a Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Configuração experimental para validação.

Parâmetro	Valor
Rotação	600 rpm
Comprimento do tubo	1964,2 m
Diâmetro do tubo	35.1 mm
Posição do ressonador	6
Comprimento de câmara do ressonador	30 mm

A disposição dos pontos de monitoramento ao longo da geometria obedeceu rigorosamente à mesma disposição dos transdutores de pressão mostrados na Figura 4.5, sendo os pontos. P2, P4, P5, P6, P7, P8, P10 e PR. Esta figura, além de ilustrar o posicionamento do ressonador de Helmholtz, ilustra a única configuração utilizada para se realizar a análise numérica, e a disposição dos pontos de monitoramento.

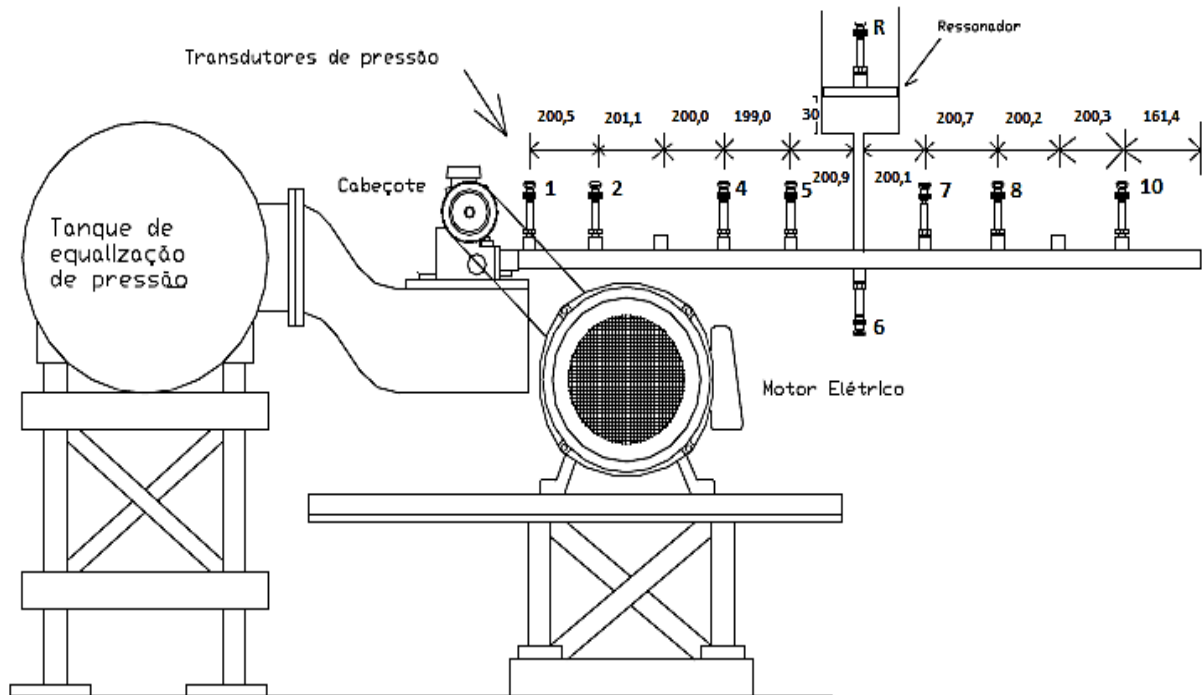


Figura 4.5. Esquema do tubo de admissão com o ressonador de Helmholtz

No software, este problema que por definição é transiente, se utiliza da formulação acoplada, com integração explícita de segunda ordem, integrada utilizando-se do método Runge-Kutta de cinco estágios sendo os coeficientes: 0.25, 0.16666, 0.375, 0.5 e 1.0. A pressão de referência é a atmosférica. O escoamento que se estabelece é tratado inviscidamente e o ar é tratado com o modelo do gás ideal.

A condição inicial e a condição de contorno foram abordadas nos itens 3.3 e 3.4.

4.2.1 Paralelização do Cálculo

Decompondo o domínio do problema em blocos, e distribuindo entre diversos processadores, pode-se diminuir o tempo de simulação. Os resultados preliminares são transferidos entre processadores, mantendo assim uma evolução consistente rumo à solução.

Nem sempre o aumento de processadores traz benefícios. Isso tem um limite, pois quer o barramento da máquina ou a falta de processadores para a máquina realizar suas próprias tarefas, pode retardar o desempenho da solução.

Para o presente caso percebeu-se que o desempenho ótimo se estabelecia em um número de três processadores, levando em consideração apenas a máquina utilizada.

4.2.2 Independência de Malha

Para aceitar a solução gerada, precisa-se ter certeza que os erros numéricos originados da discretização estão dentro do critério de aceitação. Com isso prova-se que a solução é independente da malha. Foi escolhido o valor de pressão no ponto R, no instante $t = 0,087049$ para comparação entre malhas, como mostra a Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Valores de pressão no ponto PR

Malha (Nº de volumes, valores nominais)	Instante de tempo (s)	Valor da pressão (Pa)	Defasagem da pressão em relação ao anterior (%)
40.000	0,087049	27.086,64648	-
70.000		27.596,49219	1,847
140.000		27.650,79492	0,196
240.000		27.525,6152	-0,452

Optou-se pela malha de 140.000 volumes, pois é a melhor relação entre erro numérico e tempo computacional. Além disso, com o contínuo refinamento da malha aliado ao critério para estabelecimento do passo no tempo, este passo no tempo torna-se excessivamente pequeno. Quando a malha é refinada em excesso e aproxima o passo de $1E-08$, surgem os erros de truncamento, que se verifica na malha mais fina. Pode-se ver a convergência da solução na Figura 4.6.

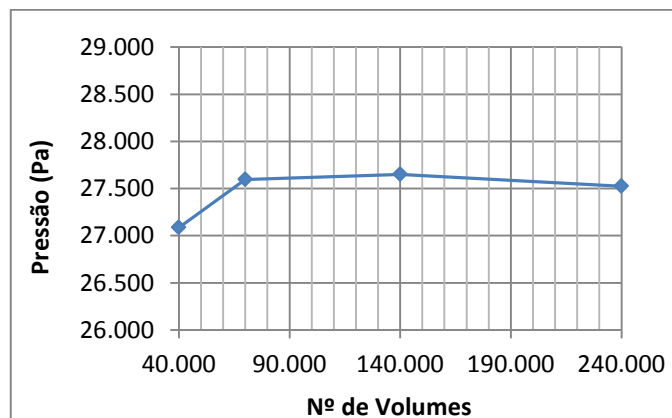


Figura 4.6. Independência de malha.

Os tempos computacionais requeridos para a solução estão na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 – Tempos computacionais

Malha (Nº de volumes)	Tempo de CPU (h)
40.000	24
70.000	55
140.000	120
240.000	185

Percebe-se que o comportamento é próximo do linear. Isso que concorda com uma das características da formulação que utiliza a marcha no tempo como aproximação das equações, de que a taxa de convergência não muda com o refinamento, e o comportamento deve realmente ser linear, como mostra a Figura 4.7.

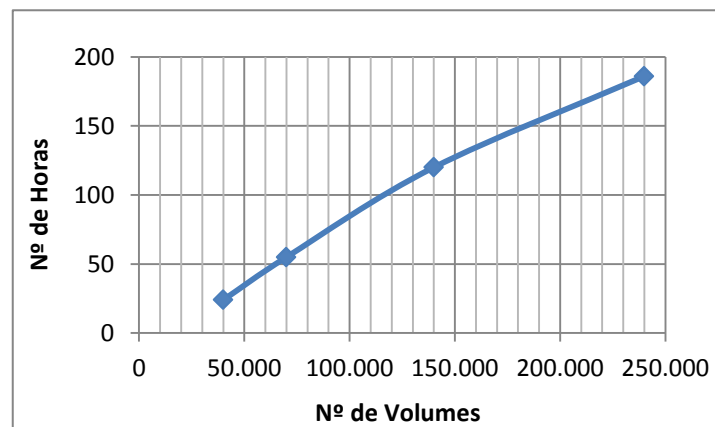


Figura 4.7. Tempo de CPU requerido para a solução.

5 VALIDAÇÃO DA IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA: O PROBLEMA DO TUBO DE CHOQUE

Para assegurar a capacidade da presente implementação numérica com o Star CCM+ de resolver este tipo de problema, e capturar os efeitos transientes de ondas de choque e superfície de contato, fez-se uma comparação com uma solução exata do problema clássico do escoamento invíscido no tubo de choque.

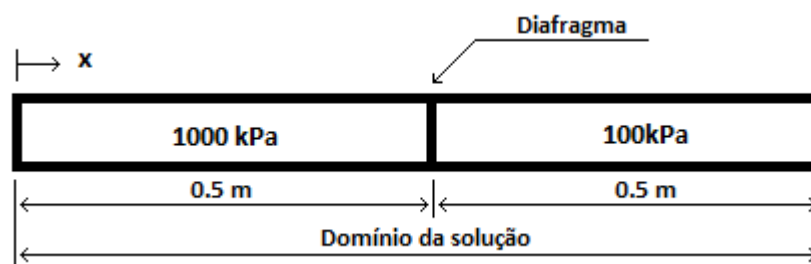


Figura 5.1. Configuração do tubo de choque para comparação [Al Falahi et al., 2010]

O problema de Sod é essencialmente unidimensional com domínio $0 \leq x \leq 1$ e uma descontinuidade em $x = 0,5$, que separa duas regiões com diferentes pressões (relação de expansão 10:1). No trabalho de Al Falahi et al, 2010, é comparada uma solução numérica com a solução exata exposta no trabalho de Sod, 1977. A configuração utilizada no trabalho de Al Falahi foi: $P_{esquerda} = 1$; $P_{direita} = 0,1$; $\rho_{esquerda} = 1$; $\rho_{direita} = 0,125$; $u_{esquerda} = 0$; $u_{direita} = 0$. Em que P , ρ e u são a pressão, a densidade e a velocidade iniciais, adimensionalizadas.

A solução do presente trabalho é compatível com a solução do problema de Sod [Sod, 1977]. Pode-se observar na Figura 5.2 e na Figura 5.3 os gráficos do fenômeno físico, que mostram-se compatíveis. Embora os trabalhos de Sod, 1977 e Al-Falahi, 2010, sejam dúbios em relação ao instante de tempo em que foram retirados os dados, o perfil do comportamento físico da densidade é similar. A velocidade de propagação dos efeitos de compressão e expansão verificam-se mais claramente na comparação experimental, onde seus resultados são discutidos no Capítulo 7.

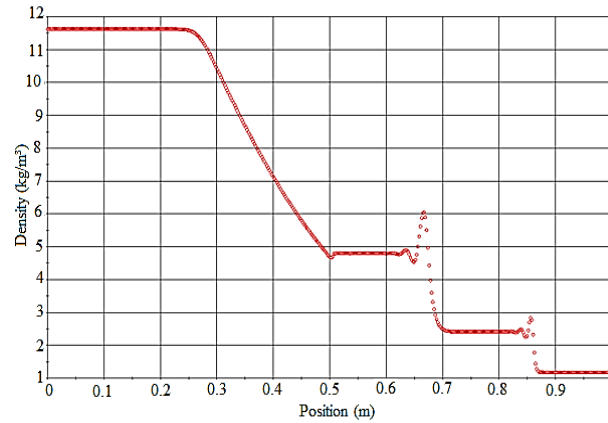


Figura 5.2. Solução do presente trabalho em aproximadamente 0,64 ms.

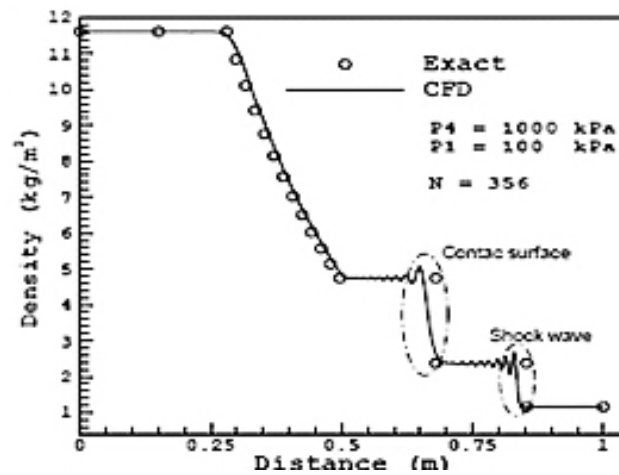


Figura 5.3. Solução numérica de Al-Falahi et al., 2010 comparada a solução exata de Sod, 1977.

Na Figura 5.3, o eixo vertical é a densidade em kg/m^3 , e o eixo horizontal é o comprimento do tubo de choque em m . A oscilação que acontece na superfície de contato e na região frente de onda surge da implementação da sub-relaxação resíduo $R^{(i)}$ no esquema de Runge-Kutta. O uso deste artifício permite que se aumente o passo no tempo, estabilizando a solução mesmo para $CFL > 1$, até certo limite. As oscilações diminuem à medida que a malha é refinada.

A velocidade da onda de pressão é proporcional à velocidade do som no ar, nas mesmas condições:

$$c_r = \sqrt{\gamma RT} \pm v \quad (5.1)$$

em que c_r é a velocidade do som resultante, γ é a razão dos calores específicos, à pressão e temperatura constantes, R é a constante dos gases ideais, T é a temperatura e v a velocidade do escoamento.

Um ponto de monitoramento distanciado 0,35 m da descontinuidade inicial, começa a alterar seu estado termodinâmico em $5,7E-4$ segundos de simulação. O fluxo que se estabelece devido à esta particular diferença de pressão entre as câmaras (10:1) estabiliza sua velocidade em torno de 280 m/s. Subtraindo a velocidade do escoamento observada, da velocidade total (calculada a partir do tempo que demorou para o ponto de monitoramento aumentar sua pressão), chega-se que a velocidade da onda de pressão em si é 327 m/s. A velocidade teórica está em torno de 347 m/s no ar, nestas condições. Portanto, a velocidade encontrada é aproximadamente 6% menor que a teórica.

6 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Os dados experimentais foram obtidos por Hanriot, 2001, e utilizados para validação das simulações numéricas realizadas no presente trabalho. Neste capítulo será dada uma visão geral do procedimento que envolveu a aquisição experimental de dados. Foram tiradas medidas de pressão ao longo do tempo em todos os pontos discriminados na Figura 4.5, medidas estas utilizadas na validação numérica.

6.1 Banco de Fluxo – Visão Geral

Todos os dados experimentais obtidos no trabalho de Hanriot, 2001, são oriundos de um banco de fluxo (Figura 6.1). Trata-se de uma instalação que se destina à análise experimental do escoamento de ar, em regimes permanente e transiente, em sistemas de admissão e descarga de motores de combustão interna alternativos, e seus acessórios.

O sistema estabelece uma depressão constante em um grande reservatório ligado ao corpo-de-prova. A depressão é gerada através de um soprador de grande porte. O eixo do comando de válvulas do cabeçote a ser ensaiado é acionado por um motor elétrico acoplado através de uma correia dentada. O sistema permite a medição da perda de pressão nas válvulas e demais acessórios de todo o sistema de admissão, viabilizando o estudo do comportamento dinâmico das pressões e vazões envolvidas e o soprador possui capacidade de insuflar até 600 m³/h de ar a uma pressão manométrica máxima de 0,7 bar. O tanque de equalização conectado ao corpo-de-prova possui capacidade de 350 litros.

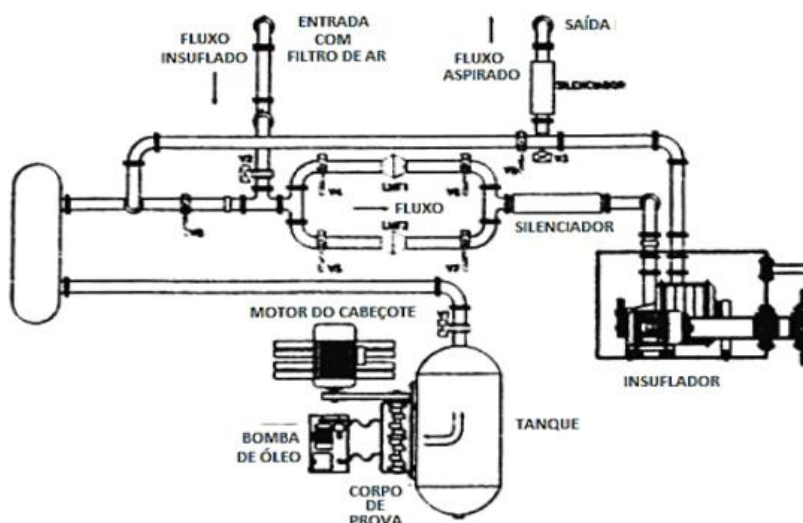


Figura 6.1. Esquema geral do banco de fluxo [Hanriot, 2001].

6.2 Banco de Fluxo – Esquema Experimental

Não há na literatura pesquisada, uma metodologia definida para a utilização do banco de fluxo. A forma como os resultados foram obtidos, e o equipamento configurado, está descrito ao longo do capítulo. A importância básica no uso de tal aparato está na sua capacidade de produzir pulsos de pressão através do movimento da válvula de aspiração. Algumas simplificações são consideradas na análise dos dados experimentais. Essas simplificações diferenciam a simulação do motor no banco de fluxo da sua operação real:

- a) O tanque de equalização de pressão produz pressões constantes, diferentemente do sistema pistão cilindro, que gera pressões variáveis ao longo do ciclo de aspiração;
- b) A rotação do motor elétrico, para uma determinada condição de ensaio, é mantida constante;
- c) Não há combustão.

É interessante ainda que os experimentos sejam realizados de forma a permitir a análise isolada de cada um dos vários fenômenos que se sobrepõem. Embora existam simplificações construtivas e geométricas (dutos de admissão compostos por tubos retos), o banco de fluxo fornece dados importantes para a análise de propagação das ondas em sistemas com geometrias mais complexas.

Inicialmente, um estudo experimental foi realizado para avaliar a influência de condutos de admissão de comprimentos diferentes. Os condutos foram ligados a apenas um dos cilindros do motor, sendo as outras válvulas retiradas do cabeçote e as suas aberturas bloqueadas. O processo de propagação das ondas de pressão em um único conduto reto permite a caracterização do pulso de pressão sem a influência dos outros condutos de admissão. É possível, por exemplo, determinar a atenuação do pulso de pressão no intervalo de tempo (ciclo) em que a válvula de admissão permanece fechada. Os testes foram realizados para uma faixa de rotação de 600 a 2400 rpm (rotação referente ao eixo comando de válvulas). O objetivo dos primeiros testes foi identificar a influência do comprimento do conduto de admissão na variação da pressão e na vazão mássica.

Para as medições de pressão foram utilizados transdutores inseridos próximo à porta da válvula e em várias posições dos tubos. Posteriormente, foi construído um ressonador de Helmholtz cilíndrico, com comprimento da câmara ajustável, sendo o mesmo inserido em

duas posições diferentes do conduto de admissão do tubo de comprimento maior. A influência do ressonador foi analisada para dois volumes diferentes do mesmo. O objetivo foi verificar a influência de tal dispositivo na dinâmica do escoamento, considerando a sintonia (tunning) dos pulsos de pressão na válvula de aspiração.

Na Figura 6.2 podem ser observados o tanque de equalização de pressão, o conjunto de válvulas reguladoras da vazão e os medidores de descarga do escoamento.



Figura 6.2. Ressonador de Helmholtz inserido na posição 2 [Hanriot, 2001].

Como já comentado, experimentalmente foram feitas diversas combinações de rotação, comprimento do tubo, posição e volume do ressonador. No trabalho numérico foi escolhida apenas uma configuração experimental, demonstrada na Tabela 4.1.

6.3 Ressonador de Helmholtz

O ressonador de Helmholtz clássico é mostrado na Figura 6.3. Ele é constituído basicamente de um volume V_h e um pescoço de área de seção reta A_h e comprimento L_h . O pescoço fica ligado ao elemento onde se quer produzir os efeitos de ressonância. Pode ser mostrado teoricamente que para uma determinada frequência ocorre o fenômeno da ressonância, a qual é função do volume V_h da cavidade, do comprimento L_h do pescoço e da área da seção reta A_h . Verifica-se que, na frequência de ressonância, a amplitude da pressão acústica no interior da cavidade é muito maior que a amplitude da pressão acústica incidente.

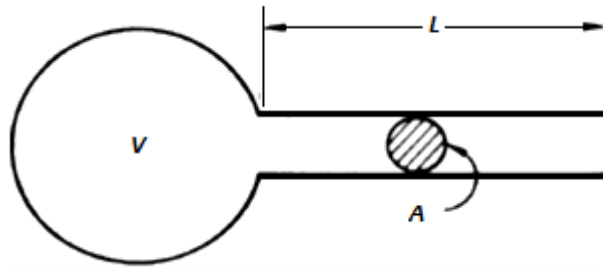


Figura 6.3 – Ressonador de Helmholtz clássico.

A frequência de ressonância teórica do ressonador é dada por Kinsler, 1980:

$$2\pi f_h = \left(\frac{c^2 A_h}{L_h V_h} \right)^{1/2} \quad (6.1)$$

em que f_h é a frequência de ressonância, A_h é a área da secção reta do pescoço, V_h é o volume do ressonador e L_h é o comprimento do pescoço.

A frequência teórica difere da experimental, devido às simplificações efetuadas no modelo. A principal simplificação está relacionada com os efeitos de atrito no pescoço do ressonador, não considerados na Equação (6.1). O modelo pode ser ajustado considerando um comprimento efetivo (equivalente) maior que o comprimento do pescoço L_h , para compensar os efeitos de atrito. Considerando o raio do pescoço como sendo a , Kinsler, 1980, Selamet et al., 1995, mostram que ao comprimento teórico L_h deve ser adicionado um fator que, para baixas frequências, está compreendido entre 1,2 e 1,7 a .

A análise da resposta do ressonador é feita através do fator de qualidade Q_h , definido como sendo a razão entre as amplitudes da pressão no interior da cavidade e a pressão incidente [Kinsler, 1980]. Selamet, 1995 e Kinsler, 1980 mostram que o ressonador age como um amplificador de ganho Q_h .

Neste tópico será mostrado o posicionamento do ressonador, e suas dimensões de modo que se entenda a Figura 4.5, no que diz respeito ao ressonador. O ressonador foi construído em acrílico, com formato cilíndrico, podendo ter o comprimento interno da câmara variado, como mostra a Figura 6.4.

As dimensões do pescoço são: comprimento de 251,51 mm e diâmetro interno de 26,41 mm. A câmara do ressonador possui diâmetro interno de 145,7 mm. Dois comprimentos da câmara foram utilizados: 30 mm e 246 mm, sendo o primeiro o escolhido para a validação numérica.



Figura 6.4. Detalhe do ressonador de Helmholtz [Hanriot, 2001].

6.4 Instalação dos Sensores

Dois tipos de sensores de pressão foram utilizados: um do tipo piezoresistivo, capaz de medir sinais dinâmicos; outro de coluna em U de mercúrio, para determinação da pressão no tanque de equalização. As medições efetuadas pelo manômetro de coluna em U seguiram a norma ASME, 1964. Os transdutores piezoresistivos foram inseridos de maneira a permitir uma análise dos fenômenos oriundos do movimento das válvulas, conforme a Figura 4.5. O acoplamento do sensor ao tubo foi realizado por meio de um anel cilíndrico externo, permitindo assim uma maior rigidez ao conjunto tubo-transdutor. O transdutor utilizado nos testes é mostrado na Figura 6.5.

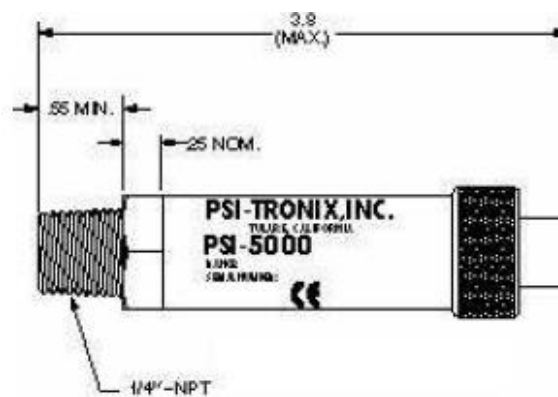


Figura 6.5. Transdutor Utilizado (medidas em polegadas).

6.4.1 Incerteza para o Sistema de Medição de Pressão

Um processo utilizado para estimar a incerteza de um SM (sistema de medição) é o método da raiz da soma dos quadrados dos erros individuais de cada módulo do SM (“rootsum- squares method“-RSS).

O método de RSS de propagação de erros é baseado na suposição de que as variações possíveis dos valores dos erros encontrados sobre repetições tende a seguir uma distribuição gaussiana. Portanto, o RSS fornece uma estimativa da medição “provável” do erro, geralmente com intervalo de confiança de 95% [Gonçalves Jr, 1997; Doebelin, 1990]

$$u_c = \sqrt{err_1^2 + err_2^2 + \dots + err_k^2} \quad (6.2)$$

Considera-se a incerteza da medição da pressão calculada com base na Equação (6.2), em que *err* é o erro de medição individual de cada módulo. Os transdutores de pressão possuem faixa de -1 a +2 bar, com incerteza de medição fornecida pelo fabricante igual a $\pm 0,25\%$ do valor final de escala. Considerando que o intervalo de pressões medidas foi de $-0,3$ a $0,35$ bar, a faixa de incerteza na medição da pressão é de $2,5\%$ do valor medido.

7 RESULTADOS

Neste capítulo os resultados relativos ao comportamento da pressão ao longo do domínio serão mostrados, discutidos e comparados ao experimento.

7.1 Análise das Ondas de Pressão

Como o objetivo do presente trabalho é comprovar que o código capte os efeitos de ondas de pressão realisticamente ao longo de todo o domínio, colocou-se a pressão obtida experimentalmente na porta da válvula como condição de contorno em uma extremidade. A outra extremidade do domínio está aberta para a atmosfera. Assim, colheram-se os resultados ao longo do domínio.

Os resultados mostrados daqui para frente são todos independentes do grau de refinamento da malha e passo de tempo, como já demonstrado no Capítulo 4. Será plotado o comportamento da pressão nos diferentes pontos de monitoramento.

Considerando a curva de abertura da válvula em relação ao ângulo do eixo de comando da Figura 7.1, da Figura 7.2 até a Figura 7.8 é mostrado que a solução numérica baseada na formulação já descrita tem boa concordância com os resultados experimentais. Os resultados têm o mesmo perfil, sem defasagem e com as amplitudes muito próximas, levando a duas conclusões importantes:

1. Devido ao fato de não haver defasagem entre os dois resultados, a onda de pressão está viajando próxima a velocidade real do meio, em relação ao movimento do fluido;
2. As amplitudes muito próximas informam que o código não está dissipando os valores de pressão ao longo dos cálculos e os fenômenos ressonantes são captados realisticamente.

O perfil da válvula de aspiração utilizada nos trabalhos experimentais, em função do ângulo do eixo comando também é referente ao Centro Ricerche FIAT - Itália. Os deslocamentos angulares foram medidos com resolução de $0,5^\circ$. A elevação da válvula em função do ângulo de comando de válvulas é mostrada na Figura 7.1. A abertura da válvula se dá na posição angular do eixo comando de $159,5^\circ$ e seu fechamento em $301,5^\circ$ (em relação ao ponto morto superior).

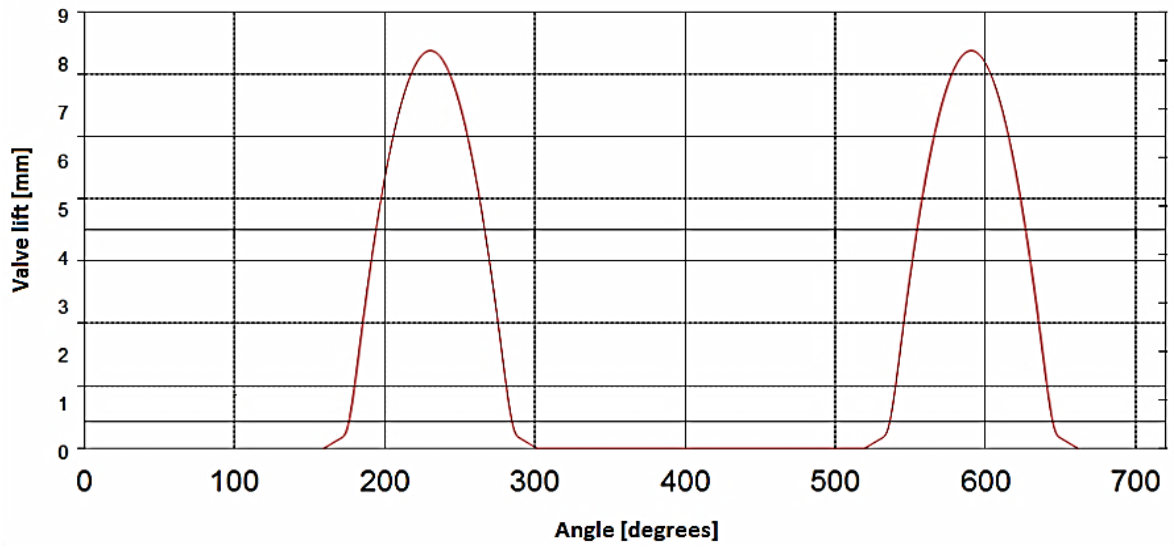


Figura 7.1. Abertura da válvula vs. ângulo do eixo de comando.

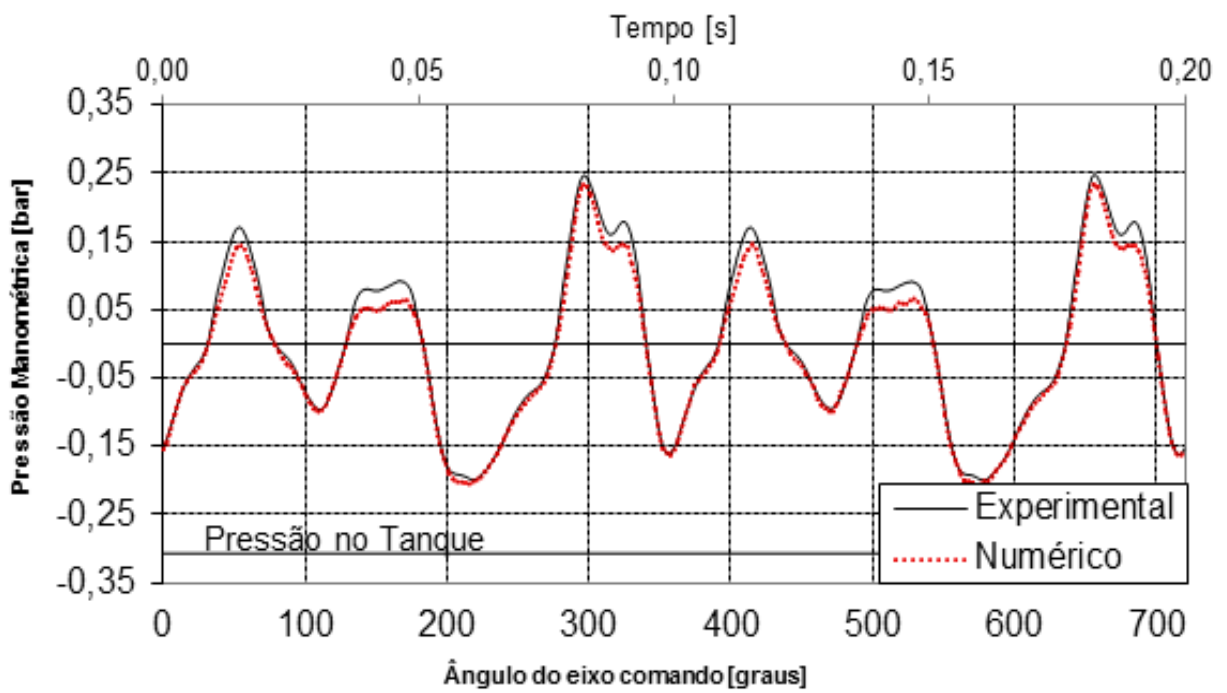


Figura 7.2. Pressão na posição 2 (ponto P2).

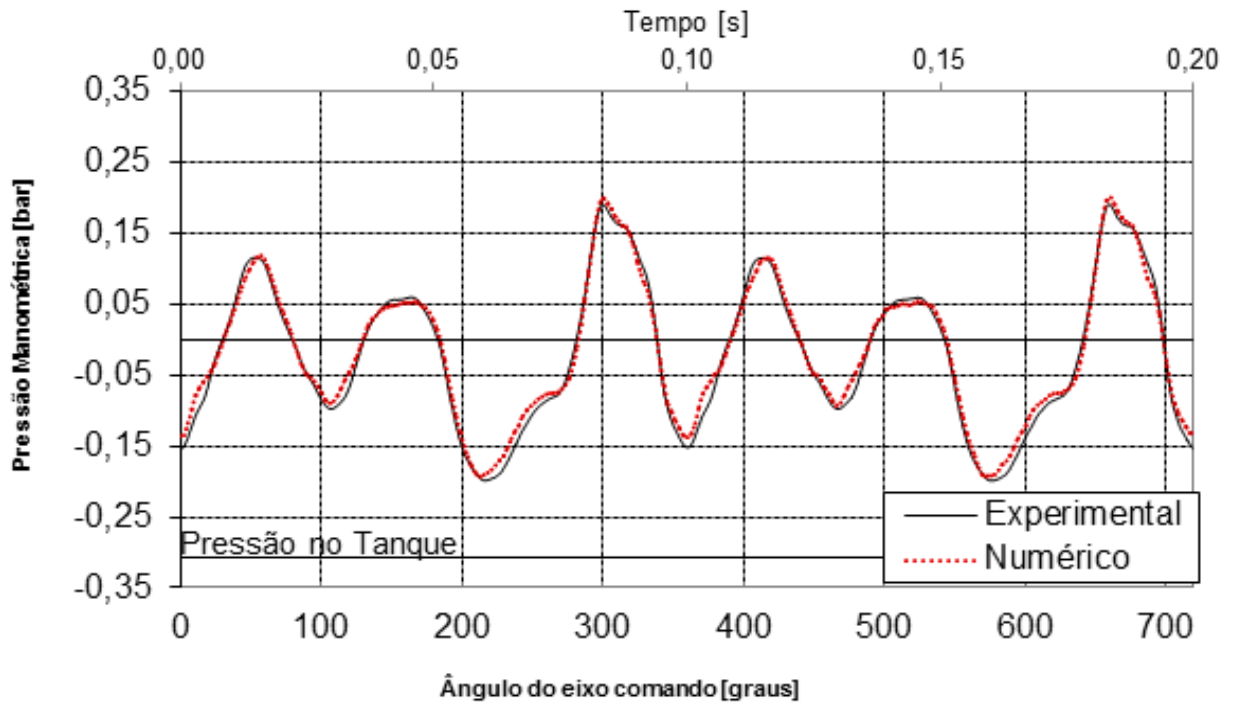


Figura 7.3. Pressão na posição 4 (ponto P4).

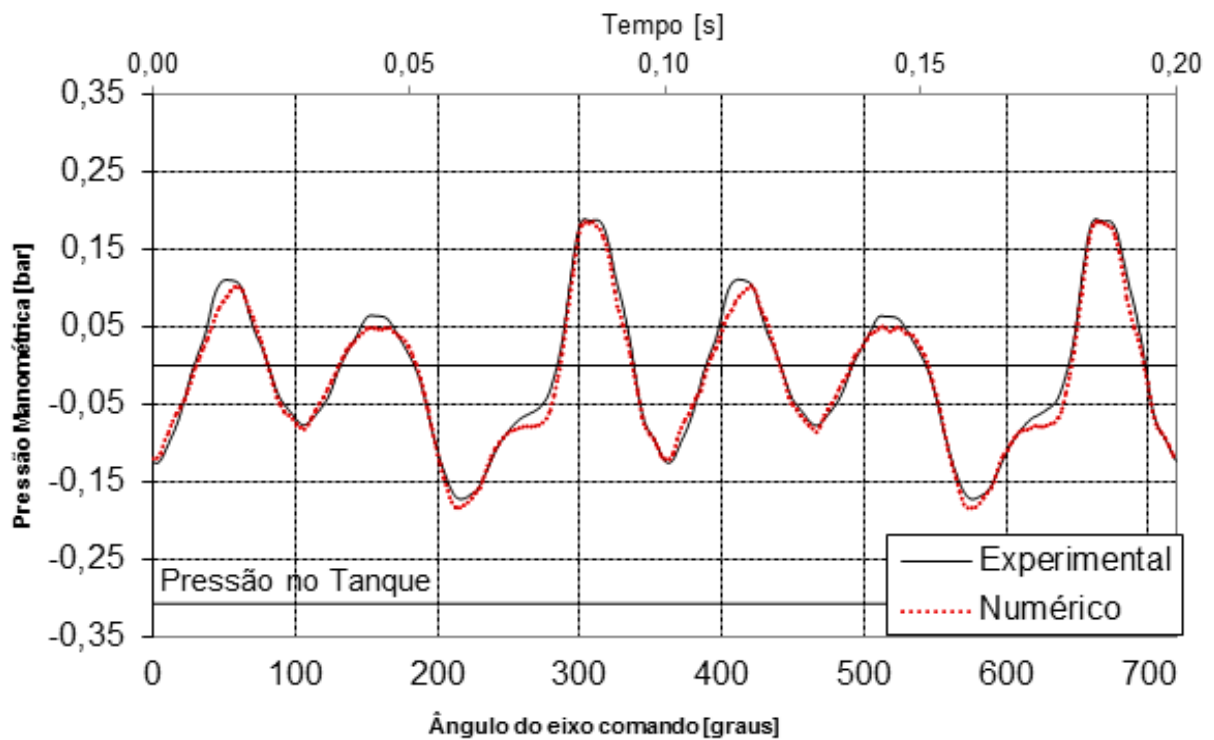


Figura 7.4. Pressão na posição 5 (ponto P5).

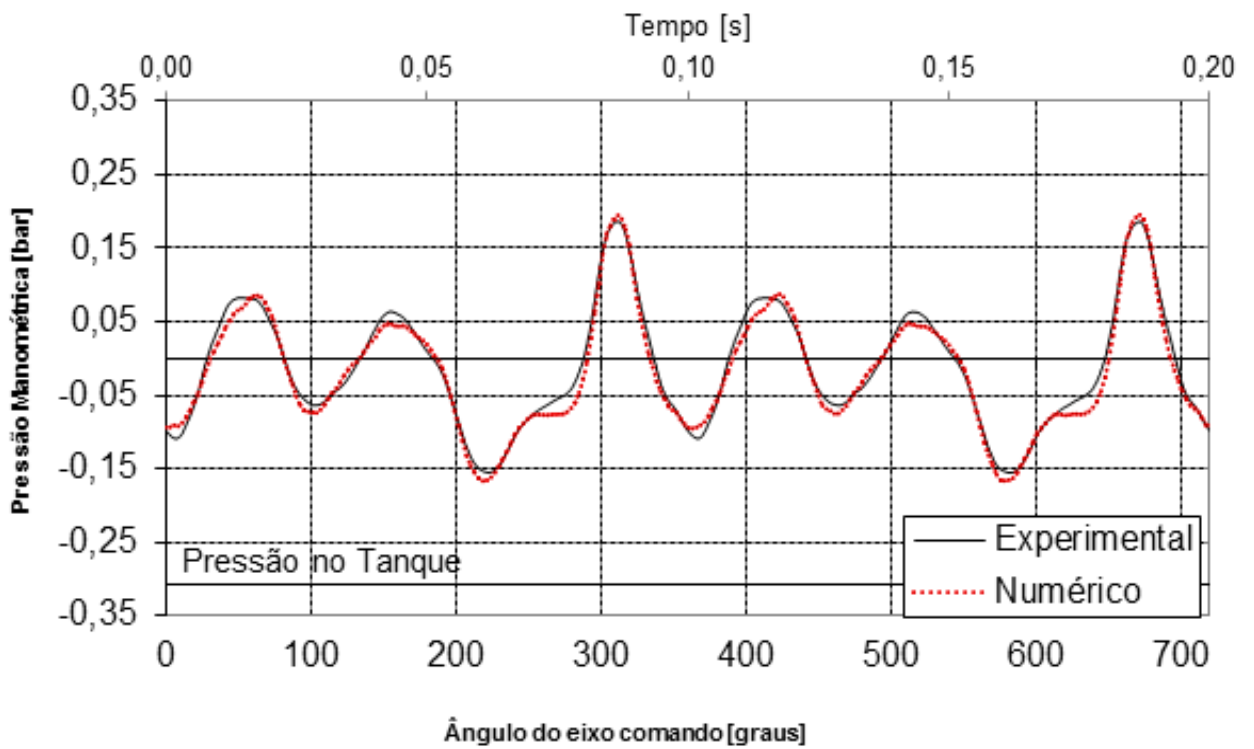


Figura 7.5. Pressão na posição 6 (ponto P6).

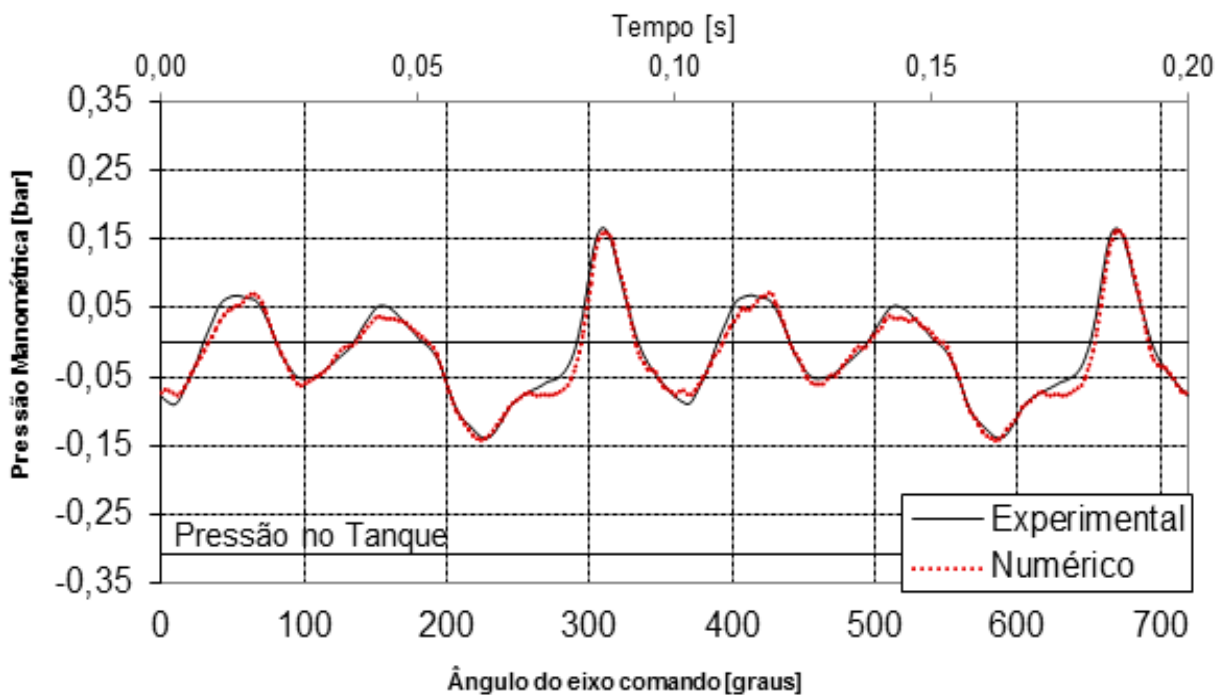


Figura 7.6. Pressão na posição 7 (ponto P7).

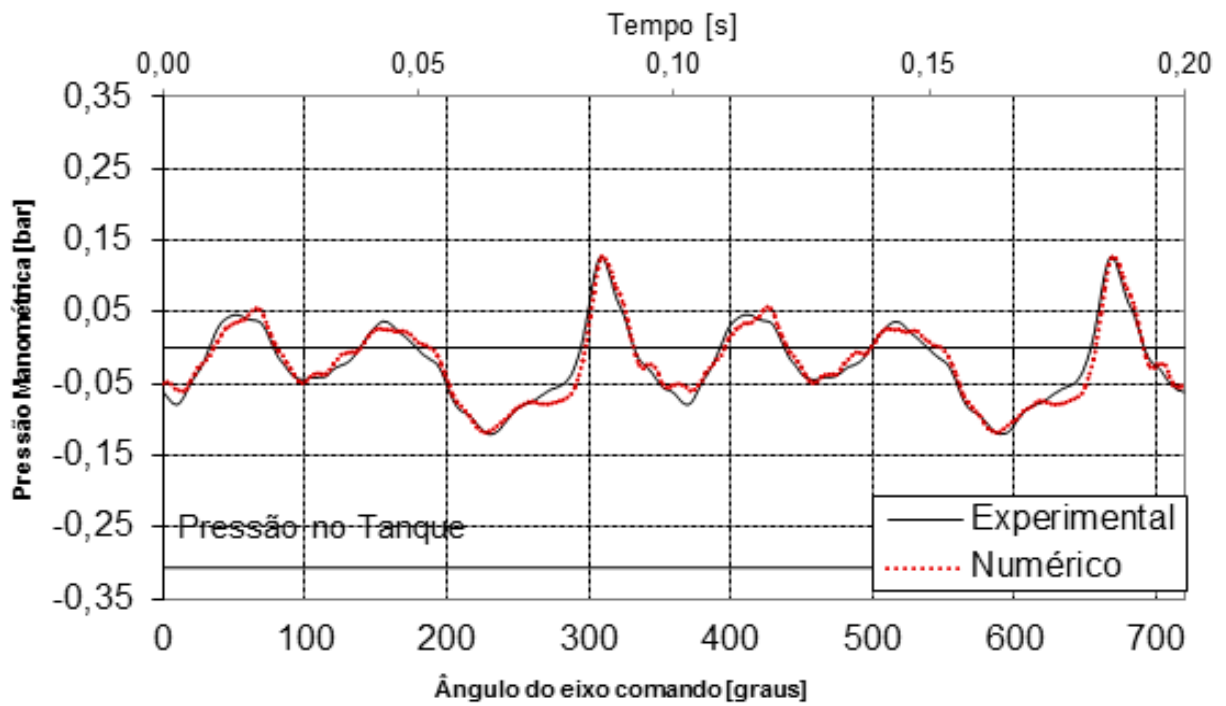


Figura 7.7. Pressão na posição 8 (ponto P8).

À medida que a solução afasta-se da condição de contorno dominante, ficam mais evidentes algumas discordâncias no gráfico, como pode-se ver na Figura 7.8.

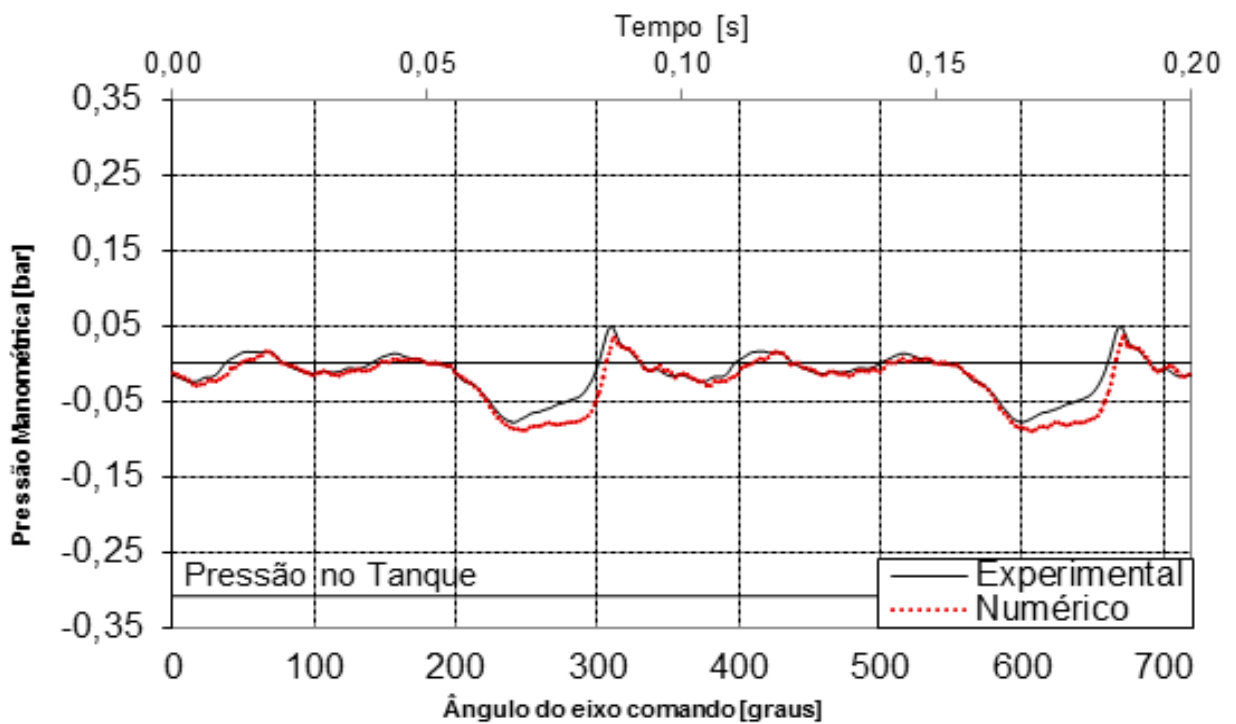


Figura 7.8. Pressão na posição 10 (ponto P10).

Nesta, o perfil do gráfico numérico ainda concorda bem com o perfil experimental, apesar de não ter o grau de proximidade dos pontos mais próximos da condição de contorno dominante. Estes desvios devem-se a pequenas diferenças acumuladas entre a velocidade da onda de pressão real e a calculada numericamente, e por isso só são notadas em posições mais distantes.

Os resultados da Figura 7.9 mostram os valores de pressão obtidos na posição R, localizada no interior do ressonador (Figura 4.5). Esta posição é a mais crítica quanto à dificuldade imposta à simulação numérica, por ser o ponto que está fora do eixo longitudinal, levando a efeitos multidimensionais. Esta particularidade em sua posição pode tornar claro alguma dissonância entre o resultado experimental e o numérico, pois o ponto está localizado após uma abrupta mudança na direção do escoamento, associado à expansão que ocorre na cavidade ressonante. Apesar da dificuldade neste ponto, o gráfico mostra uma boa concordância entre os resultados experimentais e os obtidos através da formulação aqui utilizada.

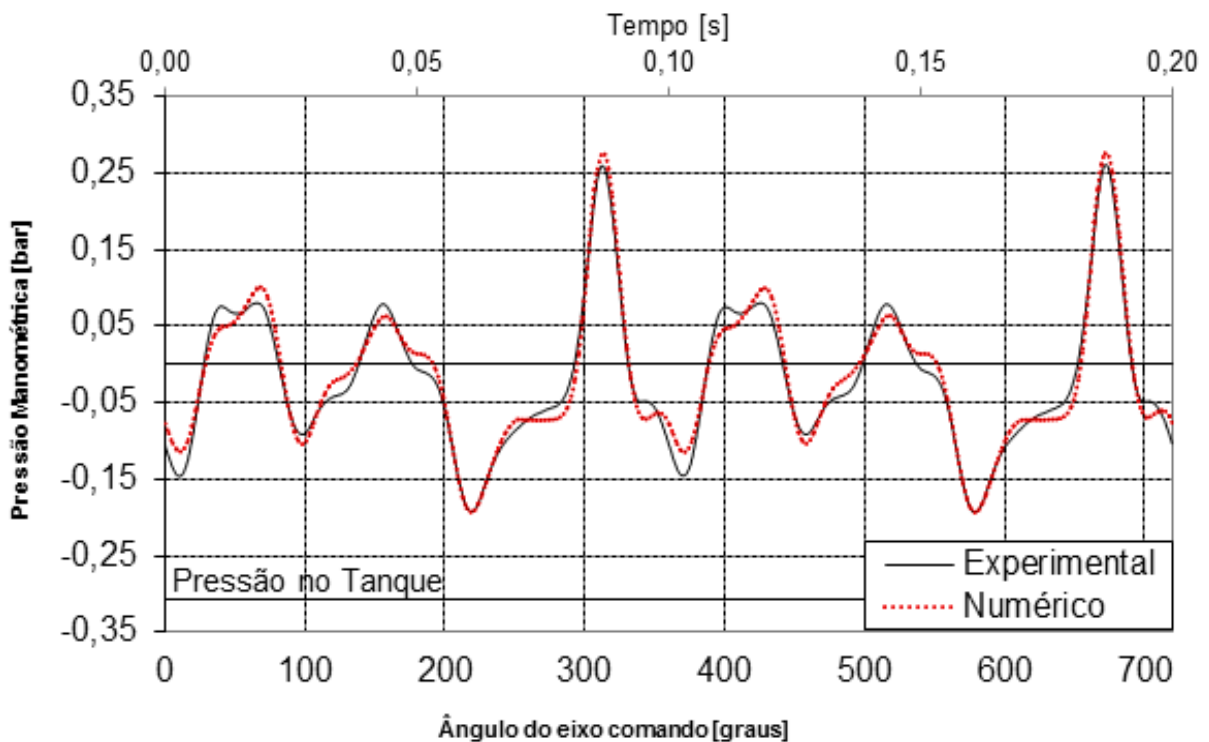


Figura 7.9. Pressão na posição R (ponto PR).

Embora os trabalhos encontrados sobre o tema normalmente realizarem suas análises em geometrias simples, a Figura 7.10 representa um corte no plano x-y passando no centro do

domínio, e mostra que o fenômeno é tridimensional. Fica clara a mudança de direção no escoamento, o que por consequência irá afetar o fenômeno em questão. Os fenômenos pulsantes se comportam analogamente, o que é ignorado em modelos unidimensionais.

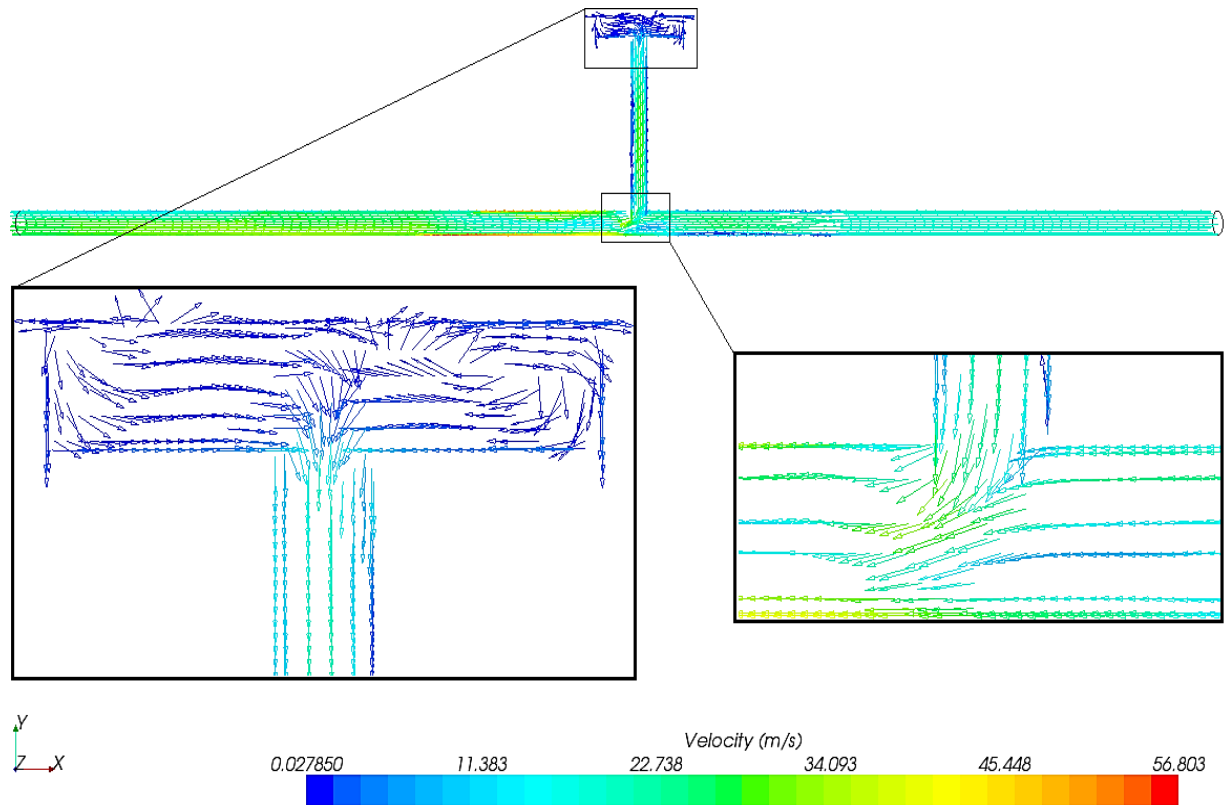


Figura 7.10. Campo de velocidades em 0,2 segundos.

8 CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE CONTINUIDADE

8.1 Conclusões

Este trabalho investigou o comportamento das ondas de pressão na admissão de um motor de combustão interna e fez uma comparação com outras soluções, analíticas e numéricas, e também com dados experimentais. Ao longo do trabalho foi explicitada uma revisão bibliográfica e a descrição da formulação numérica utilizada. Além disso, também foi mostrado como o modelo foi construído no software, para então serem realizadas as validações.

As comparações analíticas e numéricas feitas a partir dos trabalhos de Sod, 1977 e Al-Falahi et al., 2010, mostram compatibilidade entre os perfis dos gráficos e características do fenômeno físico, no que concerne o problema do escoamento invíscido em um tubo de choque.

A comparação experimental foi realizada a partir dos dados obtidos por Hanriot, 2001. A pressão na porta da válvula, obtida no referido trabalho experimental, foi inserida como condição de contorno na simulação para estudar numericamente as ondas de pressão ao longo da geometria. Assim, puderam-se comparar os valores de pressão ao longo do domínio para 720° de rotação do eixo de comando de válvulas. Os gráficos experimentais e numéricos são semelhantes, o que demonstrou a validade da formulação numérica apresentada.

Por fim, o código numérico baseado no método dos Volumes Finitos, com todos os modelos descritos, apresentou bons resultados, capturando o comportamento transiente e os efeitos tridimensionais do fenômeno físico, que são negligenciados quando tratados de maneira unidimensional ou bidimensional. Os resultados numéricos e experimentais concordaram, com boa proximidade em todos os pontos de monitoramento verificados. Também mostrou que o pacote computacional é válido, abrindo portas para a simulação da situação apresentada em geometrias complexas.

8.2 Sugestões de Continuidade

Ficam alguns questionamentos e ideias após se trabalhar no tema, portanto surgem algumas sugestões para trabalhos futuros:

- Modelar a válvula transformando em um problema de malha móvel, por consequência não utilizando condição de contorno experimental. Isto levaria à necessidade de resolver as equações do movimento incluindo os efeitos viscosos, tendo em vista a necessidade de adotar um modelo de turbulência;
- Comparar resultados com diferentes números de estágios, no método Runge-Kutta, utilizar o resíduo do método para verificar a instabilidade para valores de CFL maior que 1;
- Comparar diferentes inclinações do ressonador em relação ao eixo longitudinal, além de diferentes volumes, o que proporcionará a sua otimização.
- Integrar o tempo fictício implicitamente e comparar com a integração explícita: a acurácia no tempo e os tempos computacionais;
- Analisar numericamente os efeitos de junções e expansões nos dutos de admissão;
- Analisar numericamente os efeitos da inclusão de caixas de ressonância ao longo dos dutos de admissão.

9 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Alves, L.S.B. **Transverse Jet Shear-Layer Instabilities: Linear Stability Analysis and Numerical Simulations**, Doctor of Philosophy Thesis, Mechanical Engineering Department, University of California, Los Angeles - California, EUA, 2006.

Alves, L.S.B. **Dual Time-Stepping with Multi-Stage Schemes in Physical Time for Unsteady Low Mach Number Compressible Flows**, EPTT – VII Escola de Primavera de Transição e Turbulência, 2010.

Al-Falahi Amir, Yusoff M. Z. and Yusaf T., **Numerical Simulation of Inviscid Transient Flows in Shock Tube and its Validations**, International Journal of Mathematical, Physical and Engineering Sciences (2010)

Anderson D.A.; Tannehill J.C.; Pletcher R.H. **Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer**, McGraw-Hill/Hemisphere, New York, 1984.

Benson R.S. **A comprehensive digital computer program to simulate a compression ignition engine including intake and exhaust systems** – SAE Paper N° 710173, 1973.

Benson R.S. **The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal Combustion Engines Vol.I** - Oxford University Press, 1982.

Benson R.S. **The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal Combustion Engines Vol. II** - Oxford University Press, 1986.

Bird, R.B., Stewart, W.E., Lightfoot, E.N. **Fenômenos de Transporte**, 2 ed., LTC, Rio de Janeiro, 2004.

Brads M. C. **Helmholtz Tuned Induction System for Turbocharged Diesel Engine**, SAE Paper N 790069, 1979.

Brown J.M.B.; Vardy A.E. **Reflections of Pressure Waves at Tunnel Portals**, Journal of Sound Vibration N173 (1), 1994.

Doebelin, E.O. **Measurement Systems: Application and Design**, McGraw-Hill, 1990.

Fiat Research Center; Consiglio Nazionale delle Ricerche. **Metodologia per la Caratterizzazione dei Condotti di Aspirazione Motori in Flusso Stazionario**. Contrato N° 82.00047.93, 1983.

Fortuna, A.O. **Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos: Conceitos Básicos e Aplicações**, Ed. USP, São Paulo, 2000.

Gonçalves Jr., A.A. **Metrologia**, Parte 1, Laboratório de Metrologia e Automação, Departamento de Engenharia, Universidade Federal de Santa Catarina, 1999.

Heywood, J.B. **Internal Combustion Engine Fundamentals**, McGraw-Hill, New York, 1988.

Hanriot, S.; Valle, R.M.; Medeiros, M.A.F.; Pereira, M.L. **Estudo Experimental Do Ressonador De Helmholtz No Coletor De Aspiração De Um Motor De Combustão Interna Alternativo**, Águas de Lindóia, SP, 1999.

Hanriot M.S.; Medeiros M.A.F.; Valle R.M. **Estudo Experimental dos Fenômenos Pulsantes em um Coletor de Aspiração de Tubo Reto de um Motor de Combustão Interna Alternativo**, IV Congreso Iberoamericano de Ingeniería Mecánica (CIDIM 99). Santiago, Chile, 1999.

Hanriot M.S. **Estudo dos Fenômenos Pulsantes do Escoamento de Ar nos Condutos de Admissão em Motores de Combustão Interna**, Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, UFMG, Belo Horizonte, MG, Brasil, 2001.

Hirsch, C., **Numerical Computation of Internal and External Flows - Vol I e II: Fundamentals of Computational Fluid Dynamics**, John Wiley & Sons, New York, 2007.

Issa, R.I. Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting, **Journal. Comp. Phys.**, 62, 99 40-65, 1986.

Jameson A., Mavriplis D. **Multigrid Solution of the Two-Dimensional Euler Equations on Unstructured Triangular Meshes**, AIAA-87-0353, 1987.

Jameson A., Schmidt W., Turkel E., **Numerical solution of the Euler Equations y Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time-Stepping Schemes**, AIAA-81-1259, 1981.

Kinsler, L. E, et al, **Fundamentals of Acoustics**, John Wiley & Sons, 1980.

Kostun J. D., LIN J. S., **Effect of resonator location on resonator effectiveness using NASTRAN mode shape prediction analysis and LAMPS acoustic model**, SAE Paper N940614, 1994.

Kwak, D., Chang, J.L., Shanks, S.P., Chakravarthy, S.R. **A Three-Dimensional Incompressible Navier-Stokes Flow Solver Using Primitive Variables**, AIAA Journal, 1985.

Maliska, C.R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**, LTC, Rio de Janeiro, 2 ed., 2004.

Merkle, C. L., Athavale M. H. **A Time Accurate Incompressible Algorithm Based on Artificial Compressibility**, AIAA conference paper, 1987.

Morse, P. H., Boden, R. H. e Schechter , H., **Acoustic Vibrations and Internal Combustion Engine Performance**, Journal of Applied Physics, Vol. 9, January, 1938.

Panton R. L., Miller J. M., **Resonant Frequencies of Cylinder Helmholtz Resonators**, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 57, No 6, pp 1533-1535, Part II, June 1975.

Patankar, S.V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, Hemisphere, Washington, USA, 1980.

Pereira, L.V.M. **Estudo Experimental da Influência de um Ressonador de Volume Variável na Massa de Ar Admitida por um Motor de Combustão Interna**, Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, UFMG, Belo Horizonte, MG, Brasil, 2008.

Rhie, C.M., Chow, W.L. **Numerical Study of The Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation**, AIAA Journal, 1984.

Roe, P.L. **Characteristic Based Schemes for the Euler Equations**, Annual review of Fluid Mechanics, Vol. 18, 1986.

Roe, P.L. **Approximate Riemann Solvers, Parameters Vectors, and Difference Schemes**, Journal of Computational Physics, Vol. 43, No. 2, 1981.

Schlichting, H. **Boundary-Layer Theory**. McGraw-Hill, 7^a ed, United State, 1979.

Selamet A., Radavich M., **Helmholtz Resonator: A Multidimensional Analytical, Computational, And Experimental Study**, SAE Paper No 951263, 1995.

Sod G.A., **A Survey of Several Finite Difference Methods for Systems of Nonlinear Hyperbolic Conservation Laws**, J. Comput. Phys. 43 (1977)

Star-CCM+ Version 4.02: **User Guide**, CD-adapco, 2010.

Turkel, E. **Preconditioned Methods for Solving the Incompressible and Low Speed Compressible Equations**, Journal of Computational Physics, Vol. 72, 1987.

Turkel, E. **A Review Of Preconditioning Methods For Fluid Dynamics**, Appl. Numer. Math, 1993.

Turkel, E. **Preconditoining-Squared Methods For Multidimensional Aerodynamics**, AIAA pap., 1997.

Turkel, E., Vatsa, V.N. **Local Preconditioners For Steady And Unsteady Flow Applications**, ESAIM, 2005.

Van Leer, B., Lee, W.T., Roe, P. **Characteristic Time Stepping or Local Preconditioning of the Euler Equations**, AIAA Paper, 1991.

Versteeg H.K.; Malalasekera M. **Computational Fluid Dynamics – Finite Volume Method**, Longman Scientific & Technical, 1995.

Weiss, J.M., and Smith, W.A. **Preconditioning Applied to Variable And Constant Density Flows**, AIAA Journal, 1995.

Weiss, J.M., Maruszewski, J.P., and Smith, W.A. **Implicit Solution of Preconditioned Navier-Stokes Equations Using Algebraic Multigrid**, AIAA Journal, 1999.

William-Louis M.J.P.; Tournier C. **Numerical And Experimental Study of Transversal Pressure Waves at a Tube Exit**, Experimental Thermal and Fluid Science, 2004.

Winterbone, D.E., Worth, D. and Nichols, J.R., **A Comparison of Synthesis and Analysis Models for Wave Action Manifolds**. Proc. Of the ImechE C372/037, 1989.

Yasunobu T.; Kuchii S.; Kashimura H.; Setoguchi T., **Characteristics of Compression Wave Caused by Reflection of Expansion Wave at Open End of Tube**. Journal of Thermal Science Vol.11, No.2, 2002.