



THOMAS MACIEL MOURA

Análise Numérica dos Fenômenos de Onda em Coletores de Admissão de Motores de Combustão Interna

07/1014

CAMPINAS

2014

i



**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

THOMAS MACIEL MOURA

Análise Numérica dos Fenômenos de Onda em Coletores de Admissão para Motores de Combustão Interna

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica, na Área de Térmica e Fluidos.

Orientador: Prof. Dr. Rogério Gonçalves dos Santos

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO
FINAL DA DISSERTAÇÃO DEFENDIDA PELO
ALUNO THOMAS MACIEL MOURA E ORIENTADA
PELO PROF. DR. ROGÉRIO GONÇALVES DOS SANTOS

.....
ASSINATURA DO ORIENTADOR

CAMPINAS

2014

iii

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura
Elizangela Aparecida dos Santos Souza - CRB 8/8098

M865a Moura, Thomas Maciel, 1981-
Análise numérica dos fenômenos de onda em coletores de admissão de motores de combustão interna / Thomas Maciel Moura. – Campinas, SP: [s.n.], 2013.

Orientador: Rogério Gonçalves dos Santos.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Motores de combustão interna. 2. Análise acústica. 3. Análise numérica. 4. Método dos elementos finitos. I. Santos, Rogério Gonçalves dos. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Numerical analysis of wave phenomena on internal combustion engine intake manifolds

Palavras-chave em inglês:

Internal combustion engines

Acoustics

Numerical analysis

Finite element method

Área de concentração: Térmica e Fluidos

Titulação: Mestre em Engenharia Mecânica

Banca examinadora:

Rogério Gonçalves dos Santos [Orientador]

Sérgio de Moraes Hanriot

Waldyr Luiz Ribeiro Gallo

Data de defesa: 06-12-2013

Programa de Pós-Graduação: Engenharia Mecânica

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO ACADEMICO

**Análise Numérica dos Fenômenos de Onda
em Coletores de Admissão para Motores de
Combustão Interna**

Autor: Thomas Maciel Moura

Orientador: Prof. Dr. Rogério Gonçalves dos Santos

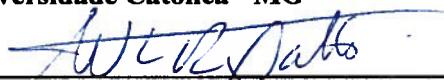
A Banca Examinadora composta pelos membros abaixo aprovou esta Dissertação:



**Prof. Dr. Rogério Gonçalves dos Santos, Presidente
Universidade Estadual de Campinas**



**Prof. Dr. Sérgio de Moraes Hanriot
Pontifícia Universidade Católica - MG**



**Prof. Dr. Waldyr Luiz Ribeiro Gallo
Universidade Estadual de Campinas**

Campinas, 06 de Dezembro de 2013.

Dedicatória

Dedico este trabalho aos meus avós: Temístocles, Maria, Francisco e Guiomar (*in memoriam*) que sempre tiveram orgulho de seu neto e hoje não estão mais presentes para presenciar mais esta etapa vencida da minha vida.

Agradecimentos

Este trabalho não poderia ser terminado sem a ajuda de diversas pessoas às quais presto minha gratidão:

Aos meus pais Ary e Albertina pelo apoio em todos os momentos da minha vida e por sempre me incentivarem a perseguir meus sonhos.

Ao meu orientador Rogério Gonçalves dos Santos, que além de um grande amigo me guiou paciente no desenvolvimento deste trabalho.

Ao meu Gerente na Magneti Marelli, Sr. Fernando Windlin por sempre ter apoiado e incentivado o aprimoramento profissional e permitido a conciliação dos estudos com os deveres profissionais.

Aos companheiros de departamento todos os professores e colegas do departamento, que ajudaram de forma direta e indireta na conclusão deste trabalho.

Aos colegas de trabalho Marcelo Cavaglieri, Sérgio Villalva e Guilherme Alegre por terem colaborado, discutido, opinado e fornecido *insights* sobre o trabalho.

À empresa Magneti Marelli por ter fornecido os meios e equipamentos para o desenvolvimento da pesquisa.

Não há grande nobreza em ser melhor que próximo. A verdadeira nobreza está em você hoje ser melhor do que você era ontem.
(Ernest Hemingway)

Resumo

Dentre os fenômenos físicos que ocorrem dentro dos coletores de admissão, as ondas de pressão mostram influenciar significativamente na dinâmica de enchimento dos cilindros dos motores a combustão interna aspirados. A origem destas ondas de pressão é a ressonância acústica que ocorre nos elementos que compõem o sistema de admissão como resposta ao fluxo não permanente causado pelo abrir e fechar das válvulas. Este trabalho tem por objetivo avaliar as características acústicas de geometrias de coletores de admissão através de análises modais e harmônicas executadas pelo do método numérico dos elementos finitos (FEM, *finite element method*). Com este método é possível discretizar geometrias complexas (como os coletores de admissão) e assim avaliar os efeitos tridimensionais nas características acústicas dos mesmos. Testes foram executados aplicando as metodologias em geometrias que possuem formulação analítica de forma a se validar o procedimento. Apresenta-se os seguintes resultados: análises modais acústicas de forma a se determinar as frequências naturais acústicas e os modos de algumas geometrias de coletores de admissão (com e sem câmaras ressonadoras); análises harmônicas de forma a replicar a medição experimental do coeficiente de transmissão acústica. Este coeficiente é uma métrica que informa o comportamento em frequência do componente acústico, podendo-se observar em que frequências há ganho de pressão acústica ou há supressão das mesmas. Conseguiu-se correlacionar os modos das cavidades com a medição do coeficiente de transmissão acústica. Foi possível também observar que as câmaras ressonadoras modificam significativamente a resposta acústica dos coletores de admissão.

Palavras Chave: Motores de combustão interna; Análise acústica; Análise numérica; Método dos elementos finitos

Abstract

Among the physical phenomena that occur inside an intake manifold, the wave action shows have strong influence in the cylinder filling process in aspirated internal combustion engines. The origin of these pressure waves is the acoustic resonance that happens in the components of the intake system as response to the unsteady flow generated by the opening and closing of the valves. This work has the objective of evaluate the acoustic characteristics of intake manifold geometries by performing modal and harmonic analyses via FEM (Finite Element Method). Applying this method is possible to discretize complex geometries (like intake manifolds) and this way to evaluate the three-dimensional effects on the acoustic characteristics of the components. Tests were performed by applying the methodology on geometries that have known analytical solutions and therefore evaluate the approach. The following results are presented: modal analyses calculating the frequencies and shapes of the acoustic modes of some intake manifold geometries (with and without resonator chambers). Harmonic analyses of the same geometries, configured to replicate the experimental measurement of the acoustic transmission coefficient (α). This coefficient represents a metric of the frequency response of acoustic components, showing at which frequency there is acoustic pressure gain or suppression. It was possible to correlate the modes of the cavities with the calculated acoustic transmission. It was evident by the results that the presence of resonance chambers greatly affected the acoustic response of the intake manifolds studied.

Key Words: Internal combustion engines; Acoustics, Numerical analysis, Finite element method

Lista de Ilustrações

Figura 2.1 - Ondas Longitudinais	5
Figura 2.2 - Ondas Transversais	5
Figura 2.3 - Ondas Longitudinais e Transversais combinadas	5
Figura 2.4 - Nomenclatura das ondas de pressão viajantes (BLAIR, 1999).	6
Figura 2.5 - Interferência entre ondas viajando em sentidos opostos.	7
Figura 2.6 - Interferência de ondas com fase próxima a 180 °, se cancelando.	7
Figura 2.7 - Interferência de ondas com direções opostas, criando uma onda estacionária.	8
Figura 2.8 - Interferência de ondas com frequências diferentes.	8
Figura 2.9 – Reflexão da onda ao encontrar uma terminação aberta (WINTERBONE e PEARSON, 1999).	9
Figura 2.10 – Reflexão da onda ao encontrar uma terminação fechada (WINTERBONE e PEARSON, 1999).	9
Figura 2.11 – Reflexão de onda ao encontrar uma variação de seção (WINTERBONE e PEARSON, 1999).	10
Figura 2.12 – Reflexão da onda ao encontrar uma descontinuidade de entropia (temperatura) (WINTERBONE e PEARSON, 1999).	11
Figura 2.13 - Fundamental e 1ª harmônica de um tubo fechado em ambas as extremidades (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001).	12
Figura 2.14 - Fundamental e 1ª harmônica de um tubo fechado em uma extremidade (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001).	12
Figura 2.15 - Fundamental e 1ª harmônica de um tubo aberto em ambas as extremidades (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001).	13
Figura 2.16 – Cavidade retangular com dimensões L_x , L_y e L_z .	14
Figura 2.17 – Ressonador de Helmholtz e sistema massa mola.	15
Figura 2.18 – Componentes do sistema de admissão de um motor (BELL, 1997).	21
Figura 2.19 – Nomenclatura da topologia dos coletores de admissão.	21
Figura 2.20 – Motor Rolls Royce 10 HP 1904.	22
Figura 2.21 – Coletores de admissão simples (HEISLER, 1995).	23
Figura 2.22 - Motor 6 cilindros Chevy 1952 carburador de corpo único e coletor com <i>plenum</i> .	23
Figura 2.23 – Exemplos de coletores de admissão com <i>plenum</i> em motor V10 (esq.) e 4 em linha (dir.).	24

Figura 2.24– Coletor de admissão com borboletas individuais por cilindro (veículo BMW M3 E36).	24
Figura 2.25 – Curvas de torque (esq.) e potência (dir.) para <i>plena</i> de 1,2 e 6 L (HAMILTON, 2011).	25
Figura 2.26 – Coletor com Ressonador adicional do motor Honda 1,5 L.	25
Figura 2.27 - Coletor de admissão da Ferrari 612 Scaglietti.	26
Figura 2.28 – Comparativo da eficiência volumétrica sem ressonador (ensaio 1) vs. com ressonador (ensaios 3 a 5) (CAMPIGLIA, 2007)	26
Figura 2.29 – Pressão na porta da válvula de admissão em função do ângulo do eixo comando (PEREIRA, 2004).	28
Figura 2.30 – Medições de pressão no pórtico para velocidades rotacionais de 1500 rpm a 6000 rpm. (HATAMURA, MORISHITA, <i>et al.</i> , 1987)	29
Figura 2.31 – Medição pressão motor mono cilindro a 13000 rpm (HARRISON e DUNKLEY, 2004).	30
Figura 2.32 – Medição pressão motor mono cilindro a 7000 rpm (HARRISON e DUNKLEY, 2004).	30
Figura 2.33 – Ilustração do decaimento da onda conforme é refletida consecutivamente no conduto (PEREIRA, 2004).	31
Figura 2.34 – Ilustração da relação de θ_a e θ_i e as ondas de pressão (WINTERBONE e PEARSON, 1999).	34
Figura 2.35 – Curvas de torque ao variar-se o conduto a montante da borboleta (SODRE, COSTA e SILVA, 2008)	36
Figura 2.36 – Modelamento do cilindro e duto de admissão analogamente a um circuito elétrico (ENGELMAN, 1953)	37
Figura 2.37 – Modelamento do sistema de admissão de um motor multicilindrico análogo a um sistema elétrico (EBERHARD, 1971).	38
Figura 2.38 – Modelagem de um sistema de admissão (WINTERBONE e PEARSON, 1999)	41
Figura 2.39 - Modelagem de um sistema de admissão incluindo o volume do cilindro (WINTERBONE e PEARSON, 1999).	42
Figura 2.40 - Analogia do sistema de 2 graus de liberdade com sistema massa-mola (HATAMURA, MORISHITA, <i>et al.</i> , 1987).	43
Figura 2.41 – Ilustração do sistema massa-mola de 2 graus de liberdade e suas duas frequências de ressonância (HATAMURA, MORISHITA, <i>et al.</i> , 1987).	43
Figura 2.42 - Modelo massa-mola de um do sistema de admissão incluindo o cilindro (BORTOLUZZI e DORIA, 1999).	45
Figura 2.43 – Ressonador variável de palheta desenvolvido por Pereira (2008)	45

Figura 2.44– Resultados do experimento montando o ressonador a diferentes distâncias da válvula de admissão (Pereira, 2008).	46
Figura 2.45 - Resultados do experimento montando o ressonador a diferentes distâncias da válvula de admissão (QUEIROZ, 2011).	47
Figura 2.46 – Ilustração do enchimento inercial (HEISLER, 1995).	48
Figura 2.47 – Ilustração da relação do diâmetro e do comprimento dos condutos com o efeito <i>ram</i> (HEISLER, 1995).	49
Figura 2.48 - Relação não linear entre a pressão e a densidade em um fluido (NUNES, 2001).	52
Figura 2.49 – Escoamento mássico através de um elemento de fluido (NUNES, 2001).	54
Figura 2.50 - Montagem experimental para o método de decomposição (TAO e SEYBERT, 2003).	65
Figura 2.51 - Gráfico comparativo do método de decomposição (TAO e SEYBERT, 2003).	65
Figura 2.52 - Representação de quatro polos, Munjal (1990).	66
Figura 2.53 - As duas configurações para o método de duas fontes (TAO e SEYBERT, 2003).	66
Figura 2.54 – Método das duas fontes vs. BEM (TAO e SEYBERT, 2003).	68
Figura 2.55 - Método das duas fontes vs. BEM (TAO e SEYBERT, 2003).	69
Figura 2.56 - As duas configurações para o método de duas cargas, (TAO e SEYBERT, 2003).	69
Figura 2.57 - Elemento de teste para validação do modelo, Lofrano (2005).	71
Figura 2.58 - Comparação entre experimental e modelo em FEM, Lofrano (2005).	72
Figura 2.59 - Cavidade do coletor de admissão modelado, (NUÑES, DE MARQUI, <i>et al.</i> , 2008).	73
Figura 2.60 - Comparação entre métodos experimentais, (NUÑES, DE MARQUI, <i>et al.</i> , 2008).	73
Figura 2.61 - Comparação entre experimental e numérico, (NUÑES, DE MARQUI, <i>et al.</i> , 2008).	74
Figura 3.1 – Volume cilíndrico para validação do cálculo numérico.	76
Figura 3.2 – Volumes dos coletores “A” (a), “B” (b), “C” (c) e “D” (d).	78
Figura 3.3 – Condições de Contorno da análise modal, mostrando as fronteiras consideradas “abertas”.	79
Figura 3.4– Coletor de admissão “A” discretizado com malha tetraédrica.	80
Figura 3.5 – Diagrama esquemático do aparato experimental para medição da <i>TL</i> (CAVAGLIERI, MOURA e DOS SANTOS, 2013a).	82
Figura 3.6 – Condições de contorno: Excitação (seta) e terminação anecóica (quadrado). A extensão dos condutos pode ser vista também.	82
Figura 3.7 – Pontos de medição da pressão para o cálculo do coeficiente de transmissão.	83
Figura 4.1 – Coeficiente de transmissão (<i>at</i>) calculada analiticamente, via FEM e experimentalmente.	84
Figura 4.2 – Coeficiente de transmissão (<i>at</i>) calculada analiticamente e numericamente.	86

Figura 4.3 – Coeficiente de transmissão (at) do coletor A.	87
Figura 4.4 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor A limitado a 200 Hz.	88
Figura 4.5 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor B.	89
Figura 4.6 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor B limitado a 200 Hz.	90
Figura 4.7 - Coeficiente de transmissão (at) para os três condutos do coletor C.	91
Figura 4.8 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor C limitado a 200 Hz.	91
Figura 4.9 - Coeficiente de transmissão (at) para os três condutos do coletor C sem ressonador.	92
Figura 4.10 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor C sem ressonador limitado a 200 Hz.	93
Figura 4.11 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor D com ressonador.	94
Figura 4.12 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor D com ressonador limitado a 200 Hz.	95
Figura 4.13 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor D sem ressonador.	96
Figura 4.14 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor D sem ressonador limitado a 200 Hz.	96
Figura 4.15 – Formato do primeiro modo para o tubo aberto em uma extremidade.	99
Figura 4.16 – Formato do primeiro modo para o tubo aberto nas duas extremidades.	99
Figura 4.17 – Formato do primeiro modo para o tubo fechado nas duas extremidades.	100
Figura 4.18 – O primeiro modo do ressonador de Helmholtz.	101
Figura 4.19 – Primeiro modo do volume de referência.	102
Figura 4.20 – Sexto modo do volume de referência.	103
Figura 4.21 – Primeiro modo do coletor “A” aberto.	104
Figura 4.22 – Primeiro modo do coletor “B” aberto.	105
Figura 4.23 – Primeiro modo do coletor “C” aberto.	106
Figura 4.24 – Primeiro modo “C” sem ressonador, aberto.	107
Figura 4.25 – Primeiro modo do coletor “D” aberto.	108
Figura 4.26 – Primeiro modo do coletor “D” sem ressonador, aberto.	109
Figura 4.27 – Primeiro modo do coletor A fechado.	111
Figura 4.28 – Primeiro modo do coletor “B” fechado.	112
Figura 4.29 – Primeiro modo do coletor “C” fechado.	113
Figura 4.30 – Primeiro modo do coletor “C” sem ressonador, fechado.	114
Figura 4.31 – Primeiro modo do coletor “D” fechado.	116
Figura 4.32 – Primeiro modo do coletor “D” sem ressonador, fechado.	117
Figura 4.33 – Primeiro modo do ressonador “C” analisado isoladamente.	118
Figura 4.34 – Primeiro modo do ressonador “D” analisado isoladamente.	119

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 – Frequências naturais em tubos.	13
Tabela 3.1 – Frequências naturais calculadas analiticamente [Hz].	75
Tabela 3.2 - Dados do ressonador.	76
Tabela 3.3 – Constantes utilizadas na análise.	79
Tabela 4.1 – Frequências naturais [Hz] calculadas analiticamente.	98
Tabela 4.2 – Frequências naturais [Hz] calculadas via elementos finitos.	98
Tabela 4.3 – Frequências modais do ressonador de Helmholtz.	101
Tabela 4.4 – Frequências modais do volume de referência.	102
Tabela 4.5 – Frequências modais do coletor “A” aberto.	104
Tabela 4.6 – Frequências modais do coletor “B” aberto.	105
Tabela 4.7 – Frequências modais do coletor “C” aberto.	106
Tabela 4.8 – Frequências modais do coletor “C” sem ressonador, aberto.	107
Tabela 4.9 – Frequências modais do coletor “D” aberto.	109
Tabela 4.10 – Frequências modais do coletor “D” sem ressonador, aberto.	110
Tabela 4.11 – Frequências modais do coletor “A” fechado.	111
Tabela 4.12 – Frequências modais do coletor “B” fechado.	112
Tabela 4.13 – Frequências modais do coletor “C” fechado.	114
Tabela 4.14 – Frequências modais do coletor “C” sem ressonador, fechado.	115
Tabela 4.15 – Frequências modais do coletor “D” fechado.	115
Tabela 4.16 – Frequências modais do coletor “D” sem ressonador, fechado.	117
Tabela 4.17 – Frequências modais do ressonador do coletor “C”.	118
Tabela 4.18 – Frequências modais do ressonador do coletor “D”.	119

Lista de Abreviaturas e Siglas

Letras Latinas

a – Razão de indutâncias

\mathbf{a} – Vetor aceleração [m/s]

A_1 – Área do conduto primário [m²]

A_2 – Área do conduto secundário [m²]

A – Polo da modelagem de quatro polos

A_{in} – Área entrada [m²]

A_{out} – Área saída [m²]

A_s – Área do conduto secundário [m²]

A_p – Área do conduto primário [m²]

A_c – Área do cilindro [m²]

a_x, a_y, a_z – Componentes do vetor da aceleração convectiva [m/s]

B – Polo da modelagem de quatro polos

b – Razão de capacitâncias

C – Capacitância [F]

C – Polo da modelagem de quatro polos

c – Velocidade do som no ar [m/s]

d – Diâmetro [m]

D – Polo da modelagem de quatro polos

E_{el} – Diferença de potencial elétrico [V]

F – Força [N]

f – Frequência [Hz]

\mathbf{F} – Vetor força [N]

f_0 – Frequência natural [Hz]

f_{max} – Frequência máxima estimada [Hz]

f_p – Frequência dos pulsos de pressão no coletor [Hz]

H_{ija} – Funções de transferência para a configuração (a)

H_{ijb} – Funções de transferência para a configuração (b)

I_{el} – Corrente elétrica [A]

I_{in} – Intensidade acústica na entrada [W/m²]
 I_{out} – Intensidade acústica na saída [W/m²]
 j – $\sqrt{-1}$
 k – Número de onda
 K – Relação da frequência motor / ressonador Helmholtz
 K_e – Constante elástica mola [N/m]
 L_1, L_2 – Indutâncias [H]
 l – Comprimento [m]
 l_c – Metade curso pistão [m]
 l_{eq} – Comprimento equivalente [m]
 l_v – Altura pescoço ressonador de Helmholtz [m]
 l_{pr} – Comprimento condutos primários mais pórticos [m]
 l_s – Comprimento condutos secundários [m]
 l_v – Altura volume ressonador de Helmholtz [m]
 L_x, L_y, L_z – Dimensões da cavidade [m]
 m – Massa [kg]
 m_{ar} – Massa de ar que o motor aspira [kg]
 \dot{m}_{ar} – Vazão mássica de ar que o motor aspira [kg/s]
 n – Ordem do pulso de onda
 N – Velocidade rotacional do motor [rpm]
 n_{cil} – Número cilindros do motor
 N_{rad} – Velocidade angular do motor [rad/s]
 p – Pressão acústica [Pa]
 \bar{p} – Amplitude da pressão [Pa]
 P – Pressão instantânea [Pa]
 p_0 – Pressão de equilíbrio [Pa]
 p_1 – Pressão acústica ponto 1 [Pa]
 p_2 – Pressão acústica ponto 2 [Pa]
 p_{in} – Pressão acústica na entrada [Pa]
 p_{out} – Pressão acústica na saída [Pa]
 p_{ref} – Pressão de referência [Pa]
 p_{rms} – Valor quadrático médio da pressão [Pa]

q – Número oscilações da onda em um tubo
 Q_c – Poder calorífico do combustível [J/kg]
 R – Constante gases [J/Mol.K]
 r – Raio do tubo [m]
 \mathbf{r} – Vetor posição da partícula de fluido [m]
 R_c – Relação de compressão cilindro
 R_{el} – Resistência elétrica [Ω]
 r_p – Raio pescoço ressonador Helmholtz [m]
 r_r – Raio do volume ressonador [m]
 S_{AA} – Espectro incidente
 S_{BB} – Espectro refletido
 S_{CC} – Espectro transmitido
 S_{ii} – Auto-espectro do microfone i
 S_{ij} – Espectro cruzado do microfone i com microfone j
 S_n – Superfície onde a derivada da pressão normal é aplicada
 T – Temperatura [K]
 t – Tempo [s]
 v – Velocidade escoamento [m/s]
 v_1 – Velocidade de partícula no ponto 1 [m/s]
 v_2 – Velocidade de partícula no ponto 2 [m/s]
 \mathbf{v} – Vetor velocidade da partícula [m/s]
 V – Volume [m^3]
 V_1 – Volume médio cilindro [m^3]
 V_{pl} – Volume do *plenum* [m^3]
 W_c – Energia cinética [J]
 W_{in} – Energia acústica na entrada [J]
 W_{out} – Energia acústica na saída [J]
 \dot{W} – Potência [W]
 x – Coordenada x [m]
 X – Reatância [Ω]
 x_{12} – distância entre os microfones 1 e 2 [m]
 y – coordenada y [m]

z – coordenada z [m]

Z – Impedância [Ω]

Z_{el} – Impedância elétrica [Ω]

Z_{in} – Impedância da entrada [Ω]

Z_{out} – Impedância da saída [Ω]

[C] – Matriz de amortecimento

[B] – Operador matricial $\{L\}$ aplicado à função de forma do elemento $\{N\}$ transposta

[K] – Matriz de rigidez

[M] – Matriz de massa

$\{F^A\}$ – Vetor de forças aplicadas

$\{n\}$ – vetor normal à superfície

$\{\ddot{u}\}$ – Vetor de aceleração nodal

$\{\dot{u}\}$ – Vetor de velocidade nodal

$\{u\}$ – Vetor de deslocamento nodal

$\{L\}$ – Operador Nabla em forma matricial

$\{N\}$ – Função de forma do elemento para pressão

$\{N'\}$ – Função de forma do elemento para os deslocamentos

$\{p_e\}$ – Vetor de pressão nodal

$\{u_e\}$ – Vetor de deslocamento nodal

$\{u_{xe}\}$ – Vetor de deslocamento nodal

$\{u_{ye}\}$ – Vetor de deslocamento nodal

$\{u_{ze}\}$ – Vetor de deslocamento nodal

.....

Letras Gregas

β – modulo de compressibilidade [Pa]

γ – Relação entre os calores específicos à pressão e a volume constantes, respectivamente (c_p e c_v)

η_t – Eficiência térmica

η_v – Eficiência térmica
 θ_d – Duração do período de admissão [°]
 θ_t – Número de graus do virabrequim para onda viajar o fim do tubo e voltar [°]
 κ – Duração do período que a válvula de admissão permanece aberta dividida por π [rad]
 λ – Comprimento de onda [m]
 ζ – Fator de amortecimento
 ρ – Densidade [kg/m³]
 ρ_0 – Densidade de equilíbrio [kg/m³]
 $\rho_{ar,i}$ – Densidade do ar que entra no motor [kg/m³]
 ω – Frequência angular [rad/s]
 ω_0 – Frequência natural angular do ressonador de Helmholtz [rad/s]
 ω_{lmn} – Frequências naturais dos modos de uma cavidade retangular [rad/s]

.....

Superescritos

T - Transposto

.....

Subscritos

i – Índice do microfone no método 4 polos
j – Índice do microfone no método 4 polos
m – Índice do modo de uma cavidade retangular
n – Índice do modo de uma cavidade retangular
l – Índice do modo de uma cavidade retangular

.....

Abreviações e Siglas

at – Coeficiente de transmissão acústica

BEM – Boundary Element Method
CLP – Controlador Lógico Programável
FA – Razão de massas Combustível-ar
MCI – Motor de combustão interna
FEM – Finite Element Method
MMA – Massa-mola-amortecedor
pme – Pressão média efetiva
PMI – Ponto morto inferior
pmi – Pressão média indicada
PMS – Ponto morto superior
SPL – Nível de pressão Sonora
TL – Coeficiente de perda de transmissão acústica (*transmission loss*)

Sumário

1	Introdução	1
2	Revisão Bibliográfica.....	4
2.1	Introdução à Teoria Acústica.....	4
2.1.1	Ondas de Pressão	4
2.1.2	Interferência	6
2.1.3	Reflexão de ondas	8
2.1.4	Ressonância em Tubos	11
2.1.5	Cavidades Retangulares	14
2.1.6	Ressonador de Helmholtz	15
2.1.7	Impedância Acústica	17
2.2	Eficiência Volumétrica	19
2.3	Coletores de Admissão	20
2.3.1	Componentes típicos de um sistema de admissão.....	20
2.3.2	Tipos de Coletores de Admissão	22
2.3.3	Fenômenos de Onda nos Coletores de Admissão.....	27
2.4	Equação da onda acústica.....	50
2.4.1	Equação de estado.....	51
2.4.2	Deslocamento, velocidade e aceleração das partículas do fluido.....	53
2.4.3	Equação da conservação de massa.....	54
2.4.4	Equação da força – Equação de Euler.....	55
2.4.5	Equação da onda linearizada.....	55
2.5	Análise Acústica Numérica	57
2.5.1	Equações Governantes	57
2.5.2	Discretização da Equação da Onda	58
2.5.3	Dedução das Matrizes Acústicas de Fluido.....	60
2.5.4	Grandezas Calculadas	62
2.6	Coefficiente de Perda de Transmissão.....	63
2.6.1	Método da decomposição:.....	64
2.6.2	Método das duas fontes:.....	66

2.6.3	Método das duas cargas:	69
2.6.4	Coeficiente de Transmissão.....	70
2.6.5	Análises Acústicas Numéricas	71
3	Método	75
3.1	Análise Modal via Elementos Finitos	75
3.1.1	Geometrias com Solução Analítica Conhecida	75
3.1.2	Determinação do tamanho de elemento	77
3.1.3	Coletores de Admissão.....	77
3.2	Análise Harmônica via Elementos Finitos	80
3.2.1	Volume de Referência	80
3.2.2	Coletores de Admissão.....	81
4	Resultados.....	84
4.1	Análise Harmônica (Transmissão Acústica)	84
4.1.1	Volume de Referência	84
4.1.2	Ressonador de Helmholtz	85
4.1.3	Coletores de Admissão.....	86
4.2	Análises Modais	97
4.2.1	Tubos.....	97
4.2.2	Ressonador de Helmholtz	100
4.2.3	Volume de Referência	101
4.2.4	Coletores de Admissão “Abertos”.....	103
4.2.5	Coletores de Admissão “Fechados”	110
4.2.6	Volumes dos Ressonadores de Helmholtz.....	117
5	Conclusões	120
6	Bibliografia	123

1 Introdução

Desde seu nascimento tem havido um contínuo desenvolvimento dos motores de combustão interna com objetivo de aumentar sua potência e eficiência e ao mesmo tempo reduzir o consumo de combustível, emissões e seu tamanho. O coletor de admissão tem um efeito crucial na eficiência volumétrica dos motores de combustão interna (MCI) e sua sinergia com as características do comando de válvulas e do coletor de gases de exaustão determina se o motor apresentará o desempenho desejado.

Dentre os fenômenos físicos que ocorrem dentro dos coletores de admissão, as ondas de pressão mostram influenciar significativamente na dinâmica de enchimento dos cilindros dos MCI aspirados. A origem destas ondas de pressão é a ressonância acústica que ocorre nos elementos que compõem o sistema de admissão como resposta ao fluxo não permanente causado pelo abrir e fechar da válvula e pelo movimento oscilatório do pistão.

É papel do engenheiro que projeta o motor determinar as características geométricas do coletor de admissão (comprimento dos condutos, seu diâmetro e volume do *plenum*, etc.) de forma a realizar todo o potencial do motor. No projeto do coletor tenta-se maximizar a amplitude das ondas de pressão que nele ocorrem e garantir sua sincronia com os eventos de válvula, beneficiando a eficiência volumétrica do motor. Esta é uma atividade bastante difícil que é executada usualmente com ajuda de numerosos testes em bancos dinamométricos experimentando várias combinações de comprimentos de condutos e volumes de *plenum*. Isso exige a construção de custosos protótipos de coletores de admissão e vários testes em dinamômetros que consomem tempo e recursos.

Dado o número de fenômenos e sua complexidade, o método tradicional de otimização de motores através de bancos dinamométricos pode ser suportada hoje por simulações computacionais utilizando métodos unidimensionais (1D) no domínio do tempo (WINTERBONE e PEARSON, 1999). Estes métodos levam em consideração o escoamento não permanente nos condutos de admissão e escapamento assim como a transferência de massa transiente através das válvulas (HARRISON e DUNKLEY, 2004). A transmissão das ondas pode ser mais convenientemente calculada usando algoritmos que “marcham no tempo” para resolver o conjunto de equações dinâmicas dos gases (WINTERBONE e PEARSON, 2000). Dessa maneira tanto os fenômenos de ressonância das ondas de pressão como o efeito inercial são considerados. Tal método de solução é implementada atualmente em vários códigos comerciais.

Objetivos

Neste trabalho tem-se por objetivo avaliar as características acústicas da geometria do coletor de admissão através de análises modais e harmônicas executadas pelo método numérico dos elementos finitos (FEM, *finite element method*). Com este método é possível discretizar geometrias complexas (como os coletores de admissão) e assim avaliar os efeitos 3D nas características acústicas dos mesmos.

Objetivos específicos: executar análises modais de forma a determinar as frequências naturais acústicas e os modos da geometria dos coletores de admissão. Executar análises harmônicas de forma a replicar a medição experimental do coeficiente de transmissão acústica.

Relevância do trabalho

O método de solução dos programas comerciais (Programas 1D) para cálculo do efeito dos coletores de admissão nos MCIs implica em tratar volumes (ex. o *plenum*) como sendo zero-dimensionais e as taxas de transferência de massa são calculadas usando modelos idealizados de escoamento através de orifícios que têm os coeficientes de vazão ajustados experimentalmente. Isto resulta em algumas implicações: os resultados são fortemente dependentes da correta determinação destes coeficientes de vazão e, devido ao *plenum* não possuir dimensionamento tridimensional, ressonâncias acústicas de ordem mais alta não são calculadas (HARRISON e DUNKLEY, 2004). Deste modo, a grande vantagem do modelamento 1D também é a fonte de suas deficiências, não sendo possível levar em consideração efeitos tridimensionais como efeitos de extremidades ou junções. Métodos como o de elementos finitos (FEM, *finite element method*) são empregados para analisar acusticamente componentes acústicos e, portanto podem ser utilizados para o estudo de coletores de admissão e outros componentes do sistema de admissão dos MCIs. Portanto é relevante analisar estas metodologias e entender como elas podem auxiliar no projeto de coletores de admissão.

Escopo

No **capítulo 2** é feita a revisão bibliográfica sobre os temas pertinentes ao desenvolvimento da dissertação cobrindo as temáticas: introdução à teoria acústica, os coletores de admissão, a equação da onda, a análise acústica numérica e a solução da equação da onda e os métodos de medição do coeficiente de transmissão acústica.

No **capítulo 3** encontra-se a metodologia para se executar as análises modais e harmônicas numéricas, descrevendo o processo de discretização das geometrias assim como a definição das condições de contorno.

No **capítulo 4** os resultados são apresentados com imagens e gráficos de forma a facilitar a análise e o entendimento de como as geometrias testadas se comportam acusticamente.

No **capítulo 5** são apresentadas as conclusões sobre as metodologias empregadas e sobre os resultados alcançados e também sugestões de trabalhos posteriores para expandir e aprofundar o conhecimento sobre a aplicação das metodologias no projeto de coletores de admissão.

2 Revisão Bibliográfica

2.1 Introdução à Teoria Acústica

Nesta seção far-se-á uma introdução à teoria das ondas materiais, mais especificamente às ondas de pressão. As ondas de pressão são estudadas numa disciplina específica: a da Teoria Acústica.

2.1.1 Ondas de Pressão

Ondas de pressão são ondas mecânicas, distúrbios que se formam em um fluido (gás ou líquido) quando ocorre uma variação temporal da densidade do mesmo em relação ao seu valor de equilíbrio. Estas variações são muito pequenas quando comparadas com a densidade de equilíbrio do meio (ordem de 10^{-7} a 10^{-5} kg/m³) (FAHY, 1995). Esta mudança local de densidade é atribuída à variação do volume que ocupa determinada massa de fluido. No ar estas ondas causam uma oscilação de pressão e produzem o que percebemos como som.

O ar e a maioria dos fluidos podem ser considerados homogêneos e isotrópicos, apresentando as mesmas propriedades em todas as direções. Desta forma, um distúrbio localizado e isolado na densidade do fluido será propagado uniformemente em todas as direções na forma de ondas de pressão. O estudo da propagação destes tipos de onda será feito supondo-se que a mesma é plana: considera-se as variáveis acústicas (deslocamento da partícula, densidade, velocidade, pressão, etc.) com amplitudes constantes ao longo de um plano perpendicular à direção de propagação. Esta suposição é correta quando se está suficientemente distante da fonte (NUNES, 2001).

Existem dois tipos básicos de movimento das ondas mecânicas: ondas longitudinais e ondas transversais. Nas ondas longitudinais (Figura 2.1) o deslocamento da partícula é paralelo à direção de propagação da onda. As partículas não se movem ao longo do tubo em coerência com a onda, mas simplesmente oscilam para frente e para trás em torno da sua posição de equilíbrio, transferindo energia na direção de propagação da onda.

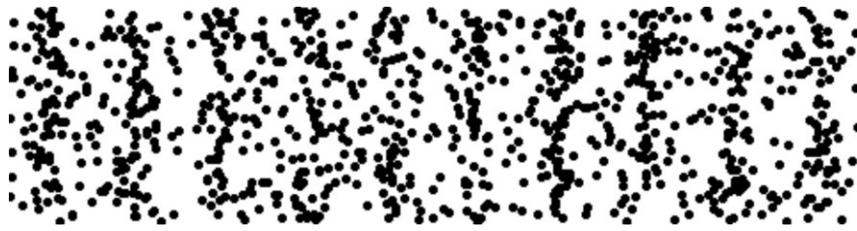


Figura 2.1 - Ondas Longitudinais

Nas ondas transversais (Figura 2.2), o deslocamento da partícula é perpendicular à direção de propagação da onda. As partículas não se movem na direção da onda, mas oscilam para cima e para baixo em torno da sua posição de equilíbrio enquanto a onda viaja.

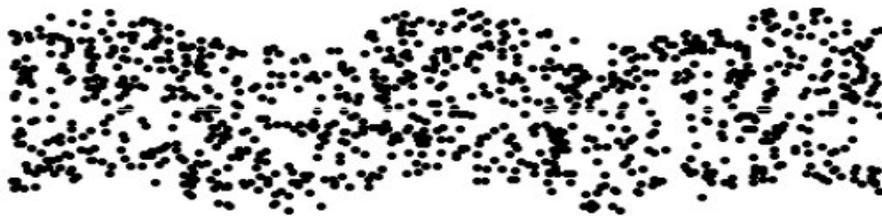


Figura 2.2 - Ondas Transversais

Ondas que ocorrem em fluidos com superfície livre (superfície lago, por exemplo) formam um tipo de onda que é o resultado da combinação de ambos os movimentos explanados acima. Nesta situação as partículas se deslocam em círculos em torno na posição de equilíbrio (Figura 2.3).

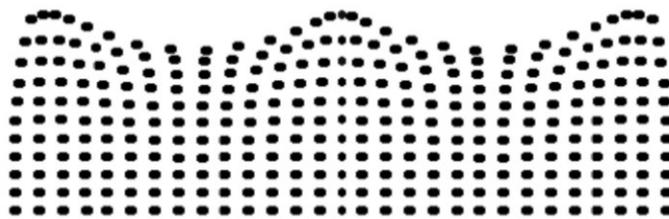


Figura 2.3 - Ondas Longitudinais e Transversais combinadas

As premissas que utilizaremos no estudo das ondas acústicas são: as ondas acústicas em fluido invíscido são ondas longitudinais; as frentes de onda irradiantes em um meio homogêneo podem ser consideradas planas; o fluido é considerado homogêneo, isotrópico e perfeitamente elástico; a análise será limitada a ondas onde a amplitude é relativamente muito baixa em relação ao valor estacionário.

Como ilustrado na Figura 2.4, as ondas de pressão (acústicas) podem ser de dois tipos: compressão ou de expansão. Ambas as ondas estão viajando da direita para a esquerda. Em certo ponto na onda de compressão, a pressão é maior que a pressão inicial p_0 e as partículas de fluido viajam na mesma direção da onda. Na onda de expansão, a pressão é menor que a pressão inicial p_0 e as partículas de fluido viajam na direção contrária à da onda.

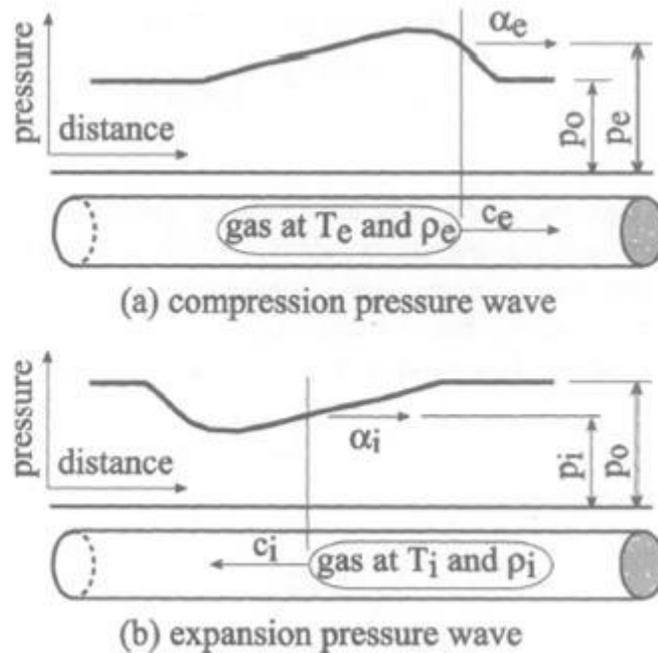


Figura 2.4 - Nomenclatura das ondas de pressão viajantes (BLAIR, 1999).

É evidente que os pulsos de pressão resultantes da expulsão dos gases de escape quando da abertura da válvula de escape caem na categoria de ondas de compressão enquanto que o pulso gerado pela rápida queda de pressão no cilindro devido ao movimento de aspiração do pistão no momento de abertura da válvula de admissão consiste numa onda de expansão. Porém ambos os tipos de ondas ocorrem simultaneamente em ambos os condutos de admissão e escape.

2.1.2 Interferência

Um fenômeno de superposição ocorre sempre que duas ou mais ondas viajam simultaneamente através do mesmo meio interagem entre si. As ondas atravessam umas às outras sem serem perturbadas. O

deslocamento ou pressão do fluido em qualquer ponto do espaço equivale à soma dos deslocamentos e pressões de cada onda individualmente.

A Figura 2.5 é uma sequência mostrando dois pulsos de pressão viajando em direções opostas. Eles se atravessam sem serem perturbados, e a pressão resultante em qualquer ponto do domínio é a soma das pressões individuais.

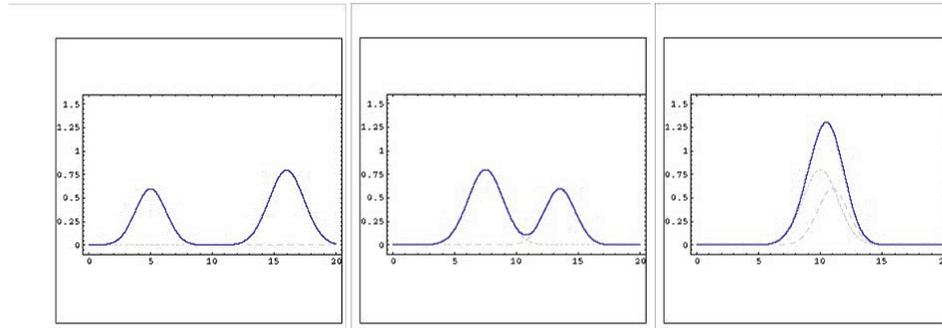


Figura 2.5 - Interferência entre ondas viajando em sentidos opostos.

A Figura 2.6 mostra duas ondas (com mesma frequência e amplitude) se deslocando na mesma direção, a onda resultante da superposição das duas ondas depende da fase entre ambas. Quando as duas ondas estão em fase elas interferem construtivamente entre si, resultando em uma onda que é a soma das amplitudes. Quando as ondas estão em fase oposta (180°) elas interferem destrutivamente e cancelam uma à outra (Figura 2.6, direita).

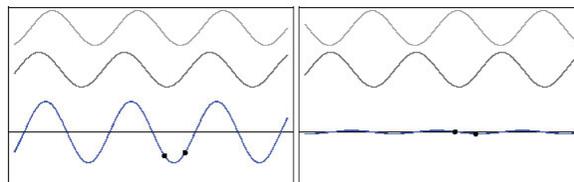


Figura 2.6 - Interferência de ondas com fase próxima a 180° , se cancelando.

A Figura 2.7 mostra duas ondas deslocando-se em sentidos opostos. A superposição delas cria uma onda estacionária, isto é, uma onda que não há mais dependência entre a posição e o tempo. Assim esta onda não se desloca, mas permanece parada vibrando com a frequência original, variando a amplitude entre zero e sua amplitude máxima.

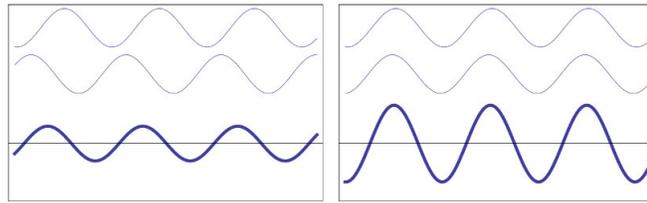


Figura 2.7 - Interferência de ondas com direções opostas, criando uma onda estacionária.

A Figura 2.8 mostra duas ondas se deslocando na mesma direção. Ao contrário do caso anterior elas possuem frequências diferentes. A onda resultante se desloca na mesma direção das ondas geradoras, e possui duas características. Uma parte é uma onda que oscila com a média da frequência das ondas primitivas. Esta é a frequência que seria percebida por um ouvinte. A outra parte é uma onda que oscila com uma frequência igual à diferença entre as frequências das ondas primitivas. Esta parte controla a amplitude da onda gerando um "envelope" que modula a onda e gera o que pode ser percebido auditivamente como um "batimento".

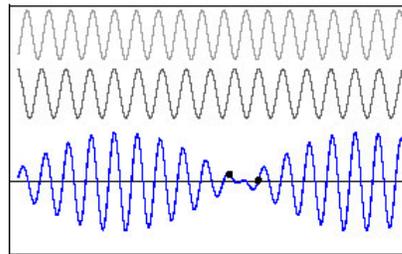


Figura 2.8 - Interferência de ondas com frequências diferentes.

2.1.3 Reflexão de ondas

As ondas de pressão viajando em um meio gasoso têm suas características alteradas ao encontrar mudanças no estado do meio onde viajam. Essas mudanças podem ser de temperatura, pressão, densidade ou mudanças nas características acústicas do meio (impedância do meio).

Uma das formas de se modificar a impedância do meio é quando há uma descontinuidade geométrica em um tubo, isto é, quando a onda encontra a extremidade do tubo (Figura 2.9). O efeito do encontro de

uma extremidade aberta do tubo por uma onda viajante é a inversão da mesma. Isto é, uma onda positiva de pressão será refletida de volta como uma onda de rarefação (WINTERBONE e PEARSON, 1999).

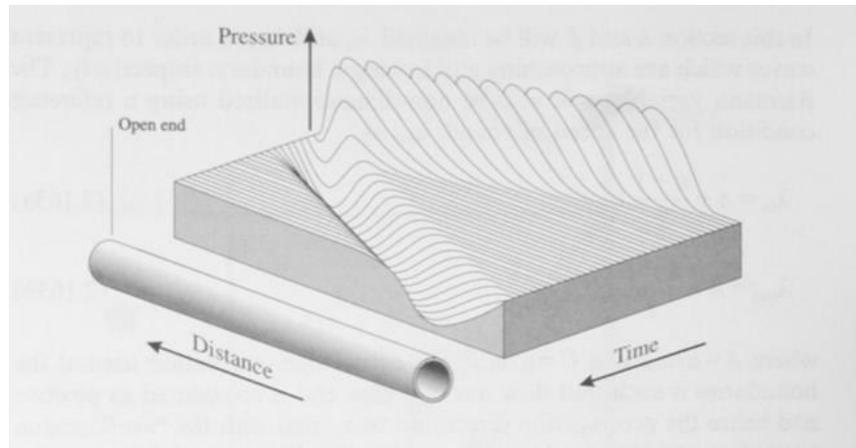


Figura 2.9 – Reflexão da onda ao encontrar uma terminação aberta (WINTERBONE e PEARSON, 1999).

O efeito do encontro de uma extremidade fechada (Figura 2.10) do tubo numa onda viajante é a reflexão da mesma. Isto é, uma onda positiva de pressão será refletida de volta como uma onda de pressão de igual magnitude (WINTERBONE e PEARSON, 1999).

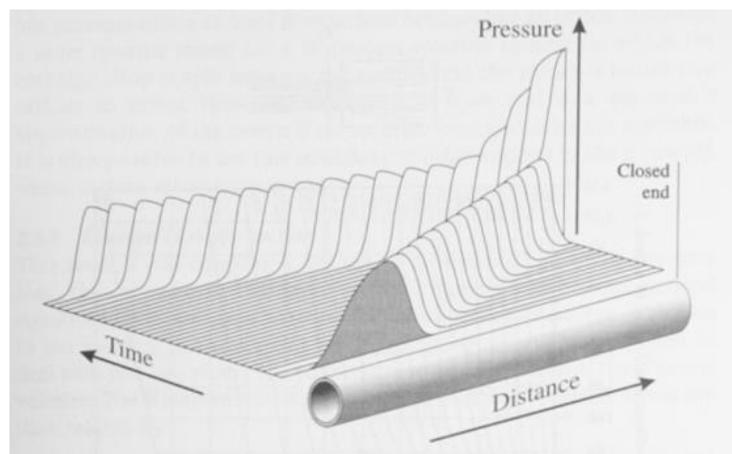


Figura 2.10 – Reflexão da onda ao encontrar uma terminação fechada (WINTERBONE e PEARSON, 1999).

A velocidade da onda ao atingir uma extremidade fechada num tubo é zero, assim quando a onda atinge a terminação a pressão se elevará temporariamente devido à mudança de momento envolvida na reversão de sentido.

Quando há uma junção de dois tubos com diâmetros diferentes a onda “percebe” uma mudança de impedância. Assim, quando uma onda de pressão incidente encontra um aumento súbito de seção, a onda de pressão é parcialmente transmitida através da descontinuidade. Porém uma onda de rarefação é refletida de volta pelo tubo. A Figura 2.11 ilustra o fenômeno:

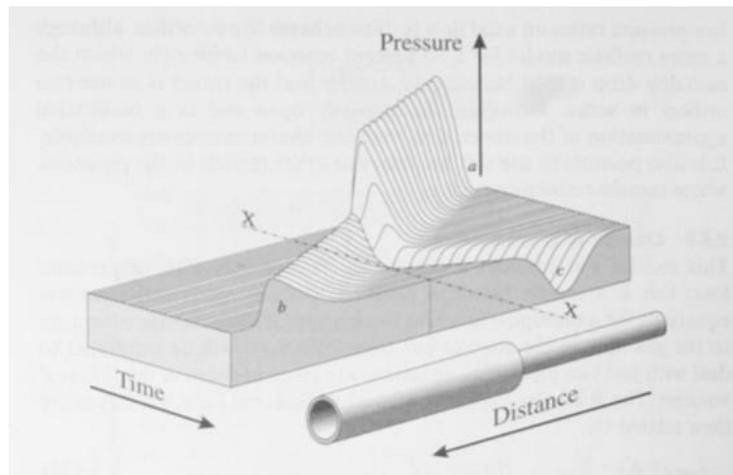


Figura 2.11 – Reflexão de onda ao encontrar uma variação de seção (WINTERBONE e PEARSON, 1999).

Mudanças no estado do gás em tubos ocorrem, por exemplo, quando há uma interface entre gases quentes e frios em um tubo (Figura 2.12). Desta forma não é uma fronteira ou terminação, mas exhibe comportamento similar a elas. Ao encontrar uma interface entre gases a temperaturas diferentes, uma onda viajante é parcialmente refletida e parcialmente transmitida, similar à luz quando atravessar o vidro. Este efeito é semelhante ao da mudança de seção do tubo.

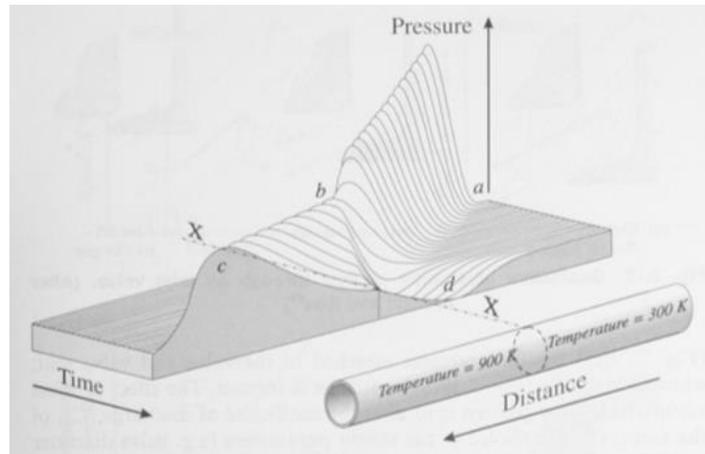


Figura 2.12 – Reflexão da onda ao encontrar uma descontinuidade de entropia (temperatura) (WINTERBONE e PEARSON, 1999).

2.1.4 Ressonância em Tubos

Quando o ar em um tubo é perturbado, o deslocamento das moléculas de ar forma uma onda que tende a oscilar entre as duas extremidades gerando um padrão de ondas estacionárias. Os fenômenos de ressonância estão sempre associados a um sistema massa-mola. No caso a massa é a correspondente da coluna de ar contida no tubo e a rigidez da "mola" depende da compressibilidade do ar (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001).

A ressonância em um tubo está relacionada ao comprimento do tubo, seu formato e ao fato de estar fechado ou não em uma ou mais extremidades. Os casos elementares de ressonância em tubos estão descritos a seguir. Nestes diagramas, a imagem do topo representa o primeiro harmônico e a segunda, a onda fundamental.

Tubo Fechado em Ambas as Extremidades

Pode-se perceber na Figura 2.13 que a coluna de ar está parada nas extremidades fechadas (A, E) do tubo. Estes são os nós de deslocamento. Em C está localizado um terceiro nó. Os nós de deslocamento correspondem a anti-nós de pressão, isto é, a pressão flutuará ao máximo nestes pontos. Os pontos B e D são anti-nós de deslocamento onde o deslocamento será máximo, porém são nós de pressão (a pressão é estacionária). O comprimento de onda da fundamental desde sistema é igual a duas vezes o comprimento do tubo.

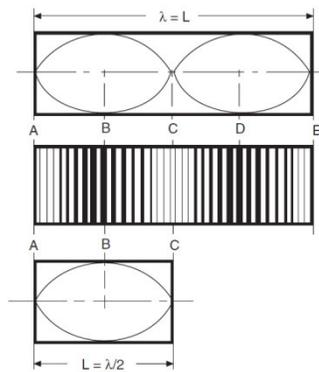


Figura 2.13 - Fundamental e 1ª harmônica de um tubo fechado em ambas as extremidades (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001).

Tubo Fechado em uma extremidade

Quando uma extremidade do tubo está aberta (Figura 2.14), o ar fica livre para se deslocar tornando-se, portanto, um anti-nó de deslocamento. O comprimento de onda fundamental deste sistema é igual a quatro vezes o comprimento do tubo. Este sistema é conhecido por isto como “ressonador de 1/4 de onda” e é comumente empregado para atenuar ruídos em sistemas de admissão e escapamento de MCIs.

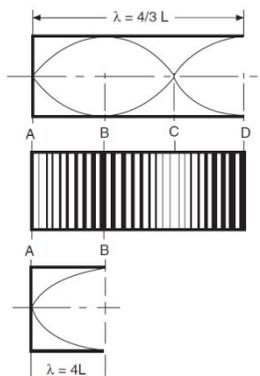


Figura 2.14 - Fundamental e 1ª harmônica de um tubo fechado em uma extremidade (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001).

Tubo Aberto nas duas extremidades

Para um tubo aberto nas duas extremidades (Figura 2.15), a frequência fundamental e o 1º harmônico estão ilustrados na Figura 2.15. O comprimento de onda deste sistema também é igual a duas vezes o comprimento do tubo.

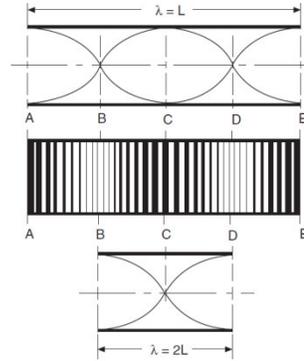


Figura 2.15 - Fundamental e 1ª harmônica de um tubo aberto em ambas as extremidades (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001).

As equações na Tabela 2.1 resumizam as frequências de ressonância para tubos, e são válidas quando se considera que os tubos são perfeitamente rígidos.

Tabela 2.1 – Frequências naturais em tubos.

Tubo com extremidades fechadas	$f_1 = c/2L$	$f_2 = c/L$	$f_3 = 3c/L$
Tubo com uma extremidade aberta	$f_1 = c/4L$	$f_2 = 3c/4L$	$f_3 = 5c/4L$
Tubo com extremidades abertas	$f_1 = c/2L$	$f_2 = c/L$	$f_3 = 3c/2L$

Uma correção que deve ser feita para o cálculo das frequências de ressonância em tubos é o fator do efeito de ponta do tubo (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001). Enquanto o ar oscila, há um deslocamento da onda para além da extremidade aberta nos tubos antes que a reflexão efetivamente ocorra. Outro efeito que influencia nos valores analíticos é devido ao atrito. Existe uma correlação onde se assume que o comprimento efetivo de um tubo com extremidade aberta é L mais 0,6 vezes o raio do mesmo. Assim o comprimento efetivo L_{eq} é $L(1+0,6r)$ para um tubo com uma extremidade aberta e $L(1+1,2r)$ para tubo com as duas extremidades abertas (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001). Essa

correção geralmente é necessária quando se deseja correlacionar dados experimentais com a frequência teórica. Todas as equações, variáveis e constantes neste trabalho são válidas para o sistema internacional de unidades (SI) excluindo-se onde explicitamente indicado.

2.1.5 Cavidades Retangulares

Cavidades acústicas são regiões parcialmente ou completamente fechadas do espaço onde são confinadas ondas acústicas. Exemplos deste tipo de elemento acústico vão do habitáculo de um veículo, uma sala de concertos musicais e caixas acústicas para alto-falantes.

Uma cavidade retangular está ilustrada na Figura 2.16. Deve-se assumir que todas as superfícies da cavidade são perfeitamente rígidas de forma que a componente normal da velocidade é zero em todas as fronteiras.

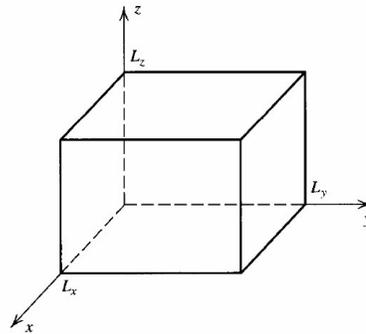


Figura 2.16 – Cavidade retangular com dimensões L_x , L_y e L_z .

Assim, as frequências naturais angulares vibracionais em [rad/s] são determinadas pela equação (2.1) (KINSLER, 2000) :

$$\omega_{lmn} = c \left[\left(\frac{l\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

Com $l, m, n = 0, 1, 2, \dots$

Onde:

c = Velocidade do som no ar;

L_x, L_y, L_z = Dimensões da cavidade;

A dedução da equação (2.1) é descrita em mais detalhes por (KINSLER, 2000).

2.1.6 Ressonador de Helmholtz

A ressonância de Helmholtz é o fenômeno em que ocorre uma oscilação da pressão em um sistema formado por uma cavidade ligada a um duto. O dispositivo que demonstra tal fenômeno, o ressonador de Helmholtz, foi criado em meados de 1860 por Hermann von Helmholtz.

O ressonador de Helmholtz elementar (Figura 2.17) consiste de um volume V e um tubo com uma abertura de área de seção transversal A e comprimento l_p . O ressonador de Helmholtz é um exemplo de sistema acústico concentrado, isto é, suas características podem ser representadas por parâmetros concentrados que representam o sistema completo. Assim, este sistema pode ser representado pela seguinte analogia: o fluido no tubo comporta-se como uma massa m , a compressibilidade do fluido na cavidade provê uma rigidez, análoga a de uma mola (K_e). As perdas termo viscosas na parede do tubo são representadas pelo amortecimento, formando assim um sistema massa-mola-amortecedor (MMA).

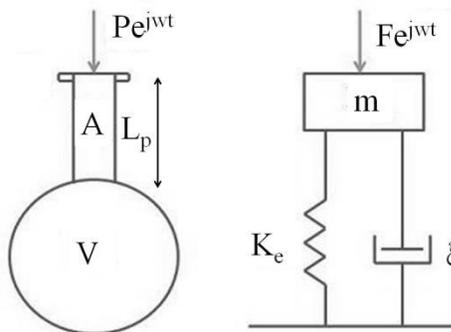


Figura 2.17 – Ressonador de Helmholtz e sistema massa mola.

A frequência de ressonância em Hertz para este sistema é dado pela equação (2.2) (KINSLER, 2000) :

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A_p}{l_p \cdot V}} \quad (2.2)$$

Assim como no caso dos tubos, deve ser feita uma correção do comprimento do pescoço devido ao efeito de ponta somado às perdas viscosas (atrito). Essa correção deve ser feita quando se deseja correlacionar medições experimentais com o valor teórico. O comprimento efetivo l_{eq} do tubo de entrada é dado em função do raio r do mesmo nas equações (2.3) e (2.4) (para terminação flangeada e terminação não flangeada respectivamente):

$$l_{eq} = l_p + (0,85 + 0,85)r = l_p + 1,7r \quad (2.3)$$

$$l_{eq} = l_p + (0,85 + 0,60)r = l_p + 1,4r \quad (2.4)$$

O comprimento efetivo l_{eq} para o caso de uma abertura circular na parede do volume é de $1,6r$. A equação (2.2) é válida contanto que todas as dimensões da cavidade sejam consideravelmente menores que o comprimento de onda e que a abertura não seja relativamente grande quando comparada ao volume (KINSLER, 2000).

Panton e Miller (1975) sugerem um equacionamento diferente para a frequência de ressonância para um ressonador de Helmholtz cilíndrico (2.5):

$$2\pi f = \left(\frac{c^2 A_p}{l_{eq} V + 1/3 L_v^2 S} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

Onde:

f = Frequência de ressonância [Hz];

l_{eq} = Comprimento equivalente do pescoço [m];

l_v = Comprimento do volume do ressonador [m];

O comprimento equivalente do pescoço é considerado como sendo:

$$l_{eq} = l_p + \Delta_0 + \Delta_i \quad (2.6)$$

Onde:

L_p = Comprimento do pescoço [m];

Δ_o = Fator de correção dado por $8c/6\pi$;

Δ_i = Fator de correção dado por:

$$\Delta_i = \frac{8r_0}{3\pi} \left(1 - 1,24 \frac{r_p}{r_r} \right) \quad (2.7)$$

Para $\frac{r_0}{r_r} < 0,4$

Onde:

r_r = Raio do ressonador cilíndrico [m];

r_p = Raio do pescoço [m];

O conceito do ressonador de Helmholtz é muito importante, pois ele está presente em muitos elementos dos sistemas de admissão e escapamento de um motor.

Selamet e Lee (2003) realizaram um estudo analítico e numérico a fim de avaliar as características acústicas de um ressonador de Helmholtz com o pescoço estendido para dentro da cavidade. Os autores concluíram que a extensão do pescoço dentro da cavidade reduz substancialmente a frequência de ressonância e faz estreitar a banda da perda de transmissão.

Assim, a modificação do comprimento do pescoço, seja em sua extensão ou forma, pode ser um método eficaz para controlar a frequência de ressonância de um ressonador de Helmholtz sem alterar o volume da cavidade. Os autores relataram também que a adição de perfurações na extensão do pescoço pode alterar a frequência de ressonância e comportamento da resposta em frequência do ressonador.

2.1.7 Impedância Acústica

A impedância elétrica Z_{el} [ohm] é definida como a oposição que um elemento do circuito impõe à passagem de corrente. Esta oposição é uma grandeza complexa, isto é, possui magnitude e fase além de ser dependente da frequência.

$$Z_{el} = \frac{E_{el}}{I_{el}} = R_{el} + jX \quad (2.8)$$

Onde:

E_{el} = Diferença de potencial elétrico [V];

I_{el} = Corrente elétrica [A];

R_{el} = Resistência elétrica [Ω];

X = Reatância [Ω];

j = Unidade imaginária;

Os sistemas acústicos podem ser convertidos em circuitos elétricos análogos, onde o movimento do fluido é equivalente à corrente elétrica e a pressão tem como equivalente elétrico a voltagem. A impedância acústica Z de um fluido sobre uma superfície é definida como o quociente da pressão acústica complexa p pela velocidade complexa do escoamento v .

$$Z = \frac{p}{v} \quad (2.9)$$

A impedância acústica é dependente de vários fatores como a densidade do fluido, temperatura e a relação de área transversal ao escoamento. A impedância acústica em qualquer seção transversal A de um tubo é dada por:

$$Z = \frac{\rho_0 c}{A} \quad (2.10)$$

ρ_0 = Densidade do meio [kg/m^3];

2.2 Eficiência Volumétrica

A potência \dot{W} indicada de um motor de combustão interna é proporcional à vazão de ar \dot{m}_{ar} conforme a equação (2.11) (TAYLOR, 1966):

$$\dot{W} = \dot{m}_{ar}(FA)Q_c\eta_t \quad (2.11)$$

Onde:

FA = Razão combustível-ar;

\dot{m}_{ar} = Vazão mássica de ar [kg];

Q_c = Poder calorífico do combustível [J];

η_t = Eficiência térmica;

Assim se forem mantidos constantes parâmetros tais quais poder calorífico (tipo de combustível), razão ar-combustível e as condições que determinam a eficiência térmica, a potência do motor será proporcional à quantidade de ar admitida. O sistema de admissão com todos os seus componentes, terminando nas válvulas, restringe a passagem do ar quando o motor está no período de admissão. Para poder avaliar a capacidade de um motor admitir ar foi definido um parâmetro chamado **eficiência volumétrica** (η_v). Esta é definida como pela equação (2.12) (HEYWOOD, 1988):

$$\eta_v = \frac{m_{ar}}{\rho_{a,i}V_d} \quad (2.12)$$

Onde:

m_{ar} = Massa de ar que o motor aspira [kg];

$\rho_{a,i}$ = Densidade do ar que entra no motor [kg/m³];

V_d = Cilindrada do motor [m³];

Dentre as definições para a eficiência volumétrica (η_v) encontradas na literatura, a equação (2.12) representa razão entre a massa de ar que fica retida no cilindro após o fechamento da válvula de admissão com a massa teórica que ocuparia o mesmo volume nas condições de pressão e temperatura consideradas. A eficiência volumétrica é afetada por uma série de fenômenos, dentre eles citam-se o tipo (gasoso ou

líquido) e a razão ar-combustível, índice de Mach nos pórticos, a velocidade do pistão, temperatura da admissão e do líquido de arrefecimento, ângulos de abertura e fechamento das válvulas, relação de compressão (R_c) e além destes, os fenômenos de ressonância acústica (BRUNETTI, 2012). Estes que são de interesse deste trabalho.

2.3 Coletores de Admissão

Como já citado, o coletor de admissão tem um efeito crucial na eficiência volumétrica dos MCI naturalmente aspirados. O correto casamento deste componente com as características do comando de válvulas conjuntamente com o coletor de escapamento exerce grande influência na performance, emissão de poluentes e ruído do MCI (WINTERBONE e PEARSON, 1999)

A interação da presença do coletor de admissão com os outros componentes do motor é bastante complexa. Segundo HANRIOT (2001) o sistema de admissão e a movimentação das válvulas interferem na dinâmica da mistura admitida pelo cilindro, e a eficiência dos motores de combustão interna depende largamente do aproveitamento dos fenômenos inerciais e transientes que ocorrem nos sistemas de admissão e descarga.

2.3.1 Componentes típicos de um sistema de admissão

O coletor de admissão faz parte do sistema de admissão de um motor de combustão interna. Os componentes típicos de um sistema de admissão moderno estão representados na Figura 2.18. São eles, na ordem: Bocal entrada – filtro de ar (*air box*) – silenciador de admissão (*resonator*) – borboleta aceleração (*throttle plate*) – Coletor de admissão (*inlet manifold*).

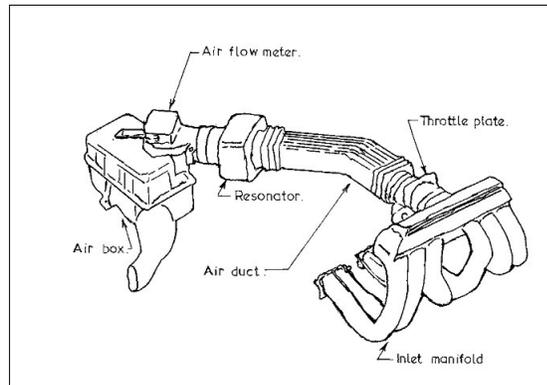


Figura 2.18 – Componentes do sistema de admissão de um motor (BELL, 1997).

A função do coletor de admissão é receber (coletar) a vazão de ar que o corpo de borboleta permitiu passar e distribuir entre os cilindros do motor. O componente pode ser manufaturado em vários materiais e processos, porém os mais usuais são o alumínio fundido ou o plástico de engenharia injetado e soldado (método mais empregado atualmente).

Os objetivos do bom projeto de um coletor de admissão são (HEISLER, 1995): prover o caminho mais direto possível para o fluxo chegar aos cilindros; garantir que quantidades iguais de ar/mistura cheguem a cada cilindro; garantir igualdade no percurso do ar para todos os condutos; ter um diâmetro de condutos tal que estes não sejam muito restritos em alta rotação e ao mesmo tempo induzir velocidade suficiente ao fluxo em baixa rotação; prover uma parcela suficiente de sobrealimentação devido ao efeito “ram” (indução inercial);

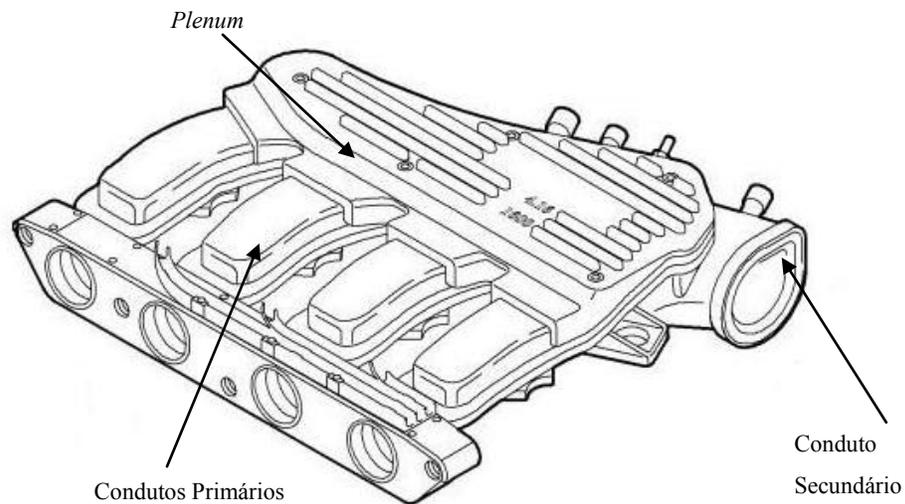


Figura 2.19 – Nomenclatura da topologia dos coletores de admissão.

Um coletor de admissão típico pode ser subdividido nos seguintes elementos (Figura 2.19): Tubo Secundário: pescoço que liga a borboleta de aceleração ao *plenum*; Conduitos Primários: condutos que comunicam o pleno aos pórticos das válvulas, terminando no flange do coletor; *Plenum*: volume comum entre a borboleta de aceleração e os condutos que levam aos cilindros;

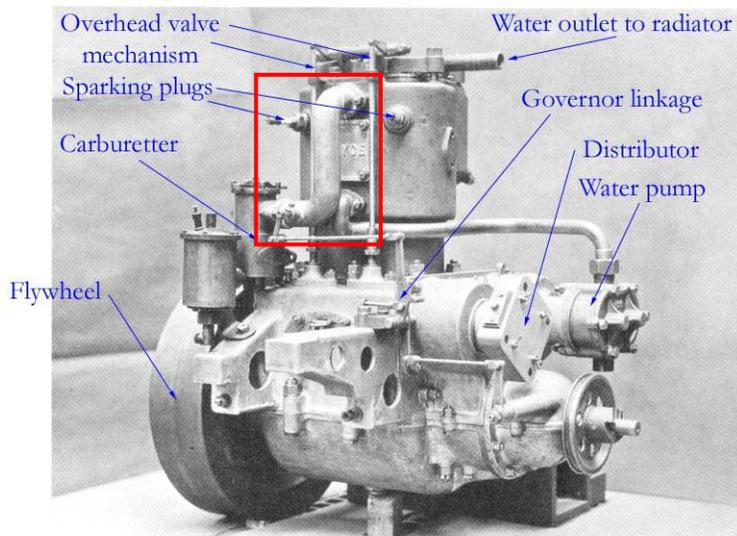


Figura 2.20 – Motor Rolls Royce 10 HP 1904.

Sendo uma máquina térmica operando através de um fluido (o ar), os MCI alternativos, mais especificamente de ciclos Otto e Diesel, sempre contemplavam componentes para conduzir o ar até os cilindros. E podemos considerá-los os precursores dos coletores de admissão atuais, apesar de que vários possuíam pouquíssima semelhança com os de hoje. A Figura 2.20 registra o exemplo do coletor de admissão de um motor Rolls-Royce 10 HP de 1904. Pode-se notar o coletor de admissão partindo do carburador (*carburetter*) e ligando-o ao cilindro.

2.3.2 Tipos de Coletores de Admissão

Coletores Simples Tubulares

O tipo mais simples de coletores de admissão, e semelhante ao histórico Rolls-Royce acima, consiste simplesmente de tubos ligando os carburadores aos cilindros. Abaixo, na Figura 2.21, exemplos das configurações mais usuais deste tipo para motores de quatro cilindros.

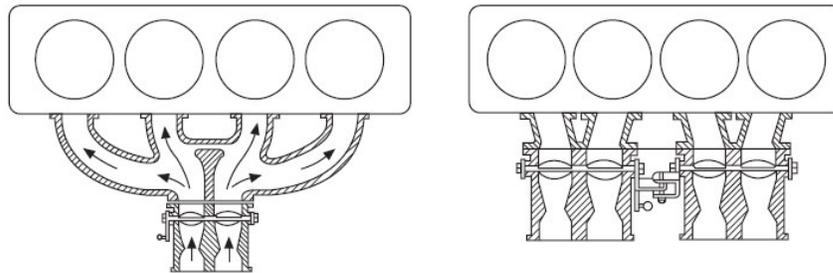


Figura 2.21 – Coletores de admissão simples (HEISLER, 1995).

Coletores com *Plenum*

Uma evolução dos coletores de admissão foi a inclusão de uma câmara comum ligando todos os condutos, o *plenum*. Provavelmente seu surgimento tenha sido mais uma consequência incidental de quando os fabricantes de motores decidiram utilizar um carburador compartilhado por múltiplos cilindros. Na Figura 2.22 vê-se um exemplo de *plenum* de um coletor de admissão deste tipo.

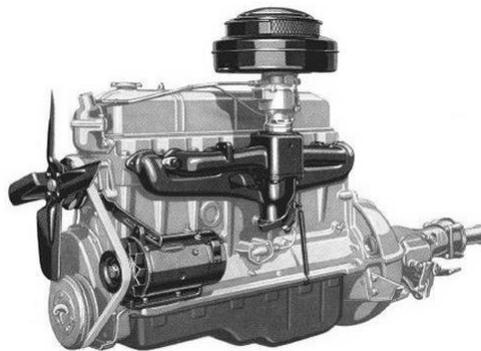


Figura 2.22 - Motor 6 cilindros Chevy 1952 carburador de corpo único e coletor com *plenum*.

Nos motores atuais, mesmo possuindo injeção de combustível individual eletronicamente controlada (eliminando a necessidade de volume comum entre os cilindros), a existência do *plenum* persiste, pois foi percebida sua importância para a eficiência volumétrica dos motores. Na Figura 2.23 observam-se exemplos de coletores com *plenum*.



Figura 2.23 – Exemplos de coletores de admissão com *plenum* em motor V10 (esq.) e 4 em linha (dir.).

Em alguns motores de alto desempenho, como o de motocicletas esportivas ou de carros esporte, borboletas de aceleração individuais podem ser colocadas entre os condutos secundários e os pórticos de admissão, ou logo na saída do *plenum* antes dos condutos secundários (Figura 2.24). Dependendo da aplicação, o *plenum* pode estar ausente, existindo somente os condutos primários.

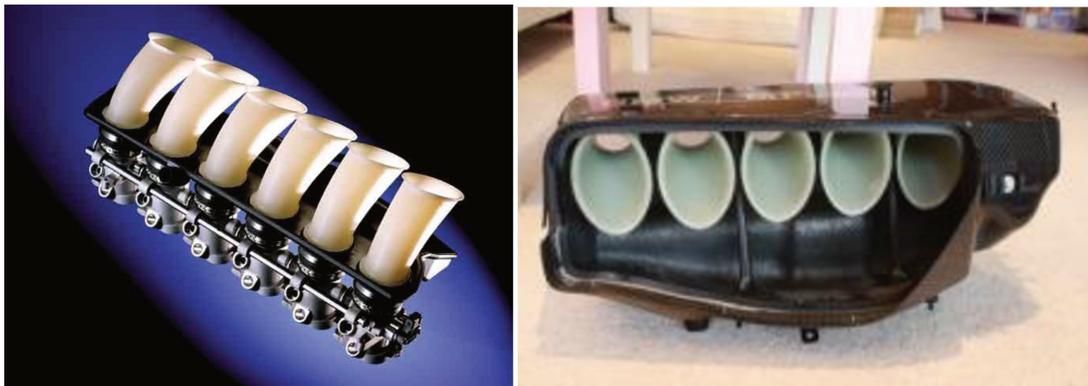


Figura 2.24– Coletor de admissão com borboletas individuais por cilindro (veículo BMW M3 E36).

Ceviz (2007) investigou a influência do volume do *plenum* em um motor de quatro cilindros. Foi aumentando o tamanho do *plenum* original (de volume não especificado) em 90 cm^3 e 180 cm^3 , respectivamente. O autor descreve haver inicialmente um aumento do torque máximo do motor, revertendo-se o efeito para uma redução do torque para volumes maiores do *plenum*. Porém o volume adicionado foi de pequena monta e um trabalho posterior por Hamilton (2011) indicou tendência inversa. Hamilton investigou a influência do volume do pleno em um motor quatro cilindros de 600 cm^3 de capacidade volumétrica. Variando o volume do pleno entre 2 e 10 vezes o deslocamento (1,2 – 6,0 L)

comprovou a influência do volume do *plenum* no desempenho do motor, registrando um aumento de 17% da potência máxima entre o menor e o maior *plenum*.

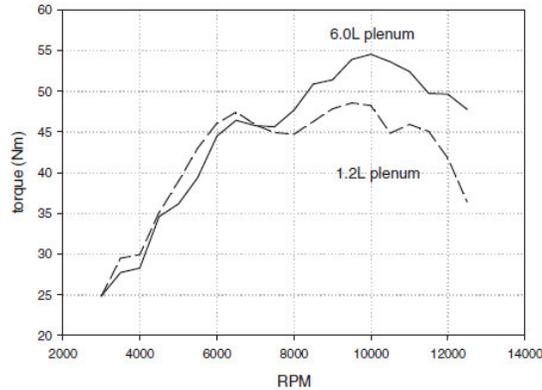


Fig. 5 Comparison of torque between smallest and largest plenums tested

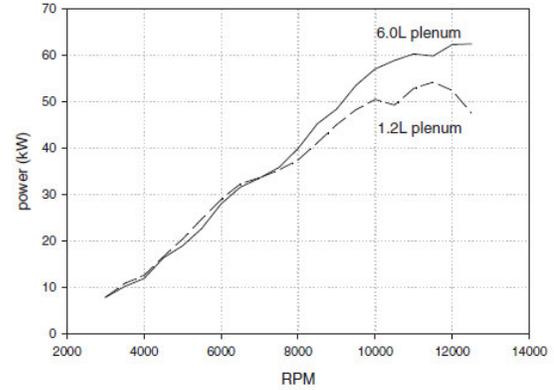


Fig. 7 Comparison of power output between smallest and largest plenums tested

Figura 2.25 – Curvas de torque (esq.) e potência (dir.) para plena de 1,2 e 6 L (HAMILTON, 2011).

Coletores com Ressonador

A adição de uma câmara de ressonância faz com que se possa eliminar uma região de vale da curva de torque do motor caso se faça a correta sintonização. Esta câmara pode estar ligada permanentemente ao coletor de admissão como, por exemplo, no coletor do motor Honda 1,5 L i-VTEC ilustrado na Figura 2.26.

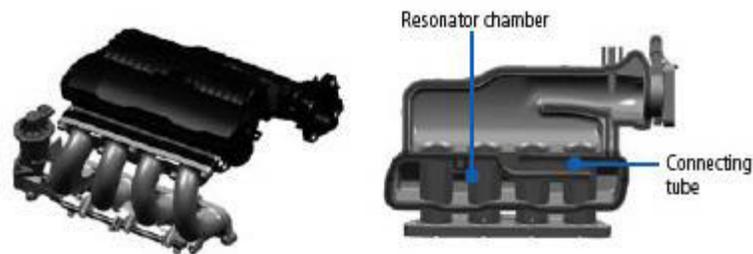


Figura 2.26 – Coletor com Ressonador adicional do motor Honda 1,5 L.

Outros fabricantes como a Ferrari, por exemplo, também adotam este conceito. Os motores atmosféricos de 12 cilindros por eles fabricados representam o caráter da empresa no qual a velocidade de

resposta, suavidade e qualidade sonora são primordiais. Percebendo o potencial a ser explorado das câmaras de ressonância o fabricante foi um passo além e implementou um sistema que permite ativar ou desativar a câmara de ressonância de acordo com a velocidade rotacional do motor (Figura 2.27).

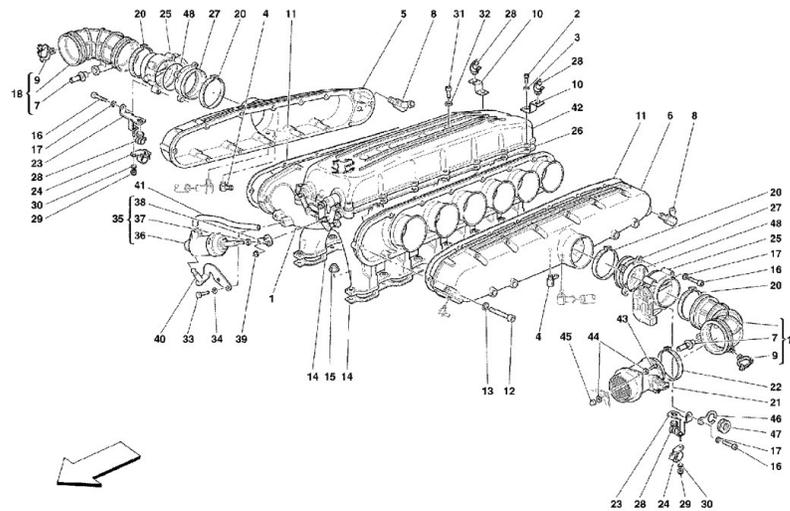


Figura 2.27 - Coletor de admissão da Ferrari 612 Scaglietti.

Nota-se a presença de dois *plena*, um para cada bancada de 6 cilindros e uma câmara de ressonância central, esta controlada por válvulas borboleta acionadas de acordo com o regime do motor.

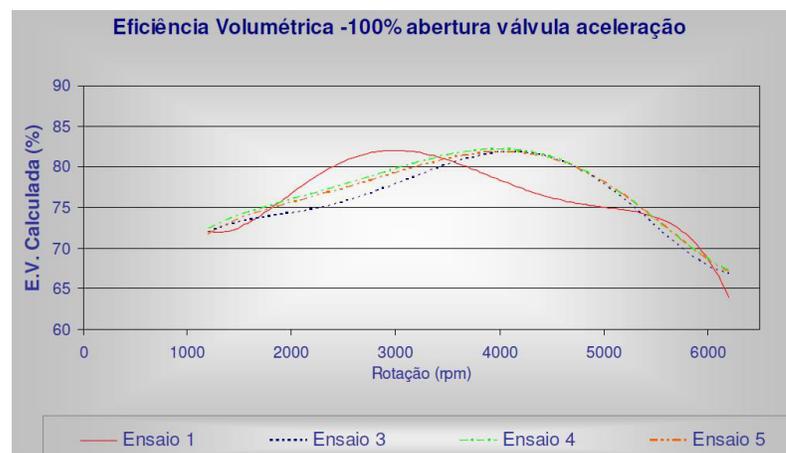


Figura 2.28 – Comparativo da eficiência volumétrica sem ressonador (ensaio 1) vs. com ressonador (ensaios 3 a 5) (CAMPIGLIA, 2007)

Campiglia (2007) avaliou experimentalmente a instalação onde um reservatório de dimensões significativas (*plenum* adicional de 4,5 L) foi instalado a montante da válvula de aceleração do sistema de admissão de ar, buscando verificar a influência de sua presença na eficiência volumétrica do motor. Ele verificou que a adição do *plenum* adicional resultou em uma mudança na curva de eficiência volumétrica e, por conseguinte torque, fazendo que o pico da curva mudasse de cerca de 3000 rpm para cerca de 4500 rpm (Figura 2.28).

2.3.3 Fenômenos de Onda nos Coletores de Admissão

Existem vários fenômenos ocorrendo no coletor de admissão, dentre eles a transferência de calor do fluido e as perdas viscosas. Em adição a estes, uma classe de fenômenos de grande importância e de interesse deste trabalho são os fenômenos de onda e a ressonância acústica como explanados na seção 2.1. Os fenômenos explicados de interferência destrutiva e construtiva entre ondas e a propagação e reflexão das mesmas ao encontrar descontinuidades no seu caminho ocorrem simultaneamente no sistema de admissão de um MCI.

Estas ondas são criadas devido à natureza cíclica do escoamento da admissão. O termo em inglês “*wave action*” é comumente empregado para descrever este tipo de comportamento, e ele engloba dois fenômenos segundo Harrison e Dunkley (2004): ressonâncias acústicas e o enchimento inercial (*ram effect*). Estes fenômenos serão explicados nas seções subsequentes.

Trabalho de Taylor *et. al.* (1955) investigou os fenômenos que ocorrem no sistema de admissão de um MCI, levando em conta ambos os efeitos inerciais e a ressonância acústica. Seus resultados indicaram que ambos os efeitos eram importantes e a parcela de cada um dependente da velocidade do motor e do comprimento do tubo de admissão.

O efeito das pulsações da pressão (fenômenos de onda) pode reforçar ou prejudicar a entrada da mistura no cilindro segundo Hanriot (2001). Observando-se que o máximo rendimento volumétrico coincide com uma interferência construtiva que gera um pico de pressão. Ainda há outros picos de pressão devido a outras frequências de ressonância e seu conteúdo energético depende da influência da velocidade do ar de admissão.

Harrison e Dunkley (2004) investigaram a mesma temática, desta vez no sistema de admissão de um motor monocilíndrico protótipo. Este motor é empregado no desenvolvimento de motores de V10 de F1, possuindo as mesmas características geométricas do motor multicilindro. A modelagem numérica do sistema de admissão foi comparada com dados experimentais. Os resultados indicaram que a indução

inercial predomina em altas velocidades enquanto que a ressonância acústica e os fenômenos de onda eram dominantes, devido à pequena energia cinética do fluido, em baixas velocidades rotacionais. Deve se notar que para o motor do estudo as velocidades consideradas baixas eram 7000 rpm e as medições foram até 13000 rpm.

2.3.3.1 EXCITAÇÃO

O MCI alternativo possui um funcionamento inerentemente cíclico. Devido a isso o fluxo de gases não é contínuo, mas pulsado. Assim as colunas de gases nos condutos oscilam de acordo com o princípio do tubo de órgão (explanado anteriormente) e a abertura e fechamento das válvulas provém excitação para alimentar essas vibrações.

Benajes *et. al.* (1997) analisaram os condutos de admissão levando em conta dois subsistemas separados, o pistão e a válvula, que se movem periodicamente e atuam como fonte de excitação, e o conduto de admissão, que responde à excitação de acordo com sua própria geometria. Esta interação afeta a condição de escoamento transiente ocasionada na porta da válvula e, conseqüentemente, todo o processo de admissão do gás da atmosfera para o interior do conduto de admissão.

Blair (1999) mostrou que os processos de fluxo de gases entrando ou saindo de um motor são todos transientes. Portanto as pressões, as temperaturas e as velocidades das partículas em um dado duto variam com o tempo. O fluxo de gases (mistura fresca e gases de combustão) através do cilindro é produzido pelo movimento oscilatório do cilindro e é afetado pelos intervalos de abertura e fechamento das válvulas.

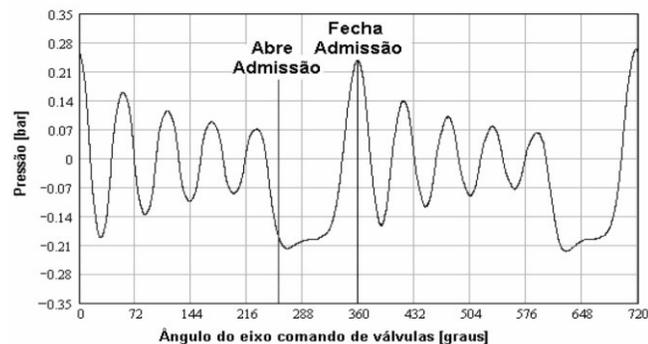


Figura 2.29 – Pressão na porta da válvula de admissão em função do ângulo do eixo comando (PEREIRA, 2004).

Pode-se observar na Figura 2.29 que durante o movimento do pistão e influenciado pelos eventos de abertura e fechamento da válvula de admissão, a pressão dentro do cilindro sofre uma perturbação, por sua vez propagando-se a todo o sistema de admissão conforme foi reportado por Benajes *et. al.* (1997).

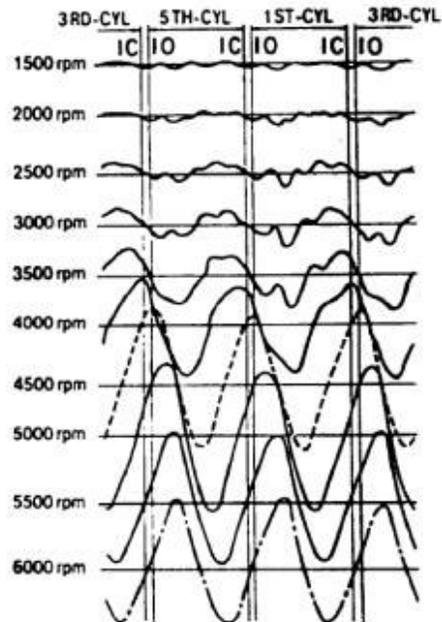


Figura 2.30 – Medições de pressão no pórtilo para velocidades rotacionais de 1500 rpm a 6000 rpm. (HATAMURA, MORISHITA, *et al.*, 1987)

Constata-se que essas variações de pressão serão tão rápidas quanto maior for a velocidade do motor e, por consequência, o sistema de admissão estará submetido a excitações com uma ampla gama de frequências. Importante observar que a amplitude das oscilações também depende da velocidade rotacional, como se pode ver na Figura 2.30, onde há um visível aumento da amplitude das oscilações conforme o aumento da velocidade do motor. O fenômeno também é percebido ao comparar-se a amplitude da onda na Figura 2.31 com a Figura 2.32.

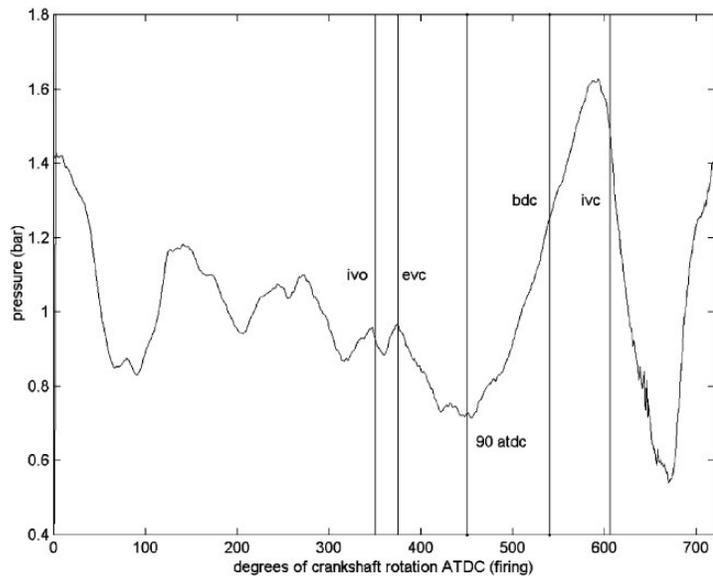


Figura 2.31 – Medição pressão motor mono cilindro a 13000 rpm (HARRISON e DUNKLEY, 2004).

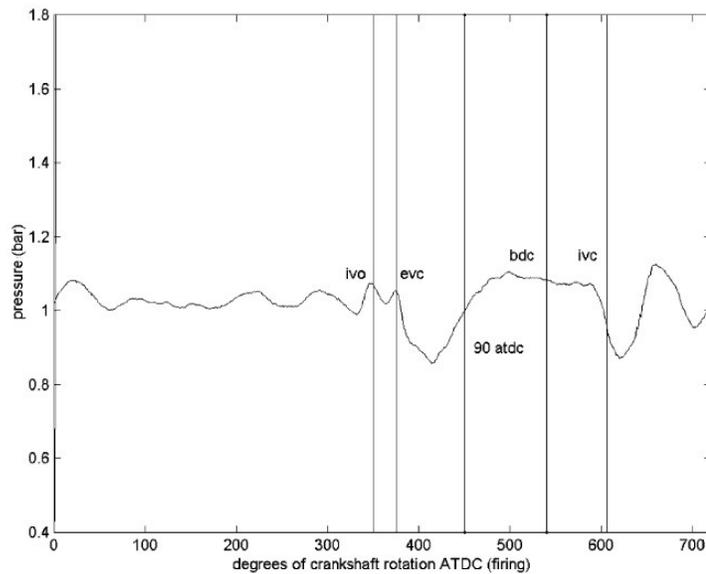


Figura 2.32 – Medição pressão motor mono cilindro a 7000 rpm (HARRISON e DUNKLEY, 2004).

Os cilindros, que passam todos por um ciclo de quatro tempos completo a cada duas voltas do virabrequim, geram então dois pulsos de pressão por rotação do virabrequim, isto é geram uma excitação com frequência f_p [Hz] dependente do número de cilindros ligados conjuntamente:

$$f_p = \frac{n_{cil}N}{120} \quad (2.13)$$

n_{cil} = Número de cilindros;

N = Velocidade rotacional [rpm];

2.3.3.2 RESSONÂNCIA TUBO DE ÓRGÃO

Os condutos do sistema de alimentação de um motor de combustão interna se comportam da maneira explicada na seção 2.1.4 (**Ressonância em Tubos**), isto é, ocorre o tipo de fenômeno acústico também conhecido como “ressonância tubo de órgão”. Pode-se ver na Figura 2.33 que, dependendo do comprimento do tubo e da velocidade do motor, a onda pode fazer várias viagens de ida e volta no conduto de admissão.

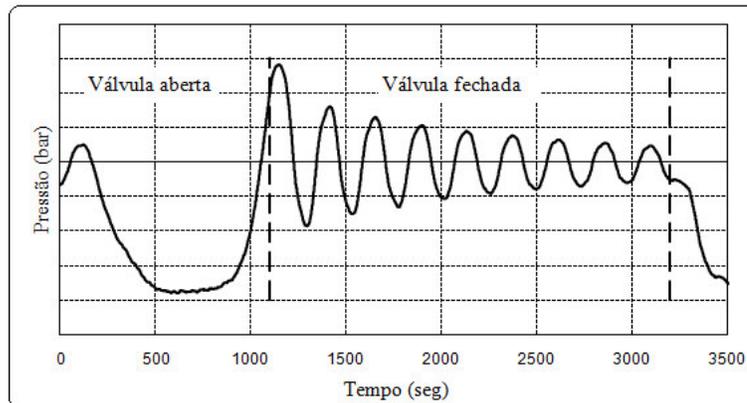


Figura 2.33 – Ilustração do decaimento da onda conforme é refletida consecutivamente no conduto (PEREIRA, 2004).

Quando a válvula de admissão se abre, cria-se uma onda que viaja ao longo do conduto em direção a entrada de ar. Ao encontrar uma mudança de impedância esta onda é refletida e volta no sentido do cilindro. Dependendo do comprimento do conduto ou do regime de rotação, e se essa onda refletida, de compressão, chegue exatamente quando a válvula de admissão se fecha, tem-se o máximo rendimento volumétrico, como mostra a Figura 2.33. Este fenômeno é descrito por (WINTERBONE e PEARSON, 1999) como uma técnica para o aumento de desempenho de um MCI.

Um dos pioneiros nas pesquisas sobre eficiência volumétrica em MCI, Capetti (1929) estudou os efeitos do comprimento dos condutos primários no desempenho dos MCI. Ele calculou o comprimento ótimo do conduto l baseado na teoria de propagação de ondas de um tubo simples. Assim ele propõe a equação (2.14):

$$l = 7.5 \frac{c}{N} \quad (2.14)$$

Onde:

l = comprimento do tubo de admissão [m]

c = velocidade do som [m/s]

Capetti observa então que a velocidade de propagação da onda é influenciada pela velocidade do escoamento. Assim, pode-se corrigir a equação (2.14) levando em consideração a velocidade do escoamento (equação (2.15)):

$$\frac{l}{c} = \frac{c}{4v} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (2.15)$$

O autor sugere que se empregue como v o dobro do valor da velocidade média do escoamento.

Em sua patente, Ricardo (1931), relata um aumento de 18% na pme (pressão média efetiva) do motor testado e patentado. Nas palavras do autor: “O comprimento dos condutos deve, de modo a produzir o efeito desejado, se encontrar entre”:

$$\frac{5,4 \cdot 10^7}{3N^{1,85}} < l < \frac{5,4 \cdot 10^7}{N^{1,85}} \quad (2.16)$$

Onde N é a velocidade rotacional do motor em rotações por minuto na qual é desejado o efeito máximo de sobrealimentação. O diâmetro da passagem deve ser tal de modo que a velocidade média do escoamento durante o período de indução do cilindro deve estar entre 80 e 180 m/s. É evidente que a

fórmula de comprimento do tubo de admissão postulada é empírica, por causa do termo exponencial da velocidade rotacional, e por causa do fator de três pelo qual os limites superior e inferior do comprimento calculado diferem. Presumivelmente, seria necessário testar vários comprimentos de dutos para determinar o valor adequado para o motor em questão. Além disso, não há uma explicação direta dos fenômenos físicos responsáveis pela sobrealimentação.

Já a análise apresentada por MORSE, BODEN e SCHECHTER (1938) é mais complexa: flutuações de pressão foram teoricamente previstas no pórtrico de admissão do motor por cálculo e posteriormente corroborado experimentalmente. Para o cálculo assumiu-se que, durante o período de admissão, o êmbolo deslocava-se com velocidade uniforme, e que o tubo de admissão se comportava como um tubo de órgão aberto. Foi levada em consideração também a perda de carga devido à válvula. Durante o período em que a válvula de admissão estava fechada, o tubo de admissão foi tratado como um tubo fechado, resultando em ondas acústicas estacionárias. Foi observado experimentalmente um aumento de 13% na pmi (pressão média indicada). Porém, os dados mostraram pouca correlação entre o perfil de pressão no tempo calculado em relação ao medido.

MORSE, BODEN e SCHECHTER (1938) mostraram que ocorre a ressonância do tubo quando o terceiro ou quarto ou quinto harmônico da frequência da válvula é amplificado, isto é, quando $q = 3, 4$ e 5 . Essa amplificação resulta no aumento da pme e, portanto, do rendimento volumétrico. Este parâmetro é importante na medida em que fornece uma relação de otimização do projeto de motores.

Num motor quatro tempos, o período é dado por $2/N$, onde N é a frequência de rotação do motor. Então o número de oscilações de tubo de órgão q é dado pela expressão (THOMPSON e ENGELMAN, 1969):

$$q = \frac{c}{2Nl} \quad (2.17)$$

Essas mesmas experiências mostraram também que a ressonância não acontece exatamente para os valores inteiros de q , e sim para um valor próximo, porque o comprimento efetivo do duto é alterado quando a válvula abre (THOMPSON e ENGELMAN, 1969).

Resultados publicados por OHATA e ISHIDA (1982) permitiram derivar uma equação linear para um valor ótimo de q em termos da rotação do motor N :

$$q_{ot} = 2,7 + \frac{N}{3333} \quad (2.18)$$

Como visto na seção sobre excitação, ondas residuais são produzidas no coletor de admissão após o fechamento da válvula e isso pode criar picos adicionais na curva de eficiência volumétrica (WINTERBONE e PEARSON, 1999). A Figura 2.34 mostra quando ondas residuais se combinam no momento em que pistão está no PMS.

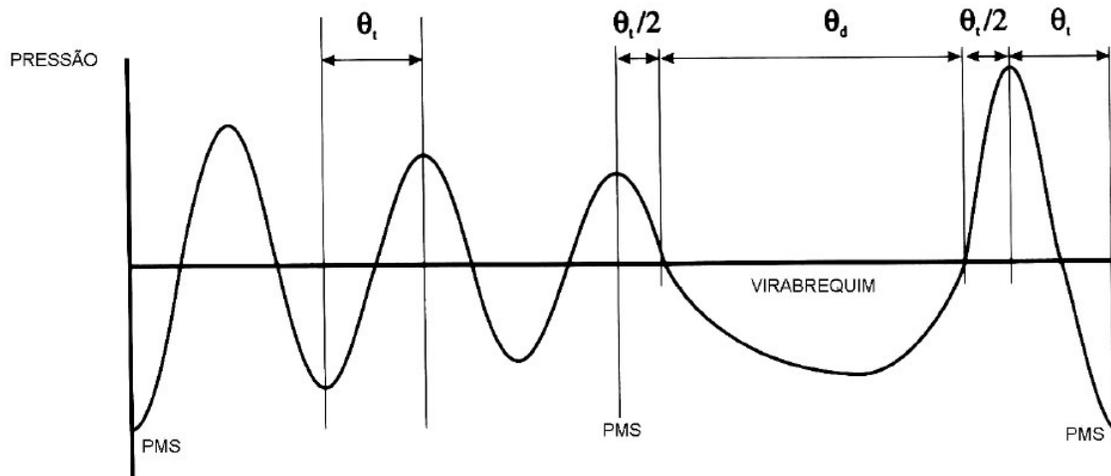


Figura 2.34 – Ilustração da relação de θ_d e θ_t e as ondas de pressão (WINTERBONE e PEARSON, 1999).

O pulso de depressão é aumentado, criando assim um pico na curva de eficiência volumétrica. Isto pode ocorrer em mais de uma rotação do motor com diferentes números de ondas residuais que podem preencher o período fechado (BROOME, 1969). O autor propõe a equação (2.19) para sincronização do pulso de pressão levando em consideração o ângulo em que a válvula de admissão permanece aberta:

$$(2n - 1)\theta_t + \theta_d = 720 \quad (2.19)$$

Onde θ_t representa o número de graus de virabrequim necessários para a onda acústica viajar do cilindro para o fim do tubo e voltar. θ_d é a duração do período de admissão em graus do virabrequim e n é a ordem do pulso de onda.

A equação (2.19) pode ser usada para se sincronizar a rotação do motor com os períodos de oscilação das ondas nos condutos. O valor de θ_t é calculado pela equação (2.20).

$$\theta_t = 12 \frac{Nl}{c} \quad (2.20)$$

Heisler (1995) registra a equação (2.21) que calcula o tempo t gasto para a onda partir da válvula, viajar pelo conduto e retornar.

$$t = \frac{2l}{c} \quad (2.21)$$

t = Tempo que o pulso viaja da porta da válvula à entrada do conduto e retornar;

O autor sugere que o período θ_t [°] da equação (2.20) pode ser relacionado com o comprimento l do conduto. Ele sugere que, para se determinar o comprimento do conduto de admissão, deve-se escolher um valor de θ_t tal que $80^\circ < \theta_t < 90^\circ$. Aplica-se este valor na equação (2.22):

$$\theta_t = \frac{360N_2l}{60c} \quad (2.22)$$

Um equacionamento alternativo foi descrito por Lumley (1999) para dimensionamento do conduto primário:

$$l = \frac{\kappa(c^2 - v^2)}{4cN_{rad}} \quad (2.23)$$

Onde l [m] é o comprimento do conduto, κ é a duração do período que a válvula de admissão permanece aberta em radianos dividido por π , v [m/s] a velocidade do escoamento e N_{rad} [rad/s] é a velocidade do motor.

SODRE, COSTA e SILVA (2008) apresentaram resultados de desempenho de um motor de combustão interna de ciclo Otto de quatro tempos, quatro cilindros, oito válvulas e 999 centímetros cúbicos de cilindrada, obtidos em testes experimentais em dinamômetro de bancada. Foi pesquisada a influência do comprimento do conduto de admissão no torque, na potência e na pressão média efetiva. O que ele chamou de “conduto de admissão” é o segmento de conduto diretamente à montante da borboleta de aceleração.

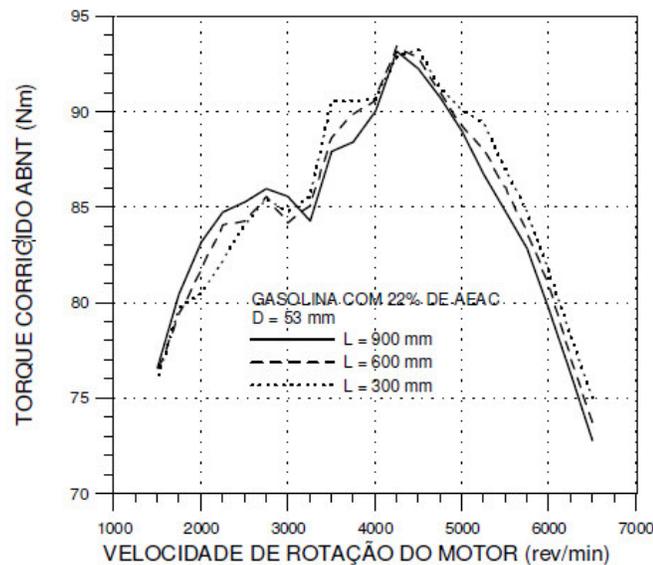


Figura 2.35 – Curvas de torque ao variar-se o conduto a montante da borboleta (SODRE, COSTA e SILVA, 2008)

O estudo mostrou um efeito limitado da variação desta região do sistema de admissão (Figura 2.35), pois a borboleta de aceleração apresenta uma restrição do fluxo de forma que se reduz a magnitude do efeito, além de impor uma mudança de impedância, tendendo a desacoplar acusticamente as regiões a montante e à jusante da borboleta. ENGELMAN (1953) já sugeria que isto ocorreria.

2.3.3.3 RESSONÂNCIA DE HELMHOLTZ

O conceito do ressonador de Helmholtz é muito importante, pois ele está presente em muitos elementos dos sistemas de admissão e escapamento.

Engelman (1953) em trabalho conjunto com Teeter (1951) apresentou resultados experimentais do emprego de tubos órgão e também de ressonadores de Helmholtz em um motor monocilíndrico, sendo estes posicionados a montante do carburador. Ele observa que o carburador (ou borboleta de aceleração) ao induzir uma restrição reduz o efeito positivo do fenômeno.

O autor propôs a modelagem do sistema de admissão e de escapamento segundo um ressonador de Helmholtz, onde o volume do cilindro e o duto primário formam o sistema. Esse modelamento foi transformado em um análogo elétrico (Figura 2.36), pois este tipo de equacionamento era mais

conveniente dado os métodos matemáticos disponíveis na época. A equação (2.24) fornece a frequência de ressonância f_0 para o sistema (as variáveis estão indicadas na Figura 2.36):

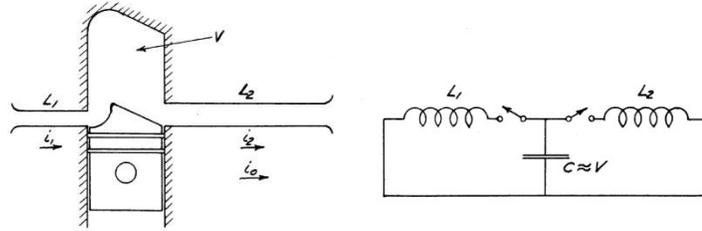


Figura 2.36 – Modelamento do cilindro e duto de admissão analogamente a um circuito elétrico (ENGELMAN, 1953)

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} c \sqrt{\frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2 V}} \quad (2.24)$$

Onde L_1 e L_2 são as indutâncias acústicas dos condutos de admissão e escapamento, respectivamente e V é o volume médio do cilindro. A indutância acústica é dada por:

$$L_a = \frac{l}{Ac^2} \quad (2.25)$$

l = Comprimento do tubo [m];

A = Área de secção transversal [m²];

A conclusão de ENGELMAN (1953) foi que seria possível alcançar uma substancial sobrealimentação (mínimo de 15% sobre toda a faixa de rotação quando comparado ao experimento sem duto “afinado”) em motores de ciclo quatro tempos com um adequado dimensionamento dos tubos de admissão. A condição exigida é que a frequência de ressonância do ressonador de Helmholtz, que consiste no tubo de admissão e o cilindro com o pistão na sua posição média (volume médio = V), seja duas vezes a frequência rotacional do motor.

A frequência do pico de sobrealimentação desejado calculada pela equação (2.24) deve ser aproximadamente duas vezes a velocidade de operação do motor. O autor declara que o efeito de sobrealimentação é mantido ao longo de uma larga faixa de velocidade de operação do motor. Deve-se

notar os comentários sobre o efeito da borboleta de aceleração fizeram com que desta vez ele dispusesse o duto “afinado” a jusante do carburador.

THOMPSON (1968) investigou os fenômenos responsáveis pela eficiência volumétrica em motores quatro tempos naturalmente aspirados. Seus experimentos foram efetuados em um motor ciclo Diesel V6 acionado via banco dinamométrico elétrico. Foi variado o comprimento dos condutos de admissão. O autor propôs a equação (2.26) para calcular a velocidade N_p [rpm] onde o pico de eficiência volumétrica ocorreria:

$$N_p = \frac{162}{K} c \sqrt{\frac{A}{LV_D}} \sqrt{\frac{R_c - 1}{R_c + 1}} \quad (2.26)$$

Onde:

R_c = Razão de compressão do motor;

V_d = Volume do cilindro [in^3];

A = Área conduto de admissão [in^2];

L = comprimento do conduto [in];

A constante “162” resulta de ajustes de unidade para o sistema inglês. $K = 2,1$ a $2,3$ e representa a mesma relação de que a frequência do sistema ressonante deve ser aproximadamente o dobro da velocidade do motor (prevista por ENGELMAN, 1953), sendo dependente individualmente para cada caso analisado.

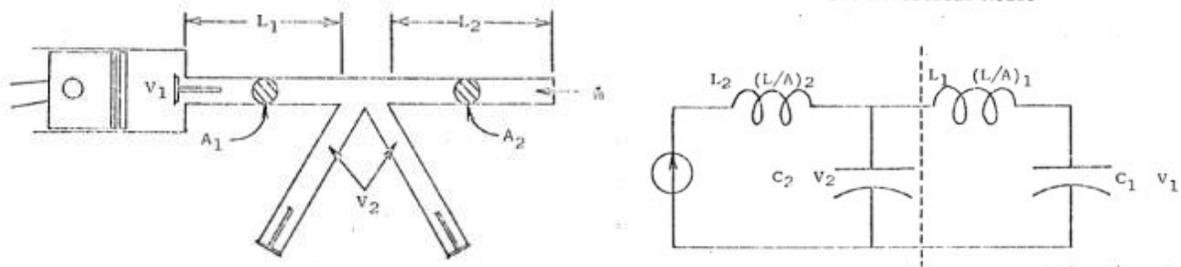


Figura 2.37 – Modelamento do sistema de admissão de um motor multicilíndrico análogo a um sistema elétrico (EBERHARD, 1971).

O conceito foi aprimorado por EBERHARD (1971) de forma a ser estendido para motores multicilindros. A diferença para a modelagem proposta por ENGELMAN (1953), consiste na adição de um volume representando os cilindros que estão “inativos” durante o período de admissão do cilindro em questão e um terceiro volume representando o tubo de entrada do coletor de admissão (Figura 2.37).

Esta modelagem resulta em um sistema elétrico ressonante de 2ª ordem, isto é, com duas frequências naturais que são dadas pelas equações (2.27) e (2.28):

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(ab + a + 1) - \sqrt{(ab + a + 1)^2 - 4ab}}{2abL_1C_1}} \quad (2.27)$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(ab + a + 1) + \sqrt{(ab + a + 1)^2 - 4ab}}{2abL_1C_1}} \quad (2.28)$$

Onde a é a razão das indutâncias L_1/L_2 e b é a razão de capacitâncias C_2/C_1 . Acusticamente, para o equacionamento acima, o equivalente das razões a e b são dadas pelas equações (2.29) e (2.30):

$$a = \frac{L_2}{L_1} = \frac{(L/A)_2}{(L/A)_1} \quad (2.29)$$

$$b = \frac{C_2}{C_1} = \frac{V_2}{V_1} \quad (2.30)$$

Onde:

$(L/A)_2$ = Indutância acústica do conduto secundário [m^{-1}];

$(L/A)_1$ = Indutância acústica do conduto primário [m^{-1}];

V_2 = Volume dos condutos inativos por ciclo [m^3];

V_1 = Volume médio do cilindro [m^3];

A = Área de secção dos condutos [m^2];

L = Comprimento dos condutos [m];

O autor executou testes em um motor 6 cilindros diesel acionado por um motor elétrico e avaliou o ganho de eficiência volumétrica para uma série de coletores experimentais. Sua conclusão foi que o

modelo matemático proposto é válido. Sugere então a equação (2.31) para determinação velocidade rotacional (rpm) onde ocorrerá o pico de eficiência volumétrica devido ao fenômeno:

$$f_1 = \frac{162c}{K} \sqrt{\frac{(ab + a + 1) \pm \sqrt{(ab + a + 1)^2 - 4ab}}{2ab}} \sqrt{\left(\frac{A}{L}\right)_1 \frac{1}{V} \sqrt{\frac{R_c - 1}{R_c + 1}}} \quad (2.31)$$

Onde:

$(A/L)_1$ = Razão área/comprimento do conduto primário [in];

V = Volume do cilindro [in³];

$K = 2,1$ ou $2,2$ para a maioria dos casos;

162 = Constante para ajuste de unidades do sistema inglês;

A equação (2.32) relaciona a cilindrada individual nominal V com o volume médio V_1 .

$$V_1 = \frac{V R_c + 1}{2 R_c - 1} \quad (2.32)$$

SCHWALLIE (1972) verificou a aplicação da ressonância de Helmholtz no projeto de coletores de admissão de motores multicilindros. O foco de seu trabalho foi testar a hipótese de EBERHARD (1971) para um motor de 4 cilindros, devido ao fato deste possuir um *plenum* comum e desta forma o período de abertura das válvulas de admissão podem se sobrepor para mais de um cilindro (no motor testado por Eberhard as válvulas de admissão de dois cilindros não se abriam ao mesmo tempo).

O autor confirma a validade do modelo de Eberhard e confirma que os picos de pressão calculados com a equação podem ser identificados nos resultados. Ele afirma que o coletor protótipo, ainda que apresente maior perda de carga em vazão estática, mais do que compensava o fato com o ganho de eficiência devido à ressonância.

Uma interpretação alternativa foi dada por OHATA e ISHIDA (1982), modelando um sistema de admissão conforme a Figura 2.38 para o cálculo da frequência de ressonância ω do coletor de admissão, resultando nas equações (2.33) e (2.34):

$$\cos \frac{\omega l_p}{c} = 0 \quad (2.33)$$

$$\frac{A_s}{A_p} \cot \frac{\omega l_s}{c} = \frac{\omega V_{pl}}{A_p c} + 4 \tan \frac{\omega V_{pl}}{c} \quad (2.34)$$

Onde:

l_p = Comprimento duto primário [m];

l_s = Comprimento duto secundário [m];

A_p = Área duto primário [m²];

A_s = Área duto secundário [m²];

V_{pl} = Volume do *plenum* [m³];

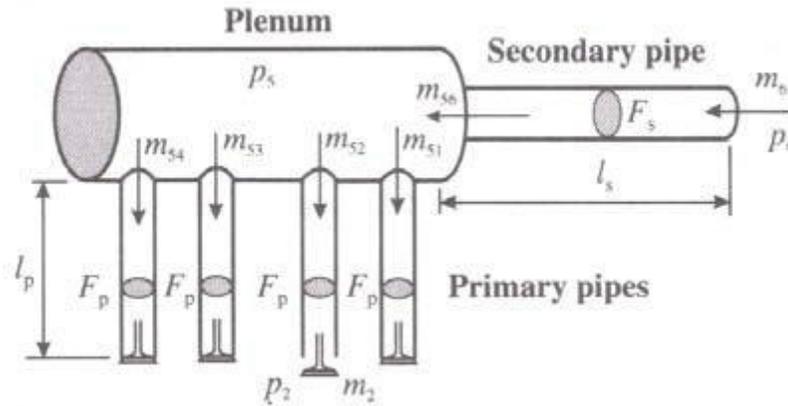


Figura 2.38 – Modelagem de um sistema de admissão (WINTERBONE e PEARSON, 1999)

Porém as equações (2.33) e (2.34) não levam em consideração o volume do cilindro (vide Figura 2.39), WINTERBONE e PEARSON (1999) deduziram as equações (2.35) e (2.36) para cálculo da frequência ω do sistema coletor de admissão, pórtico da válvula e volume do cilindro:

$$\frac{A_c}{A_p} \tan \frac{\omega l_c}{c} \tan \frac{\omega l_p}{c} = 1 \quad (2.35)$$

$$\frac{A_s}{A_p} \cot \frac{\omega l_s}{c} = \frac{\omega V_{pl}}{A_p c} + \frac{A_p \tan \left(\frac{\omega l_p}{c} \right) + A_c \tan \left(\frac{\omega l_c}{c} \right)}{A_p A_c \tan \left(\frac{\omega l_p}{c} \right) \tan \left(\frac{\omega l_c}{c} \right)} + 3 \tan \frac{\omega l_p}{c} \quad (2.36)$$

Onde:

A_c = Área do cilindro [m^2];

l_c = Metade do curso do cilindro [m];

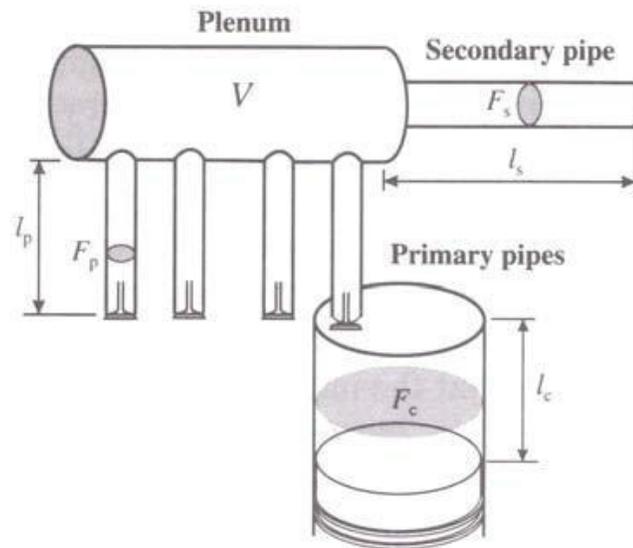


Figura 2.39 - Modelagem de um sistema de admissão incluindo o volume do cilindro (WINTERBONE e PEARSON, 1999).

Os autores (HATAMURA, MORISHITA, *et al.*, 1987) documentam o projeto do sistema de admissão de um motor V6 a gasolina e descrevem o sistema como uma combinação de efeitos de enchimento inercial e ressonância de Helmholtz.

No trabalho apresentado o sistema de admissão é modelado como um ressonador de 2^a ordem (dois graus de liberdade). A Figura 2.40 (a) mostra o sistema de admissão composto por condutos e volumes, Figura 2.40 (b) mostra a analogia explanada na seção 2.1.6 (**Ressonadores de Helmholtz**) onde os volumes do *plenum* e do cilindro têm como correspondentes molas (*spring A* e *spring B*) e os condutos primários e secundário correspondem a massas (*mass A* e *mass B*). A Figura 2.40 (b) mostra como o pistão age como excitação do sistema e como (no caso do motor em questão) ambas as bancadas de cilindro podem estar atuando ao mesmo tempo dependendo da diferença de fase dos comandos de válvulas. Este trabalho é muito interessante para se compreender a natureza oscilatória do sistema de admissão de um MCI.

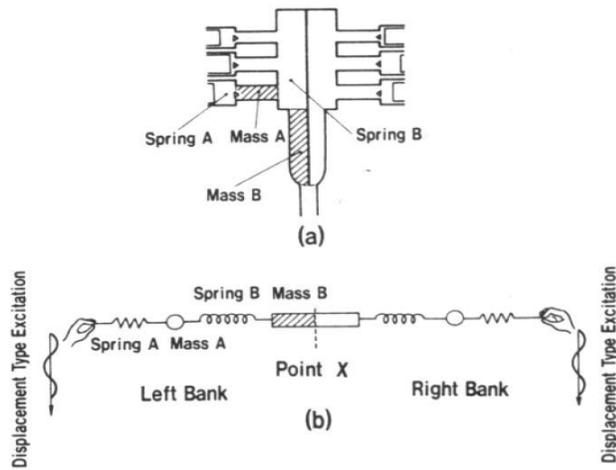


Figura 2.40 - Analogia do sistema de 2 graus de liberdade com sistema massa-mola (HATAMURA, MORISHITA, *et al.*, 1987).

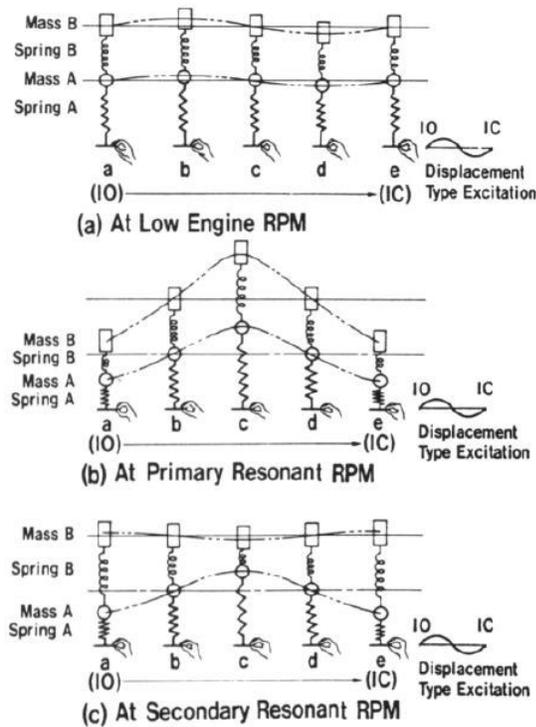


Figura 2.41 – Ilustração do sistema massa-mola de 2 graus de liberdade e suas duas frequências de ressonância (HATAMURA, MORISHITA, *et al.*, 1987).

Na Figura 2.41 é ilustrado o sistema em três condições: baixa rotação (a), rotação da primeira ressonância (b) e rotação da segunda ressonância (c). Observa-se que nas duas condições de ressonância a massa A, equivalente à pressão no conduto primário, possui amplitude máxima. BENAJES et. al. (1997) apresentaram um modelo para um coletor de admissão com quatro tubos (quatro condutos primários, um *plenum* e um conduto de entrada). Para esta configuração, o modelo pode ser reduzido à equação (2.37):

$$4 \tan \frac{\omega l_p}{c} = \frac{A_s}{A_p} \cot \frac{\omega l_s}{c} - \frac{\omega V_{pl}}{c A_p} \quad (2.37)$$

Onde ω é a frequência angular, c é a velocidade do som no ar, l_p o comprimento dos tubos primários, l_s o comprimento do tubo secundário, A_p a área da seção transversal do tubo primário, A_s é a seção transversal do tubo secundário e V_{pl} é o volume do *plenum* entre os tubos primários e o secundário. A solução da frequência angular da equação não é explícita e pode ser obtida através de um cálculo iterativo introduzindo os valores dimensionais do coletor de admissão. O valor numérico de ω representa a frequência natural de todo o coletor de aspiração, das válvulas até o conduto de entrada (inclusive).

BORTOLUZZI, DORIA e COSSALTER (1998) buscaram melhorar a eficiência volumétrica de um único cilindro do motor para uma ampla faixa de frequências. A solução proposta foi a adição de um ou mais ressonadores sintonizáveis para o sistema de admissão. As análises foram realizadas por meio de um modelo e de um código numérico para fluidodinâmica. Os melhores resultados foram obtidos quando o ressonador é colocado perto do cilindro. Os resultados também mostraram um aumento substancial na eficiência volumétrica do motor.

BORTOLUZZI e DORIA (1999) utilizaram um sistema massa-mola para simular um sistema de admissão de um MCI monocilindro, a fim de calcular as frequências naturais do sistema e conseqüentemente, as frequências do pistão que correspondem aos valores máximos de eficiência volumétrica. A Figura 2.42 mostra essa analogia. As análises foram obtidas por simulações numéricas, através de um código 3D, que leva em conta detalhes do movimento do fluido. O objetivo principal foi aproveitar os fenômenos acústicos na melhoria do rendimento. Os resultados mostraram uma melhora significativa no desempenho do sistema.

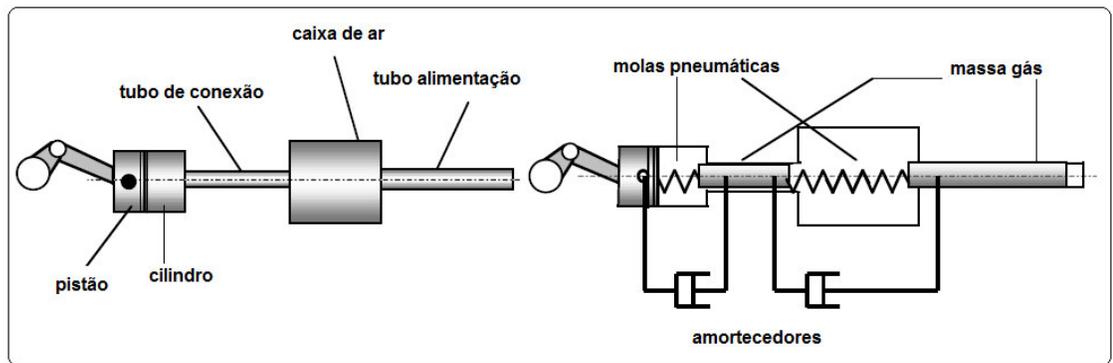


Figura 2.42 - Modelo massa-mola de um do sistema de admissão incluindo o cilindro (BORTOLUZZI e DORIA, 1999).

PEREIRA (2008) desenvolveu um ressonador de palheta com um eixo central e duas palhetas, sendo uma palheta fixa e outra móvel. O ângulo entre as duas palhetas define o volume do ressonador. A variação do ângulo é controlada por um sistema de redução de engrenagens e um motor de corrente contínua. A Figura 2.43 mostra uma foto do ressonador de palheta e o esquema de montagem no conduto de admissão.

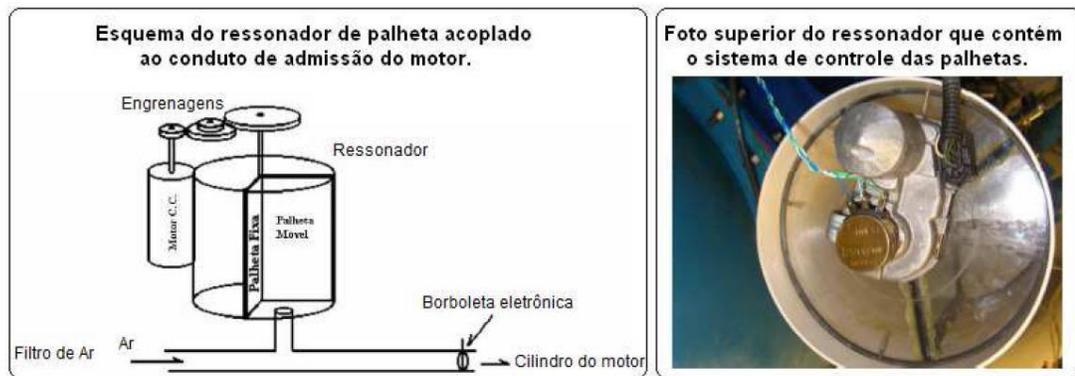


Figura 2.43 – Ressonador variável de palheta desenvolvido por Pereira (2008)

O autor montou o ressonador em várias posições a jusante da borboleta de aceleração. Os resultados mostraram melhoria na vazão mássica, dependendo da posição na qual o ressonador foi instalado (Figura 2.44). Quatro posições foram avaliadas a partir da porta da válvula de admissão, sendo estas posições de 278 mm (P1), 878 mm (P2), 1.258 mm (P3) e 1.638 mm (P4). A maior vazão ocorreu com a posição de inserção do ressonador mais próximo à válvula de admissão.

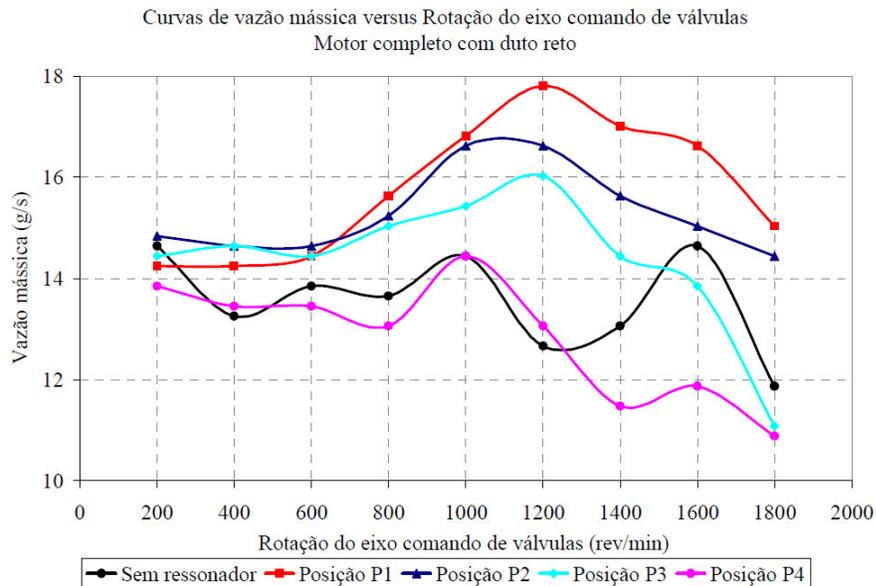


Figura 2.44– Resultados do experimento montando o ressonador a diferentes distâncias da válvula de admissão (Pereira, 2008).

DE SOUZA (2010) realizou um estudo numérico e experimental do sistema de admissão de um motor de combustão interna com o intuito de melhorar a eficiência volumétrica do motor. O trabalho foi voltado ao projeto e construção de coletores com diferentes geometrias, e à elaboração de uma configuração inédita de um coletor de admissão, visando melhorar a eficiência volumétrica e desempenho do motor. Os resultados numéricos foram validados através dos resultados obtidos em uma bancada experimental e através da utilização do software GT-Power. Demonstrou-se que foi possível construir um coletor inédito que proporcionou ao motor estudado um aumento de eficiência volumétrica de 6% a 3500 rpm. O autor também utilizou a teoria do ressonador de Helmholtz para determinar a rotação onde ocorreu a máxima eficiência volumétrica.

QUEIROZ (2011) investigou a influência de um ressonador de volume variável instalado em um motor quatro cilindros, porém com três cilindros desativados. Este ressonador era controlado automaticamente via CLP (Controlador Lógico Programável) em função da frequência de atuação da válvula de admissão ou em função da frequência do sistema. O objetivo era adequar o coletor de admissão de forma a ampliar sua faixa de boa eficiência volumétrica, essa avaliação do desempenho foi realizada usando um banco de fluxo pulsante desenvolvido por (HANRIOT, 2001).

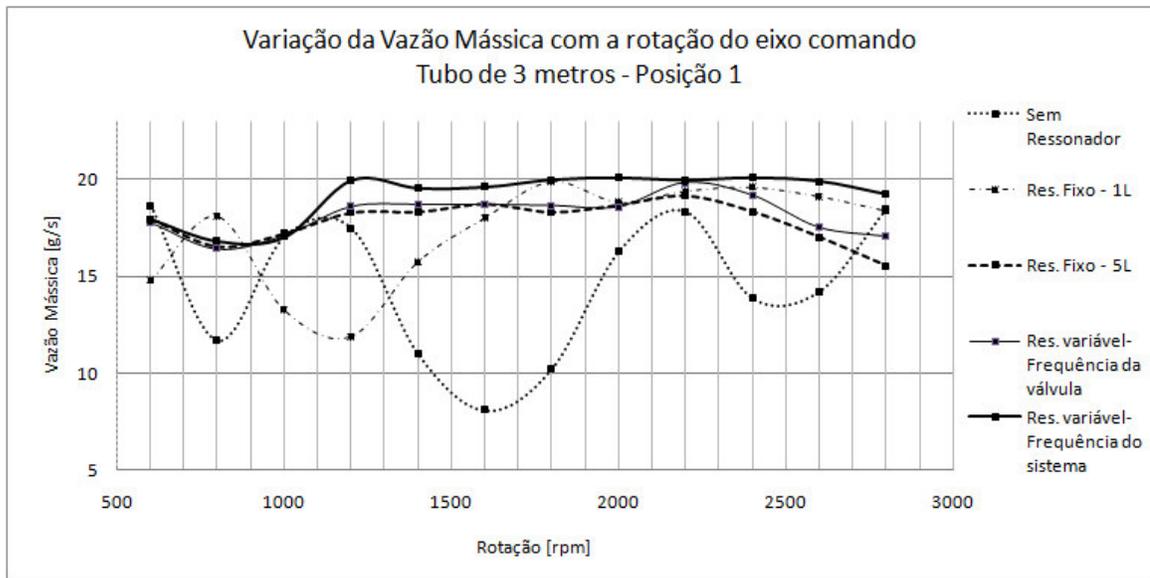


Figura 2.45 - Resultados do experimento montando o ressonador a diferentes distâncias da válvula de admissão (QUEIROZ, 2011).

Seus resultados mostraram que quando se utiliza um ressonador de volume variável no conduto, em certas faixas de rotação, melhores são os valores de vazão mássica comparados com os ressonadores de volume fixo e sem o ressonador. Um resultado interessante foi: os maiores valores de vazão mássica foram obtidos com o ressonador que variou o seu volume em função da frequência do sistema, e não com o ressonador que variou seu volume com a frequência da válvula. Isto é, ela sintonizou o ressonador com conduto de admissão e cilindro, formando um sistema que resultou em vazão mássica melhorada (Figura 2.45).

2.3.3.4 ENCHIMENTO INERCIAL

Também conhecido como “*Ram Charging*” (HEISLER, 1995) consiste em empregar o princípio da conservação de energia para aumentar a eficiência volumétrica do motor.

Quando do início do período de admissão, ao pistão começar seu movimento descendente, existe um atraso até que a coluna de ar nos condutos se mova. Assim, uma depressão é causada pelo movimento mais lento da coluna de ar quando comparada com o pistão, sendo esta incapaz de ocupar imediatamente o volume que o movimento do pistão cria. Quando no final do movimento descendente e ao pistão iniciar o movimento de subida, a coluna de ar ainda estará entrando no cilindro a acaba indo de encontro ao pistão.

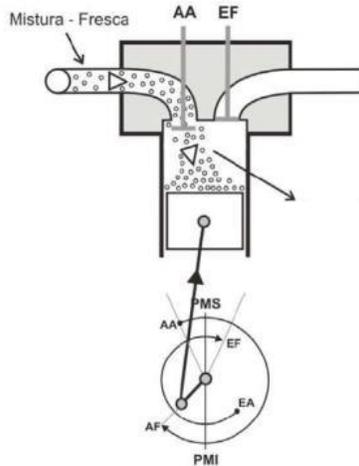


Figura 2.46 – Ilustração do enchimento inercial (HEISLER, 1995).

Assim, a depressão dentro do cilindro aumenta até determinado nível, e então começa a reduzir até atingir o nível próximo ao atmosférico. Após o PMI (Ponto Morto Inferior), o fechamento tardio da válvula de admissão permitirá que o ar continue entrando devido à sua inércia, e quando o pistão estiver subindo, iniciando o período de compressão. Desta forma, é possível de aumentar a pressão dentro do cilindro até valores acima da pressão atmosférica (HEISLER, 1995).

Assim, a energia cinética da coluna de gás transforma-se em pressão (energia potencial) ao atingir o ponto de estagnação dentro do cilindro, conforme a equação de Bernoulli (equação (2.38):

$$P + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 = Cte \quad (2.38)$$

Onde:

P = Pressão;

v = Velocidade da coluna de gás;

Cte = Constante;

Este fenômeno é estudado há muito tempo, como citado no início da seção 2.3.3. DENNISON (1933) investigou a sobre alimentação via enchimento inercial e os resultados mostraram que o fenômeno ocorreu para um conduto com apenas 52% do comprimento previsto pelo equacionamento (2.14) proposto por CAPETTI (1929). Devido a isto ele considerou que a ressonância acústica possuía pouca influência na

sobre alimentação e assim propôs a teoria do enchimento inercial ocorria somente pela inércia do fluido. Porém seus cálculos baseados somente na inércia do fluido não explicavam completamente os resultados experimentais.

MORSE, BODEN e SCHECHTER (1938) realizaram experimentos com um MCI e declararam que o fechamento da válvula de admissão deve ser entre 40° e 60° antes do PMI, para melhor aproveitamento do efeito *ram*. Naturalmente, estes valores foram levantados em uma época em que os motores tinham velocidade rotacional pouco elevada e podem não ser adequados para os motores de alta velocidade comuns hoje em dia.

EBERHARD (1971) declara que o correto dimensionamento do diâmetro dos condutos de admissão deve ser efetuado de forma a resultar em escoamento com maior velocidade, podendo-se empregar a energia cinética para melhorar o enchimento do cilindro.

RUBAYI (1972), com intenção de estudar os fenômenos acústicos na eficiência volumétrica de um MCI quatro tempos multicilindrico, analisou o efeito do comprimento e do diâmetro dos condutos de admissão.

Suas conclusões indicaram que, mantendo fixo o diâmetro dos condutos, quanto maior o comprimento, menor a velocidade do motor em que ocorreria o pico de eficiência volumétrica. Mantendo fixo o comprimento dos condutos, quanto maior o diâmetro, maior a velocidade do motor em que ocorreria o pico de eficiência volumétrica. Ele também relata ter encontrado um valor ótimo de comprimento e diâmetro dos condutos de forma a maximizar a eficiência volumétrica. Assim, o fenômeno que ele acabou descrevendo é identificado mais provavelmente como o enchimento inercial.

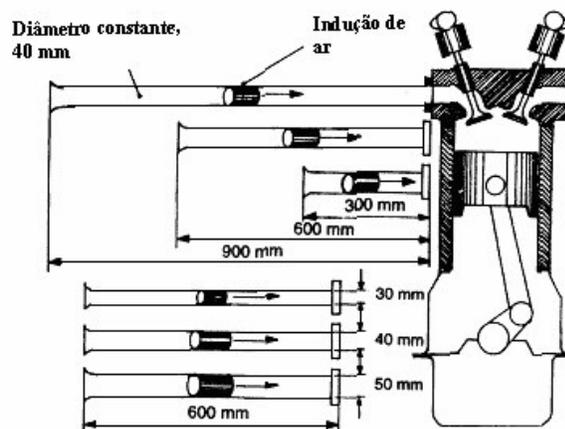


Figura 2.47 – Ilustração da relação do diâmetro e do comprimento dos condutos com o efeito *ram* (HEISLER, 1995).

A explicação aceita para o fenômeno é (HEISLER, 1995): para que o enchimento inercial tenha maior efeito, a coluna de ar deve ter a maior velocidade possível. Tubos primários que tenham longo comprimento fazem com que o ar tenha mais tempo para ser acelerado pela depressão gerada no cilindro, e o pequeno diâmetro faz com que a velocidade do fluxo seja maior para uma dada vazão mássica. Contudo, condutos mais longos e de menor diâmetro aumentam a restrição ao escoamento em maiores regimes de rotação, quando a vazão mássica aumenta, reduzindo assim a eficiência volumétrica nessa faixa de uso. A Figura 2.47 ajuda a ilustrar o fenômeno.

Devido a isso o dimensionamento dos condutos primários é sempre um compromisso entre torque em baixo regime (dirigibilidade) contra torque em altos regimes (potência). A energia cinética W_c da coluna de ar que está entrando no cilindro está relacionada ao comprimento l e a seção transversal (proporcional a d^2) conforme proposto por BOCCHI (1988) pela equação (2.39):

$$W_c \propto \frac{l}{d^2} \quad (2.39)$$

Deve-se notar também que a amplitude deste fenômeno é proporcional à velocidade do motor (GARRETT, STEEDS e NEWTON, 2001), portanto existe mais potencial para aumentar a eficiência volumétrica de um motor atmosférico quando se projeta um motor para altas rotações.

HEISLER (1995) sugere que o valor mínimo na velocidade de admissão do ar é em torno de 14 m/s e a máxima em torno de 75 m/s. Altas velocidades na admissão podem causar uma diminuição da densidade de massa de ar admitido com conseqüente diminuição do rendimento volumétrico. Entretanto, em baixas velocidades, o movimento do pistão em sua fase de compressão em direção ao PMS pode empurrar a mistura de ar e combustível de volta ao conduto de admissão, reduzindo consideravelmente o rendimento volumétrico.

2.4 Equação da onda acústica

Este trabalho tem por princípio resolver a equação da onda de forma discretizada para a geometria analisada. Nas seções seguintes estarão descritos os princípios físicos e matemáticos por trás da metodologia empregada.

2.4.1 Equação de estado

No caso de um gás perfeito a equação de estado que descreve o comportamento termodinâmico através das três variáveis de estado é definida como:

$$P = \rho RT \quad (2.40)$$

Onde:

P = Pressão;

ρ = Densidade;

T = Temperatura;

A equação de estado de um gás perfeito para um processo adiabático reversível e isentrópico é:

$$\frac{P}{P_0} = RT \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (2.41)$$

Onde:

P_0 = Pressão de equilíbrio;

ρ_0 = Densidade de equilíbrio;

γ = Relação entre os calores específicos à pressão e a volume constantes, respectivamente (c_p e c_v);

O coeficiente que relaciona pequenas variações de pressão a pequenas deformações volumétricas do elemento de fluido é definido como módulo de elasticidade volumétrica. Este coeficiente pode ser derivado de um gráfico que expressa a variação de pressão do gás em função da sua densidade, conforme mostrado na Figura 2.48. Onde P é a pressão instantânea do fluido e P_0 a pressão de equilíbrio. Observa-se que para pequenas variações da pressão em torno do ponto de equilíbrio a relação com a variação de densidade permanece linear. Desta forma, obtém-se que:

$$p = \delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_0 \delta \rho \quad (2.42)$$

Onde ∂P e $\partial \rho$ representam as variações finitas de pressão e densidade respectivamente.

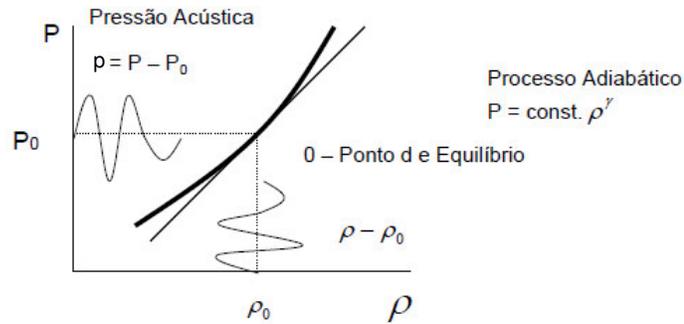


Figura 2.48 - Relação não linear entre a pressão e a densidade em um fluido (NUNES, 2001).

Para se obter o módulo de elasticidade volumétrico é necessário considerar a conservação de massa para que se obtenha a variação da pressão em função da variação volumétrica. Assim, para um dado volume em equilíbrio tem-se a conservação da massa escrita por:

$$\rho V = \rho_0 V_0 \quad (2.43)$$

Que pode ser reescrita da forma incremental da seguinte maneira:

$$\frac{\delta V}{V} = \frac{\delta \rho}{\rho} \quad (2.44)$$

E a equação (2.42) pode ser escrita da seguinte forma:

$$p = -\rho \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_0 \left(\frac{\delta V}{V} \right) \quad (2.45)$$

Onde, $-\rho \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_0$ é o módulo compressibilidade (β). No caso do processo adiabático, P / ρ^γ é constante; conseqüentemente $\rho \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_0 = \gamma P_0$. Logo :

$$p = \gamma P_0 \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} \quad (2.46)$$

A equação (2.46) representa a forma linearizada da lei de estado para o meio fluido.

2.4.2 Deslocamento, velocidade e aceleração das partículas do fluido

Para relacionar as forças e movimentos no processo dinâmico do fluido, é necessário que as posições das partículas do fluido estejam definidas em um sistema de coordenadas no qual a segunda lei de Newton seja válida. A posição de uma partícula do fluido é descrita pelo vetor posição \mathbf{r} . O deslocamento é simbolizado pelo vetor ξ . A velocidade da partícula v é definida como $\partial\xi/\partial t$. No caso da aceleração o resultado não é tão imediato, uma vez que no fluido existe um fluxo que faz com que a velocidade da partícula varie tanto no espaço (x,y,z) como no tempo (t) . Assim, uma pequena variação na velocidade da partícula pode ser expressa como:

$$\partial\mathbf{v} = \left(\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t}\right)\delta t + \left[\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial t}\right]\delta t \quad (2.47)$$

E a aceleração total:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial x}a_x + \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial y}a_y + \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial z}a_z \quad (2.48)$$

Onde δt representa um intervalo infinitesimal de tempo, e a_x , a_y e a_z são as componentes do vetor da aceleração convectiva.

O primeiro termo da equação (2.48) representa a aceleração devido ao movimento oscilatório da partícula em um ponto fixo do espaço (variação temporal); os outros três termos expressam a aceleração devido à convecção da partícula, que se move entre regiões do fluido com velocidades diferentes devido a um fluxo. Pode-se assumir com boa aproximação a seguinte forma para a aceleração da partícula:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \quad (2.49)$$

2.4.3 Equação da conservação de massa

A relação entre densidade e deformação volumétrica também pode ser derivada a partir de fluxo de massa através de um volume de controle do fluido, conforme mostra a Figura 2.49:

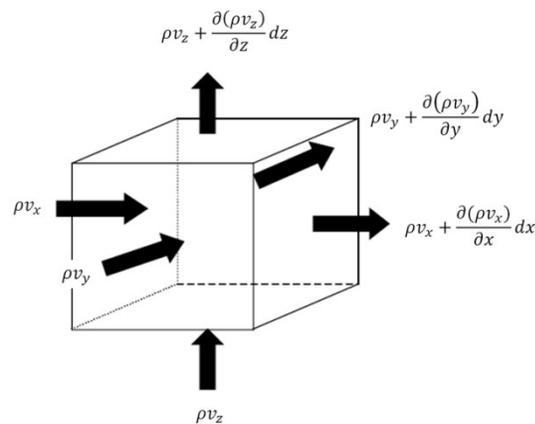


Figura 2.49 – Escoamento mássico através de um elemento de fluido (NUNES, 2001).

A diferença entre a taxa de massa que entra e a que sai do elemento é igual à variação da densidade do fluido no volume. Assim, obtém-se:

$$\left[\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} \right] dV = - \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \quad (2.50)$$

Que é a equação da continuidade, onde v_x , v_y , v_z são as componentes da velocidade \mathbf{v} no sistema cartesiano. No caso de pequenas variações da densidade esta equação pode ser linearizada na forma:

$$\rho_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.51)$$

Esta é a equação da continuidade linearizada que ao ser integrada no tempo resulta na equação(2.43).

2.4.4 Equação da força – Equação de Euler

Iremos desconsiderar os efeitos da viscosidade e o fluido será tratado como sendo invíscido. Um elemento do fluido $dV = dx dy dz$ que se move com o fluido, contendo uma massa dm terá a força líquida $d\mathbf{F}$ no elemento, que será acelerado de acordo com a segunda lei de Newton $d\mathbf{F} = \mathbf{a}.dm$. Desconsiderando a viscosidade, a força líquida na direção x é:

$$d\mathbf{F}_x = \left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \right] dy dz = -\frac{\partial p}{\partial x} dV \quad (2.52)$$

Com expressões análogas para df_y e df_z , tendo assim um vetor $d\mathbf{F} = df_x \mathbf{i} + df_y \mathbf{j} + df_z \mathbf{k}$ que pode ser expresso como:

$$d\mathbf{F} = -\nabla p dV \quad (2.53)$$

Sabendo que $dm = \rho dV$, substituindo-se a equação (2.49) e a equação (2.53) na segunda lei de Newton, $d\mathbf{F} = \mathbf{a}.dm$, obtém-se:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p \quad (2.54)$$

Esta é a equação linear invíscida da força e é válida para processos acústicos de pequena amplitude.

2.4.5 Equação da onda linearizada

Para se obter uma equação que envolva a descrição discutida anteriormente, calcula-se a divergência da equação (2.54):

$$\rho_0 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\nabla p) = -\nabla^2 p \quad (2.55)$$

Onde ∇^2 é o operador Laplaciano. Na sequência, deriva-se a equação (2.48) e usa-se o fato de que:

$$\frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{v})}{\partial t} = \nabla \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right) \quad (2.56)$$

Para se chegar a:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \rho_0 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 0 \quad (2.57)$$

E a partir das equações (2.55) e (2.57) pode-se então escrever a seguinte relação:

$$\nabla^2 p = \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (2.58)$$

E utilizando finalmente a equação (2.46) para eliminar a densidade chega-se a:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = 0 \quad (2.59)$$

Onde:

ρ_0 = Densidade do fluido na temperatura de referência;

p = Pressão acústica ($p(x,y,z,t)$);

t = Tempo;

A equação (2.59) é a equação da onda linearizada, sem perdas, para a propagação do som nos fluidos. Podemos dizer que c representa a velocidade de fase para ondas acústicas nos fluidos. À equação (2.59)

serão associadas condições de contorno, e o problema será passado para sua forma integral. A solução das formas integrais será efetuada usando-se o Método dos Elementos Finitos.

2.5 Análise Acústica Numérica

2.5.1 Equações Governantes

Em análises acústicas as equações de Navier-Stokes (WINTERBONE e PEARSON, 2000) para domínios multidimensionais deveriam ser resolvidas. O método mais aplicado é a solução através de códigos de CFD (*Computer Fluid Dynamics*). Porém este cálculo é trabalhoso e custoso em termos computacionais. Neste trabalho será resolvida a equação da onda diretamente aplicada a uma modelagem em elementos finitos.

Como demonstrado na seção 2.3, as equações de momento e de continuidade podem ser simplificadas de forma a gerar a equação da onda, desde que se utilizem as seguintes premissas (KINSLER, 2000): o fluido é compressível (a densidade varia com a pressão); o fluido é invíscido (sem dissipação viscosa); não há fluxo médio do fluido; a densidade e pressão médias no fluido são uniformes no domínio. Como a dissipação viscosa foi desprezada, a equação (2.59) é conhecida como a equação não dissipativa de propagação da onda sonora nos fluidos.

Considerando-se uma amplitude de pressão variando harmonicamente:

$$p = \bar{p}e^{j\omega t} \tag{2.60}$$

Onde

\bar{p} = Amplitude da pressão senoidal;

$j = \sqrt{-1}$;

$\omega = 2\pi f$;

f = Frequência das oscilações de pressão;

A equação (2.59) se reduz à equação de Helmholtz:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \bar{p} + \nabla^2 \bar{p} = 0 \quad (2.61)$$

Quando problemas com interação fluido-estrutura estiverem sendo resolvidos, devem ser consideradas simultaneamente as equações (2.59) e (2.62). Esta última é a equação discretizada transiente de equilíbrio dinâmico para uma estrutura linear:

$$[M]\{\ddot{\mathbf{u}}\} + [C]\{\dot{\mathbf{u}}\} + [K]\{\mathbf{u}\} = \{\mathbf{F}^a\} \quad (2.62)$$

Onde:

$[M]$ = Matriz de massa;

$[C]$ = Matriz de amortecimento;

$[K]$ = Matriz de rigidez;

$\{\ddot{\mathbf{u}}\}$ = Vetor de aceleração nodal;

$\{\dot{\mathbf{u}}\}$ = Vetor de velocidade nodal;

$\{\mathbf{u}\}$ = Vetor de deslocamento nodal;

$\{\mathbf{F}^a\}$ = Vetor de forças aplicadas;

2.5.2 Discretização da Equação da Onda

A seguinte matriz de operadores (divergente e gradiente, respectivamente) são postulados para uso com a equação (2.61):

$$\nabla \cdot () = \{L\}^T = \left[\frac{\partial}{\partial x} \quad \frac{\partial}{\partial y} \quad \frac{\partial}{\partial z} \right] \quad (2.63)$$

$$\nabla () = \{L\} \quad (2.64)$$

A equação (2.59) pode ser reescrita na forma:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla \cdot \nabla p = 0 \quad (2.65)$$

Usando a notação indicada pelas equações (2.63) e (2.64), a equação (2.65) em notação matricial é dada por:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \{L\}^T (\{L\} p) = 0 \quad (2.66)$$

As matrizes dos elementos são obtidas através da discretização da equação (2.66) usando o procedimento de Galerkin (BATHE, 1996). Multiplicando-se a equação por uma mudança “virtual” na pressão e integrando sobre o volume do domínio (ZIENKIEWICZ e NEWTON, 1969), com alguma manipulação o resultado é:

$$\int_{vol} \frac{1}{c^2} \delta p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} dV + \int_{vol} (\{L\}^T \delta p) (\{L\} p) dV = \int_S \{\mathbf{n}\}^T \delta p (\{L\} p) dS_n \quad (2.67)$$

Onde

V = Volume do domínio;

δp = Variação “virtual” da pressão ($\delta p(x,y,z,t)$);

S_n = Superfície onde a derivada da pressão normal é aplicada (uma condição de contorno natural);

$\{\mathbf{n}\}$ = Vetor normal à superfície;

Nos problemas de interação fluido-estrutura, a superfície S_n é tratada como a interface. Com as premissas simplificadoras já expostas, a equação de momento do fluido mantém a seguinte relação do gradiente de pressão normal do fluido com a aceleração da estrutura na interface fluido-estrutura S_n (ZIENKIEWICZ e NEWTON, 1969):

$$\{\mathbf{n}\} \{\nabla p\} = -\rho_0 \{\mathbf{n}\} \frac{\partial^2 \{\mathbf{u}\}}{\partial t^2} \quad (2.68)$$

Onde:

$\{\mathbf{u}\}$ = Vetor do deslocamento da estrutura na interface;

$$\{\mathbf{n}\}^T (\{L\}p) = -\rho_0 \{\mathbf{n}\}^T \left(\frac{\partial^2 \{\mathbf{u}\}}{\partial t^2} \right) \quad (2.69)$$

Substituindo as equações:

$$\int_{vol} \frac{1}{c^2} \delta p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} dV + \int_{vol} (\{L\}^T \delta p) (\{L\}p) dV = - \int_S \rho_0 \delta p \{\mathbf{n}\}^T \left(\frac{\partial^2 \{\mathbf{u}\}}{\partial t^2} \right) dS_n \quad (2.70)$$

2.5.3 Dedução das Matrizes Acústicas de Fluido

A equação (2.70) contém a pressão do fluido p e os componentes do deslocamento da estrutura u_x , u_y , e u_z como as variáveis dependentes a serem resolvidas. No método dos elementos finitos, o domínio discretizado tem os campos de solução e propriedades calculadas nos nós. Porém para cálculo das grandezas de interesse ou dos gradientes da solução a variável deve ser aproximada e interpolada nos pontos de integração existente entre os nós. Isto é efetuado matematicamente através de equações chamadas função de forma do elemento. As funções de forma que aproximam via elementos finitos a variação espacial da pressão e dos componentes de deslocamento são dados por:

$$p = \{N\}^T \{p_e\} \quad (2.71)$$

$$u = \{N'\}^T \{\mathbf{u}_e\} \quad (2.72)$$

$\{N\}$ = Função de forma do elemento para pressão;
 $\{N'\}$ = Função de forma do elemento para os deslocamentos;
 $\{p_e\}$ = Vetor de pressão nodal;
 $\{\mathbf{u}_e\} = \{u_{xe}\}, \{u_{ye}\}, \{u_{ze}\}$, os vetores de deslocamento nodal;

Das equações (2.71) e (2.72), a segunda derivada no tempo das variáveis p_e e u_e e a variação virtual da pressão podem ser escritas como:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \{N\}^T \{\ddot{p}_e\} \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial^2 \{u\}}{\partial t^2} = \{N'\}^T \{\ddot{\mathbf{u}}_e\} \quad (2.74)$$

$$\delta p = \{N\}^T \{\delta p_e\} \quad (2.75)$$

Definindo a matriz $[B]$ como o operador matricial $\{L\}$ (gradiente) aplicado ao vetor das funções de forma do elemento $\{N\}$ transposto (2.76):

$$[B] = \{L\} \{N\}^T \quad (2.76)$$

Substituindo as equações (2.71) a (2.76) na equação (2.70), a equação da onda formulada em elementos finitos resulta em:

$$\int_{vol} \frac{1}{c^2} \{\delta \mathbf{p}_e\}^T \{N\} \{N\}^T dV \{\ddot{\mathbf{p}}_e\} + \int_{vol} \{\delta \mathbf{p}_e\}^T [B]^T [B] dV \{\mathbf{p}_e\} + \int_S \rho_0 \{\delta \mathbf{p}_e\}^T \{N\} \{\mathbf{n}\}^T \{N'\}^T d(S_n) \{\ddot{\mathbf{u}}_e\} = \{0\} \quad (2.77)$$

Os outros termos estão definidos nas seções anteriores 2.5.1 e 2.5.2. Os termos que não variam por elemento foram isolados do sinal de integração. O termo $\{\delta p_e\}$ é uma variação virtual arbitrariamente

adicionada à pressão nodal e pode ser posto em evidência na equação (2.77). Como $\{\delta p_e\}$ não é igual a zero, a equação (2.77) se torna:

$$\frac{1}{c^2} \int_{vol} \{N\}\{N\}^T dV \{\ddot{\mathbf{p}}_e\} + \int_{vol} [B]^T [B] dV \{\mathbf{p}_e\} + \rho_0 \int_S \{N\}\{\mathbf{n}\}^T \{N'\}^T d(S_n) \{\ddot{\mathbf{u}}_e\} = \{0\} \quad (2.78)$$

A equação (2.78) pode ser escrita em forma matricial, resultando na equação da onda discretizada (2.79). Deve-se notar que a equação (2.79) representa o domínio de fluido, e não necessariamente uma relação válida elemento a elemento:

$$[M_e^P]^T \{\ddot{\mathbf{p}}_e\} + [K_e^P] \{\mathbf{p}_e\} + \rho_0 [R_e]^T \{\ddot{\mathbf{u}}_e\} = \{0\} \quad (2.79)$$

Onde:

$[M_e^P]^T$ = Matriz de massa do fluido;

$[K_e^P]$ = Matriz de rigidez do fluido;

$\rho_0 [R_e]^T$ = Matriz de acoplamento fluido-estrutura;

2.5.4 Grandezas Calculadas

Para a formulação de discretização empregada o gradiente de pressão é calculado no centróide do elemento usando os valores de pressão nodal computados (equações (2.80) a (2.82)):

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \left\{ \frac{\partial p}{\partial x} \right\}^T \{\mathbf{p}_e\} \quad (2.80)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \left\{ \frac{\partial p}{\partial y} \right\}^T \{\mathbf{p}_e\} \quad (2.81)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \left\{ \frac{\partial p}{\partial z} \right\}^T \{ \mathbf{p}_e \} \quad (2.82)$$

A velocidade do fluido (normal às faces do elemento) é calculada para o caso de análises harmônicas, através das equações (2.83) a (2.85):

$$v_x = \frac{j}{\rho_0 \omega} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.83)$$

$$v_y = \frac{j}{\rho_0 \omega} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.84)$$

$$v_z = \frac{j}{\rho_0 \omega} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.85)$$

O nível de pressão sonora é calculado pela equação (2.86):

$$SPL = 20 \log \left(\frac{p_{rms}}{|p_{ref}|} \right) \quad (2.86)$$

p_{ref} = Pressão de referência, valor usual $20 \cdot 10^{-6}$ Pa;

p_{rms} = Valor quadrático médio ($p_{rms} = p / \sqrt{2}$);

2.6 Coeficiente de Perda de Transmissão

Segundo BARRON (2001), uma das formas de se caracterizar acusticamente essa cavidade e quantificar a perda de energia acústica transferida através de uma barreira, volume ou caminho, é determinar a perda de transmissão TL (*transmission loss*). Conceitualmente a TL é a razão entre a energia acústica que sai do um sistema W_{out} e a que é inserida W_{in} , dada em decibéis (dB) e expressa pela equação (2.87):

$$TL \equiv 10 \log_{10} \left(\frac{W_{in}}{W_{out}} \right) \quad (2.87)$$

Segundo TAO e SEYBERT (2003), a energia transmitida é facilmente obtida através de uma simples medida da pressão sonora na saída e a energia correspondente calcula-se assumindo ondas planas sem reflexão. Entretanto a energia incidente é um pouco mais difícil de ser medida, devido às reflexões que retornam do sistema em avaliação. Esses mesmos autores ainda apresentam uma coletânea de técnicas de determinação da TL , comparando-as com métodos numéricos de simulação como o BEM (*Boundary Element Method*). Nas seções a seguir serão apresentadas as técnicas experimentais para medição da TL .

2.6.1 Método da decomposição:

Neste método, o componente acústico é montado em um sistema onde é excitado por uma extremidade e na outra extremidade é posicionada uma terminação anecóica. Como mostrado na Figura 2.50, para um som unidimensional se propagando ao longo do duto, uma onda estacionária se desenvolve quando encontra uma mudança de impedância na entrada do sistema a ser medido. A pressão sonora pode ser decomposta em espectro incidente S_{AA} e espectro refletido S_{BB} . Este espectro refletido é “eliminado” através da equação (2.89) de forma a se considerar apenas os espectros incidente e transmitido (S_{AA} e S_{CC}). Nesse método a TL será obtida por (NUÑES, DE MARQUI, *et al.*, 2008):

$$TL = 10 \log_{10} \left(\frac{A_{in} S_{AA}}{A_{out} S_{CC}} \right) \quad (2.88)$$

Onde A_{in} e A_{out} são as áreas de entrada e saída do componente acústico. O espectro incidente pode ser calculado por:

$$S_{AA} = \frac{S_{11} + S_{22} - 2 \operatorname{Re}[S_{12}] \cos kx_{12} - 2 \operatorname{Im}[S_{12}] \operatorname{sen} kx_{12}}{4 \operatorname{sen}^2 kx_{12}} \quad (2.89)$$

$$S_{CC} = S_{33} \quad (2.90)$$

Onde S_{ij} é o espectro medido pelo transdutor ij . Se $i \neq j$, calcula-se o espectro cruzado entre os transdutores, k é definida como número de onda ($k = \omega/c = 2\pi/\lambda$) onde ω é a frequência angular, λ é o comprimento de onda e finalmente x_{ij} é a distância entre os microfones i e j .

Na Figura 2.50 vê-se a montagem experimental desse método.

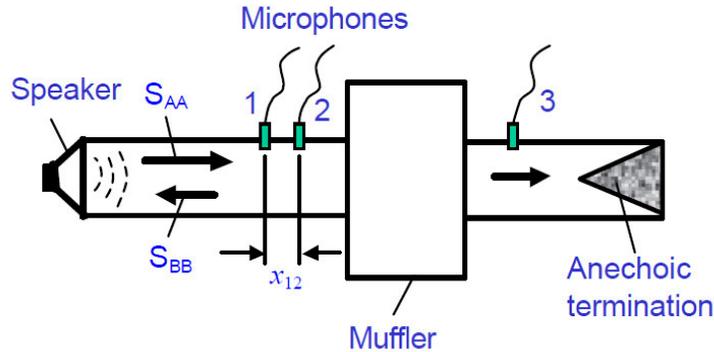


Figura 2.50 - Montagem experimental para o método de decomposição (TAO e SEYBERT, 2003).

Na Figura 2.51 pode ser visto um gráfico comparativo do resultado experimental e da simulação usando BEM (*Boundary Element Method*) (TAO e SEYBERT, 2003). As dimensões do volume analisado indicadas no gráfico estão em polegadas.

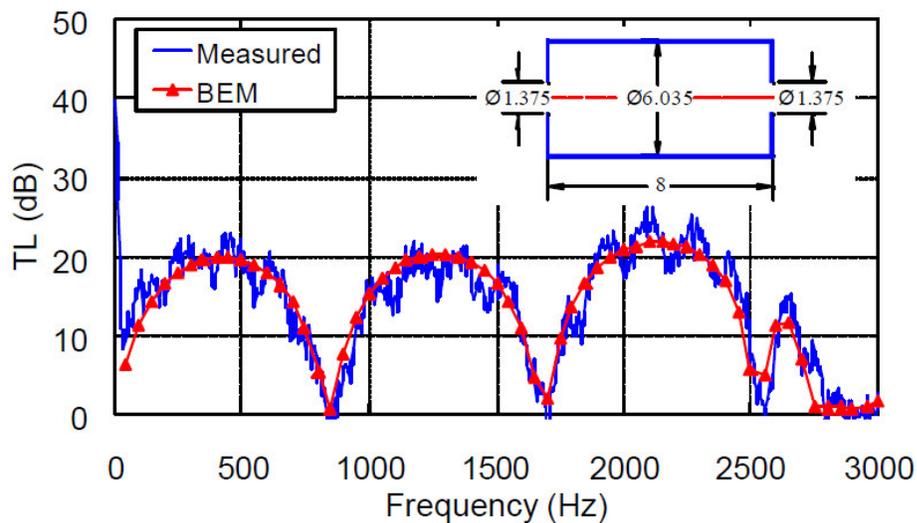


Figura 2.51 - Gráfico comparativo do método de decomposição (TAO e SEYBERT, 2003).

2.6.2 Método das duas fontes:

Esse método é baseado no arranjo de matriz de transferência. De acordo com MUNJAL (1987) um elemento acústico pode ser modelado por quatro pólos e a seguinte matriz de transferência:

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ v_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & C \\ B & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ v_2 \end{bmatrix} \quad (2.91)$$

Onde p_1 e p_2 são as amplitudes de pressão sonora da entrada e saída respectivamente e v_1 e v_2 as velocidades das partículas e os termos A, B, C e D são os quatro polos do sistema. Veja na Figura 2.52:

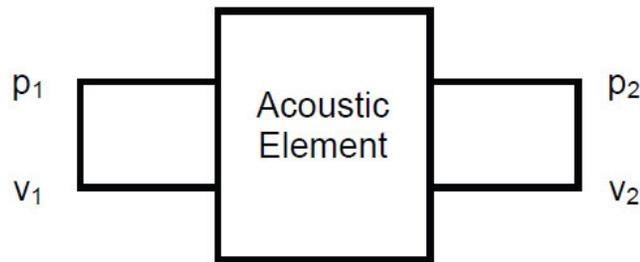


Figura 2.52 - Representação de quatro polos, Munjal (1990).

Neste método a excitação é aplicada alternadamente na entrada e na saída do componente acústico (ver Figura 2.53) e medido o espectro nos transdutores posicionados a montante e à jusante do componente:

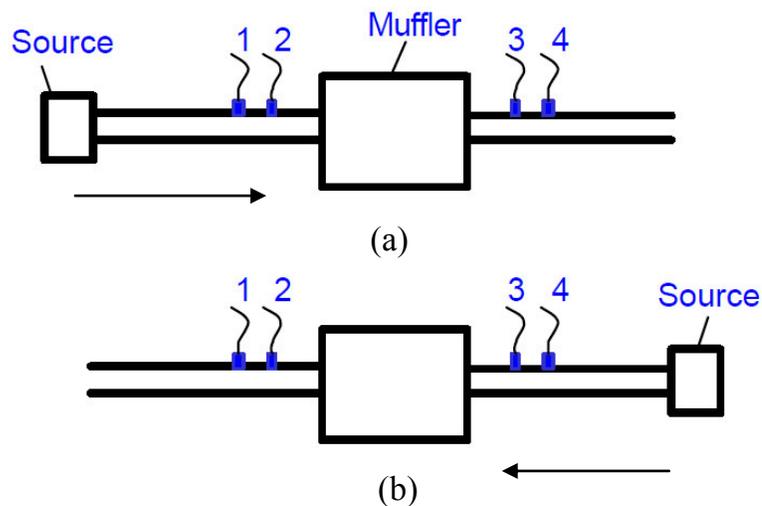


Figura 2.53 - As duas configurações para o método de duas fontes (TAO e SEYBERT, 2003).

Dessa forma a TL pode ser expressa em termos dos parâmetros acima e as respectivas áreas dos tubos usando a equação (2.92):

$$TL = 20 \log_{10} \left\{ \frac{1}{2} \left| A_{23} + \frac{B_{23}}{\rho c} + \rho c C_{23} + D_{23} \right| \right\} + 10 \log_{10} \left(\frac{A_{in}}{A_{ou}} \right) \quad (2.92)$$

Onde:

$$A_{23} = \frac{\Delta_{34}(H_{32a}H_{34b} - H_{32b}H_{34a}) + D_{34}(H_{32b} - H_{32a})}{\Delta_{34}(H_{34b} - H_{34a})} \quad (2.93)$$

$$B_{23} = \frac{B_{34}(H_{32a} - H_{32b})}{\Delta_{34}(H_{34b} - H_{34a})} \quad (2.94)$$

$$C_{23} = \frac{(H_{31a} - A_{12}H_{32a})(\Delta_{34}H_{34b} - D_{34b}) - (H_{31b} - A_{12}H_{32b})(\Delta_{34}H_{32a} - D_{34})}{B_{12}\Delta_{34}(H_{34b} - H_{34a})} \quad (2.95)$$

$$D_{23} = \frac{B_{34}[(H_{31a} - H_{31b}) + A_{12}(H_{32b} - H_{32a})]}{B_{12}\Delta_{34}(H_{34b} - H_{34a})} \quad (2.96)$$

Onde Δ_{12} e Δ_{34} são os determinantes das matrizes dos quadropolos, isto é: $\Delta_{12} = A_{12} D_{12} - B_{12} C_{12}$ e $\Delta_{34} = A_{34} D_{34} - B_{34} C_{34}$. Já H_{ija} H_{ijb} são as funções de transferência para as configurações (a) e (b) respectivamente (Figura 2.53). Estas funções de transferência são dadas pela equação (2.97) e as pressões p_i e p_j são medidas nos transdutores i, j .

$$H_{ij} = \frac{p_j}{p_i} \quad (2.97)$$

A matriz de transferência de quatro polos tem seus elementos dados pelas equações (2.98) e (2.99):

$$\begin{bmatrix} A_{12} & B_{12} \\ C_{12} & D_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kx_{12}) & j \rho \operatorname{sen}(kx_{12}) \\ \frac{j \operatorname{sen}(kx_{12})}{\rho c} & \cos(kx_{12}) \end{bmatrix}, \Delta_{12} = 1 \quad (2.98)$$

$$\begin{bmatrix} A_{34} & B_{34} \\ C_{34} & D_{34} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kx_{34}) & j \rho \operatorname{sen}(kx_{34}) \\ \frac{j \operatorname{sen}(kx_{34})}{\rho c} & \cos(kx_{34}) \end{bmatrix}, \Delta_{34} = 1 \quad (2.99)$$

As figuras Figura 2.54 e Figura 2.55 mostram a comparação para a *TL* usando esse método experimental como indicado por (TAO e SEYBERT, 2003) para dois diferentes tipos de tubulações e suas respectivas simulações em BEM. As dimensões do volume analisado indicadas no gráfico estão em polegadas.

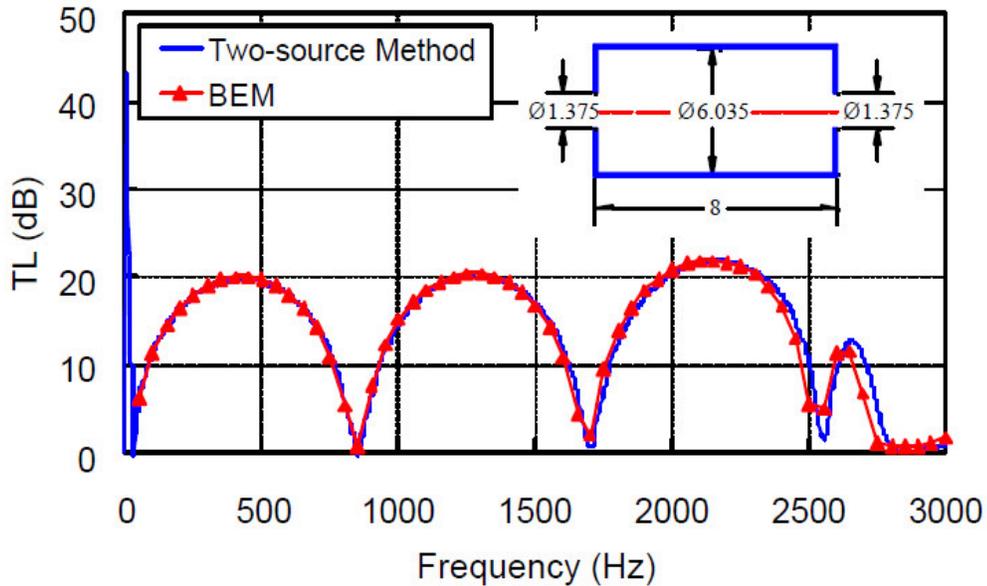


Figura 2.54 – Método das duas fontes vs. BEM (TAO e SEYBERT, 2003).

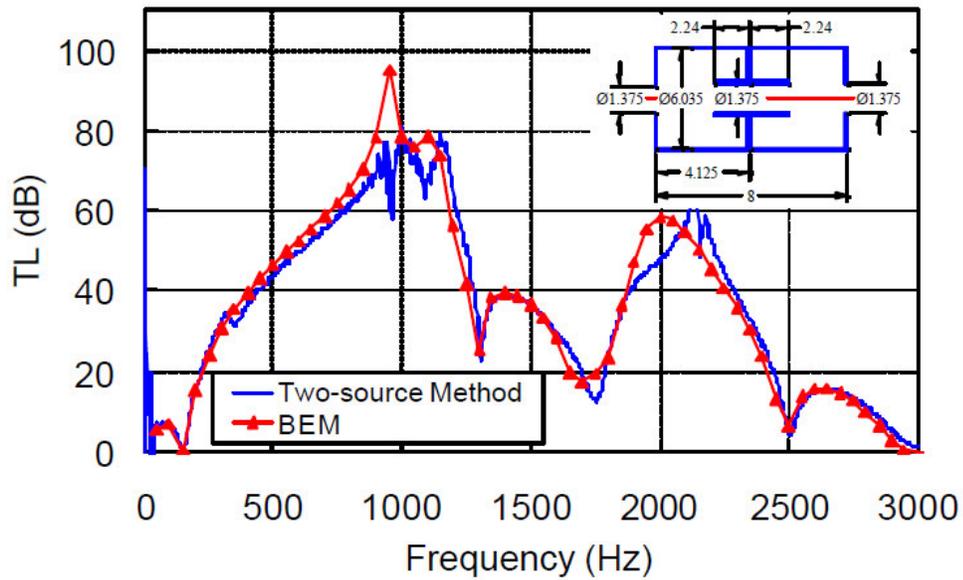


Figura 2.55 - Método das duas fontes vs. BEM (TAO e SEYBERT, 2003).

2.6.3 Método das duas cargas:

Esse método é matematicamente igual ao anterior, mudando-se neste caso a terminação. Duas diferentes terminações (cargas) devem ser inseridas para se fazer as configurações (a) e (b), resultando em diferentes impedâncias. Os dois arranjos devem provocar uma mudança substancial para que o método funcione com eficiência como mostrado na Figura 2.56.

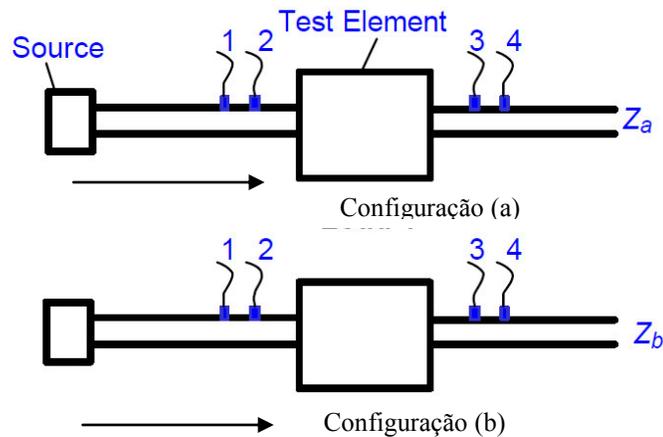


Figura 2.56 - As duas configurações para o método de duas cargas, (TAO e SEYBERT, 2003).

2.6.4 Coeficiente de Transmissão

Outra métrica para caracterização de elementos e sistemas acústicos é o coeficiente de transmissão (at) ou *acoustic transmission*. Analogamente à perda de transmissão, este é definido pela razão entre o nível de energia que entra no sistema em relação ao que sai (vide equação (2.100) (BARRON, 2001)):

$$at \equiv \frac{W_{out}}{W_{in}} = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{\left(\frac{P_{out}^2}{Z_{out}} \right)}{\left(\frac{P_{in}^2}{Z_{in}} \right)} \quad (2.100)$$

Onde:

W_{out} = Energia acústica na saída;

W_{in} = Energia acústica na entrada;

I_{out} = Intensidade acústica na saída;

I_{in} = Intensidade acústica na entrada;

p_{out} = Pressão acústica na saída;

p_{in} = Pressão acústica na entrada;

Z_{out} = Impedância da saída;

Z_{in} = Impedância da entrada;

A perda de transmissão (TL) se relaciona com o coeficiente de transmissão acústico (at) através da equação (2.101).

$$TL \equiv 10 \text{Log}_{10} \left(\frac{1}{at} \right) \quad (2.101)$$

Os componentes acústicos neste trabalho serão analisados através da medição do (at) pois, ao contrários dos trabalhos típicos de acústica onde o interesse é suprimir a resposta acústica do componente (medindo-se a TL), é desejável maximizar a resposta à pulsação que ocorre no coletor de admissão dos MCIs.

2.6.5 Análises Acústicas Numéricas

LOFRANO *et. al.* (2005) apresentaram um estudo correlacionando os métodos de decomposição e o de duas cargas para validar e ajustar um modelo de FEM (*Finite Element Method*) usando elementos concentrados de acústica, com o propósito de melhora da resposta acústica. O estudo contemplou elementos de teste simples como pode ser visto na Figura 2.57:

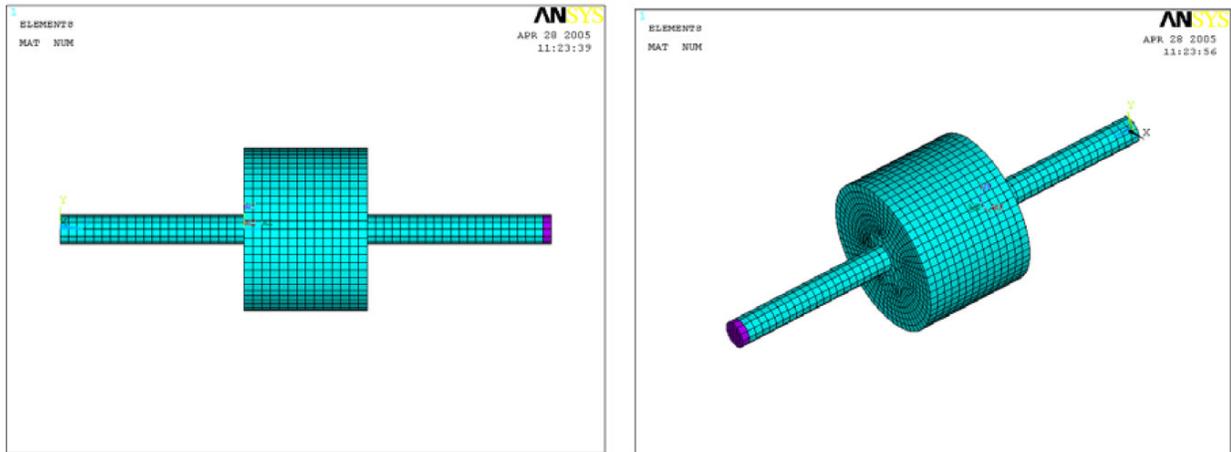


Figura 2.57 - Elemento de teste para validação do modelo, Lofrano (2005).

Na Figura 2.58 pode se ver uma comparação da TL determinada experimentalmente e numericamente, usando o método de duas cargas, para o componente acústico visto na Figura 2.57.

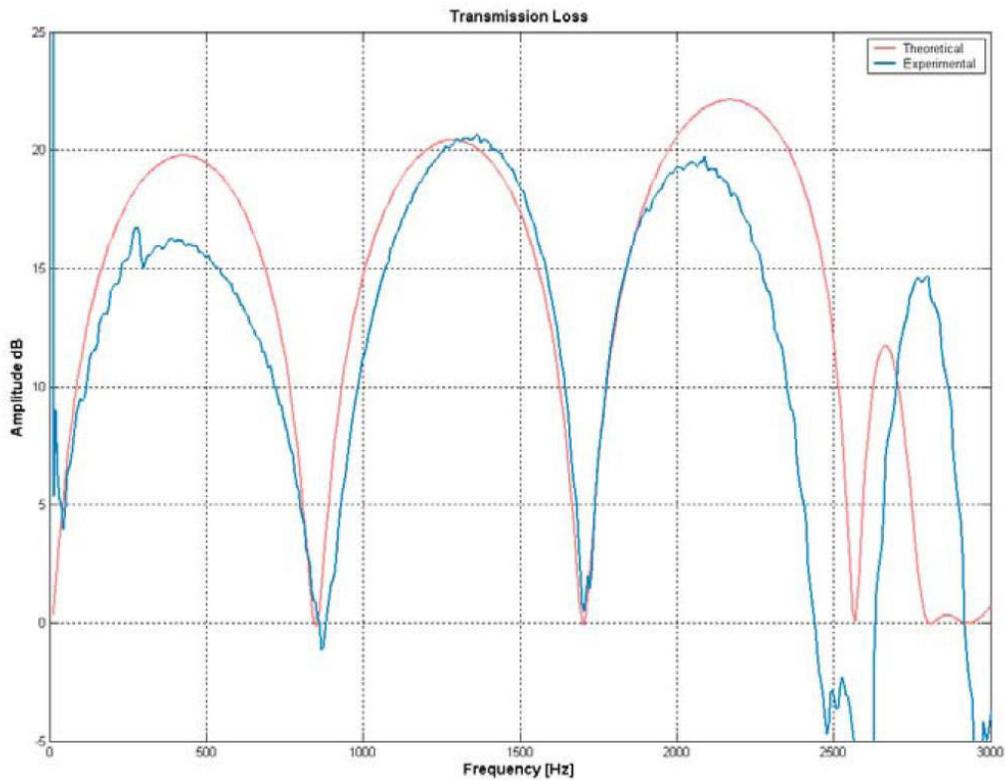


Figura 2.58 - Comparação entre experimental e modelo em FEM, Lofrano (2005).

NUÑES *et. al.* (2008) usaram os métodos de decomposição e o de duas cargas para determinar a (TL) de um coletor de admissão de compressores herméticos de refrigeração. Esse coletor de admissão que funciona como atenuador, possuía geometria complexa e composta por ressonadores, cavidades e tubos irregulares, Figura 2.59. A determinação experimental teve a intenção de validar um modelo numérico para o coletor de admissão, de forma a servir de base para otimização da supressão do ruído.

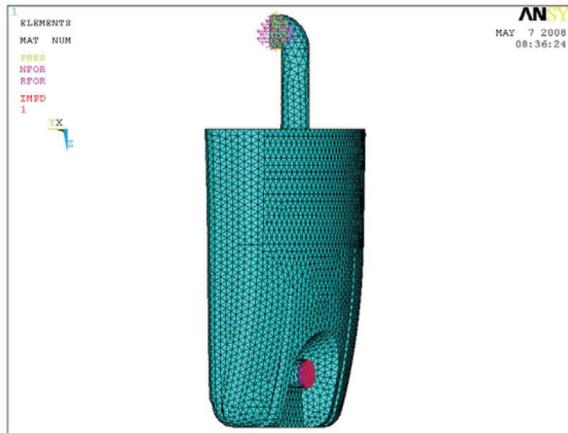


Figura 2.59 - Caverna do coletor de admissão modelado, (NUÑES, DE MARQUI, *et al.*, 2008).

É possível ver na Figura 2.60 os resultados comparativos da determinação experimental, para os métodos de duas cargas, de decomposição e de Crocker.

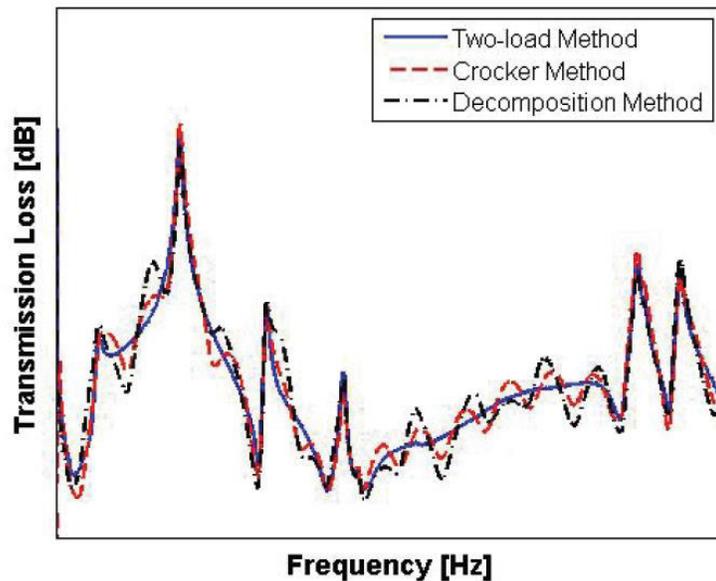


Figura 2.60 - Comparação entre métodos experimentais, (NUÑES, DE MARQUI, *et al.*, 2008).

E por fim pode-se ver na Figura 2.61 o resultado do modelo numérico ajustado, comparado à determinação experimental, para o método de duas cargas, que foi o que mostrou maior estabilidade, repetibilidade e menor relação sinal-ruído para aquele caso.

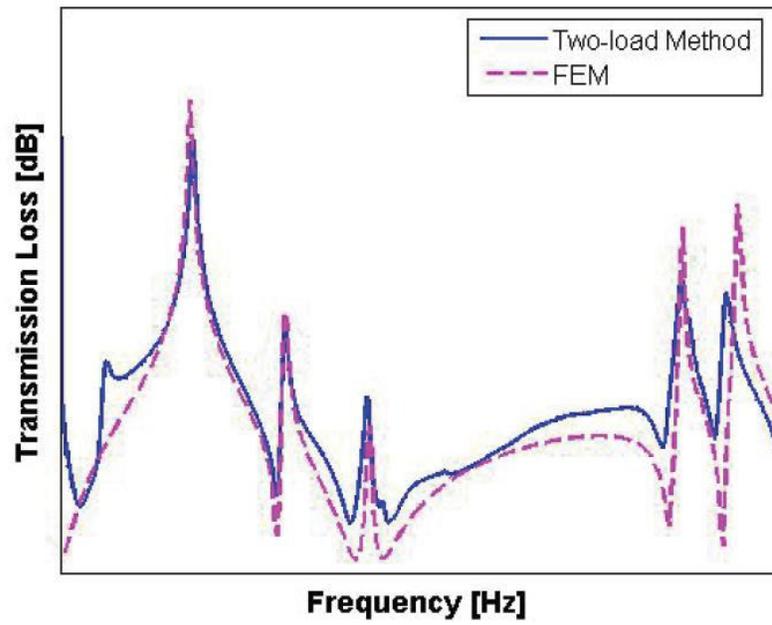


Figura 2.61 - Comparação entre experimental e numérico, (NUÑES, DE MARQUI, *et al.*, 2008).

3 Método

3.1 Análise Modal via Elementos Finitos

Matematicamente uma análise modal consiste em extrair os autovalores da equação (2.79) que indicam as frequências dos modos acústicos da geometria. A seguir, utilizando-se os autovalores se calculam os autovetores da equação, estes que representam os formatos dos modos calculados. A cavidade interna de um coletor de admissão foi modelada em um programa de CAD e a seguir discretizada com o elemento acústico FLUID220 e FLUID221 pelo aplicativo comercial ANSYS Workbench 14.5.

Análises modais via elementos finitos foram utilizadas para determinar as frequências naturais acústicas e as formas modais das geometrias. Estas duas características podem ser utilizadas para prever o comportamento acústico das geometrias.

3.1.1 Geometrias com Solução Analítica Conhecida

Tubos

Tubos de 1 m de comprimento e diâmetro 25 mm foram simulados para se comparar as frequências naturais resultantes da análise modal com os valores previstos pelas equações listadas na Tabela 2.1 (seção 2.1.4). Para os cálculos analíticos a velocidade do som no meio foi considerada como $c=343,20$ m/s (valor considerado em todos os cálculos neste trabalho). Os valores calculados com estas equações para o tubo descrito são:

Tabela 3.1 – Frequências naturais calculadas analiticamente [Hz].

	Modo 1	Modo 2	Modo 3
Tubo com extremidades fechadas	171,6	343,2	514,8
Tubo com uma extremidade aberta	85,8	257,4	429,0
Tubo com extremidades abertas	171,6	343,2	514,8

Volume de Referência

Para calibração e validação do método numérico de cálculo do (*at*), proposto neste trabalho, um volume de referência consistindo de um cilindro com duas aberturas nas extremidades foi dimensionado. Para o cálculo analítico do coeficiente de transmissão (seção 3.2.1), a frequência natural f_0 do volume foi calculada pela equação (3.1), segundo a metodologia proposta por BARRON (2001). Esta equação calcula a frequência natural com o tubo aberto em uma extremidade (ver Tabela 2.1).

$$f_0 = \frac{c}{4L} \quad (3.1)$$

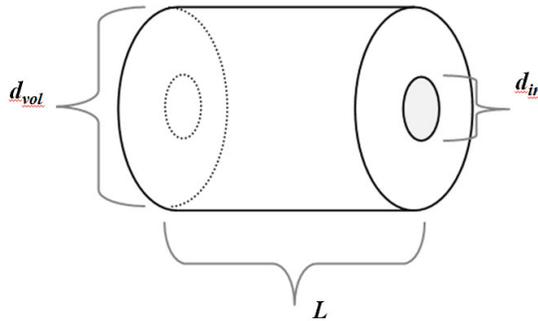


Figura 3.1 – Volume cilíndrico para validação do cálculo numérico.

As dimensões consideradas dessa geometria foram: $d_{in} = 35,3$ mm, $d_{vol} = 151,0$ mm e $L = 203,2$ mm. Para estes valores, a frequência natural do volume é $f_0 = 418,7$ Hz (considerando-se $c = 343,2$ m/s).

Ressonador de Helmholtz

Um ressonador de Helmholtz elementar de seção circular também foi simulado para se validar as análises modais e harmônicas. As dimensões características do mesmo estão listadas na Tabela 3.2:

Tabela 3.2 - Dados do ressonador.

Volume	$9,42 \times 10^{-4} \text{ m}^3$
Área do bocal	$3,14 \times 10^{-4} \text{ m}^2$
Comprimento do bocal	0,10 m
Diâmetro câmara	0,10 m
Altura câmara	0,12 m

A frequência natural deste ressonador calculada pela equação (2.2), $f_0 = 93,4$ Hz. A frequência natural calculada pela equação (2.5) também resultou em $f_0 = 93,4$ Hz. Quando se emprega a equação (2.2) sem aplicação do fator de correção de efeito de ponta, $f_0 = 99,1$ Hz.

3.1.2 Determinação do tamanho de elemento

Para o tipo de análise que está sendo efetuada, LOFRANO *et. al.* (2005) recomendam que o tamanho máximo do elemento seja 20% do comprimento de onda. Isto é necessário para discretizar o comprimento de onda por ao menos cinco elementos.

Para determinar o tamanho máximo do elemento deve-se estimar a frequência máxima da análise e utilizar a equação (3.2) para determinar o comprimento de onda.

$$\lambda = \frac{c}{f_{\max}} \quad (3.2)$$

λ = Comprimento de onda;

f_{\max} = Frequência máxima estimada;

3.1.3 Coletores de Admissão

Quatro geometrias de coletores de admissão diferentes denominados de A à D foram analisados. Os coletores “A” e “B” são modelos diferentes para motores 4 cilindros. O modelo “C” é de um motor três cilindros com ressonador de Helmholtz ligado ao *plenum*. O modelo “D” é para quatro cilindros e também possui ressonador de Helmholtz. Para se avaliar o efeito do ressonador, foram criados modelos onde este foi retirado via CAD das geometrias “C” e “D”, e também analisados (Figura 3.2). Adicionalmente, os ressonadores foram analisados isoladamente.

As análises modais foram executadas com dois tipos de condição de contorno: uma considera o coletor como um volume completamente fechado. A outra análise é feita considerando o conduto de entrada (secundário) e um conduto primário abertos. Ambas as condições ocorrem consecutivamente durante um ciclo de 720° do virabrequim, isto é, o sistema continua ressonando mesmo com a válvula fechada. Para

impor a condição “aberta” uma pressão de 0 Pa é definida nas fronteiras citadas (ver Figura 3.3). As paredes do coletor são consideradas como fronteiras rígidas, com zero grau de liberdade e de forma que todas as ondas incidentes são refletidas plenamente. As constantes utilizadas na análise estão na Tabela 3.3.

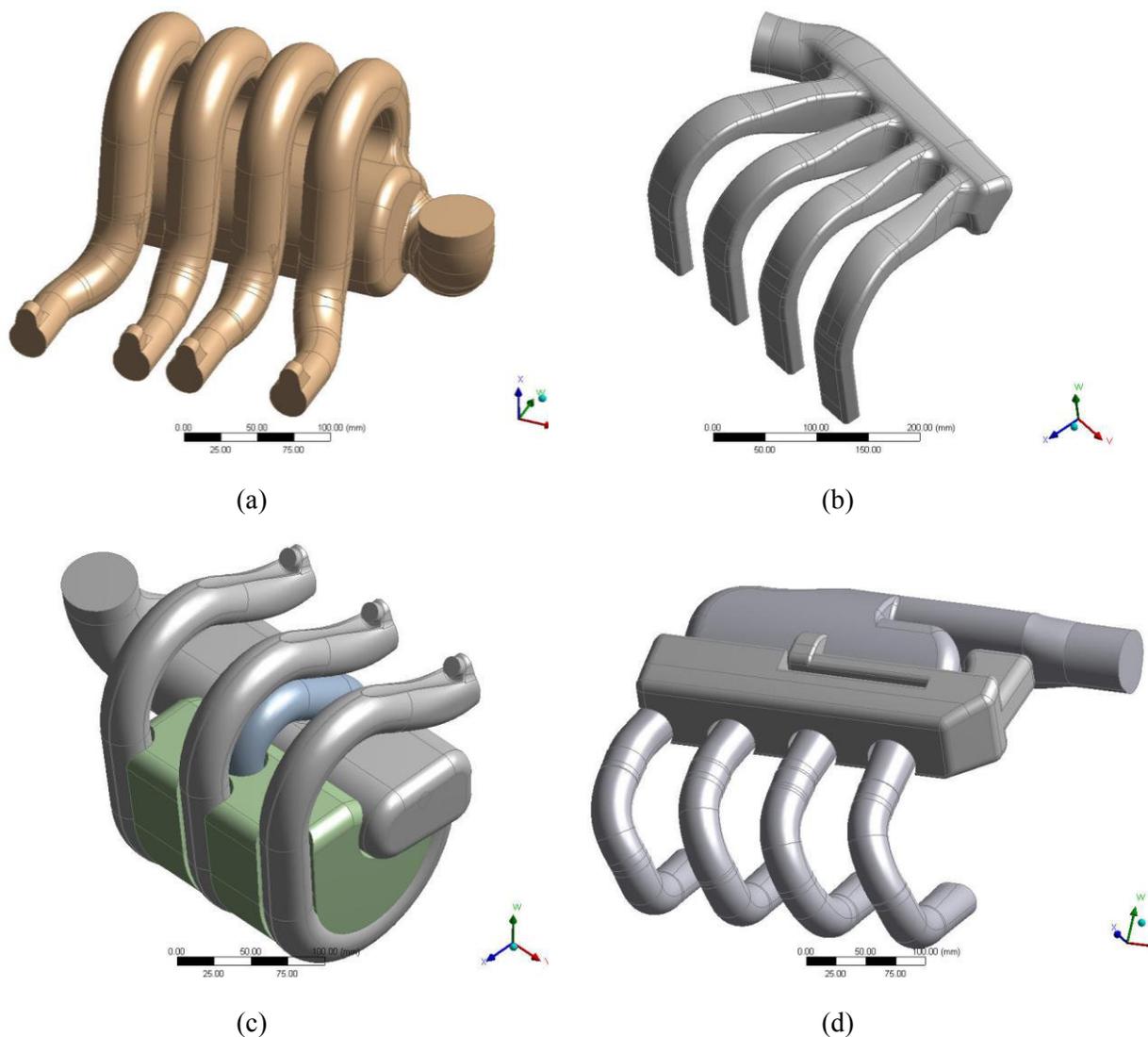


Figura 3.2 – Volumes dos coletores “A” (a), “B” (b), “C” (c) e “D” (d).

Tabela 3.3 – Constantes utilizadas na análise.

Densidade	1,20	kg/m ³
Velocidade do Som	343,20	m/s
Pressão de Referência	2,00x10 ⁻⁵	Pa
Pressão Estática de Referência	101,32x10 ³	Pa

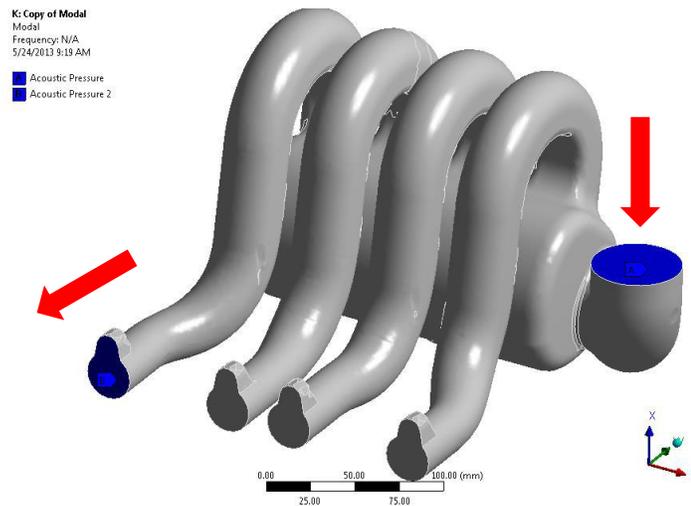


Figura 3.3 – Condições de Contorno da análise modal, mostrando as fronteiras consideradas “abertas”.

As seguintes considerações foram empregadas: a velocidade do som $c = 343,2$ m/s e a frequência de interesse será limitada a 1000 Hz (devido à aplicação em MCI), o comprimento de onda mínimo calculado pela equação (3.2) é de 0,343 m. O tamanho máximo do elemento deveria ser 68 mm. Porém, este tamanho é muito grande levando em consideração os detalhes do coletor que se deseja discretizar. Devido a isso, os elementos utilizados possuem um tamanho médio de 4 mm. A malha resultante (coletor “A” como exemplo) pode ser vista na Figura 3.4.

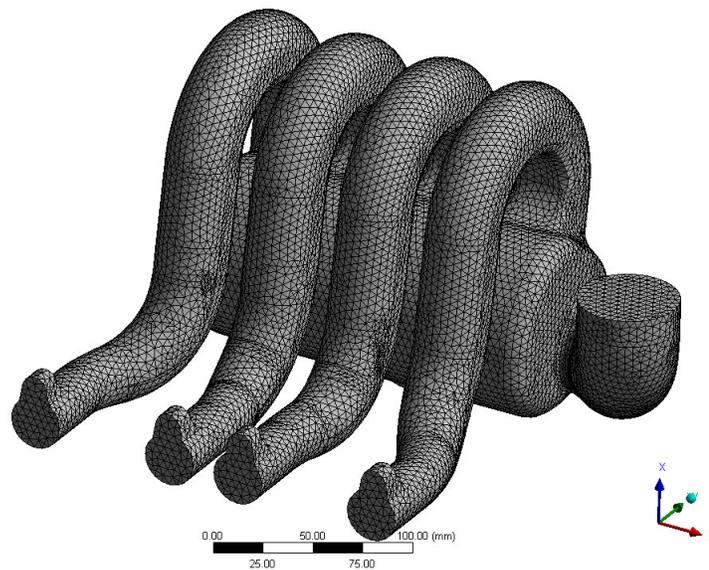


Figura 3.4– Coletor de admissão “A” discretizado com malha tetraédrica.

3.2 Análise Harmônica via Elementos Finitos

A análise numérica do tipo harmônica foi empregada para calcular o coeficiente de transmissão acústica (at). Numa análise harmônica a equação não homogênea (2.79) é resolvida para uma excitação senoidal. Esta excitação pode ser pressão, deslocamento, velocidade, etc.

O método de cálculo para se chegar ao coeficiente (at) foi o da “decomposição” que foi descrito na seção 2.6.1. Com este método chega-se à curva da perda de transmissão acústica (TL). Utilizando-se a equação (2.100) chega-se à curva da transmissão acústica.

3.2.1 Volume de Referência

Para calibração e validação do cálculo numérico, um volume de referência consistindo de um cilindro com duas aberturas nas extremidades foi dimensionado (Figura 3.1). Este volume possui fórmulas analíticas para a frequência natural e para o coeficiente de transmissão acústica (at).

De forma a poder comparar o cálculo com medições experimentais previamente executadas (CAVAGLIEIR, MOURA e DOS SANTOS, 2013b), as dimensões consideradas dessa geometria foram:

$d_{in} = 35.3$ mm, $d_{vol} = 151.0$ mm e $L = 203.2$ mm. Para estes valores, a frequência natural do volume é $f_0 = 418,7$ Hz (considerando-se $c = 343,2$ m/s). Conforme (BARRON, 2001) é possível calcular a perda de transmissão (TL) através da equação (3.3):

$$TL = 10 \log_{10} \left\{ \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot f}{2 \cdot f_0} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{A_{vol}}{A_{in}} + \frac{A_{in}}{A_{vol}} \right)^2 \cdot \text{sen}^2 \left(\frac{\pi \cdot f}{2 \cdot f_0} \right) \right\} \quad (3.3)$$

Onde f é a frequência de excitação e f_n a frequência calculada na seção 3.1.1. A área de secção dos dutos de entrada é A_{in} ; e a área de secção do volume é dada por A_{out} . Através do emprego simultaneamente das equações (2.101) e (3.3) é possível extrair o coeficiente de transmissão acústica do volume de forma analítica teórica. Este dado será utilizado para comparação com os resultados numéricos.

3.2.2 Coletores de Admissão

Este trabalho tem, dentre seus objetivos, a aplicação da metodologia de medição de TL similarmente à dissertação de mestrado de Marcelo Cavaglieri (Análise Experimental do Fenômeno de Onda em Coletores de Admissão para Motores de Combustão Interna, em preparação) em coletores de admissão de MCIs empregando o método dos elementos finitos. De forma a se replicar o aparato experimental (Figura 3.5) utilizado para se determinar o coeficiente de transmissão acústica, extensões de 90 mm foram modeladas adjacentes à entrada e saída do coletor de admissão (Figura 3.6). Dois pontos de medição de pressão foram criados a uma distância de 45 mm das fronteiras do coletor de admissão como ilustrado na Figura 3.7. As especificações técnicas do alto-falante, microfone e amplificador utilizados estão nos Anexos A, B e C, respectivamente.

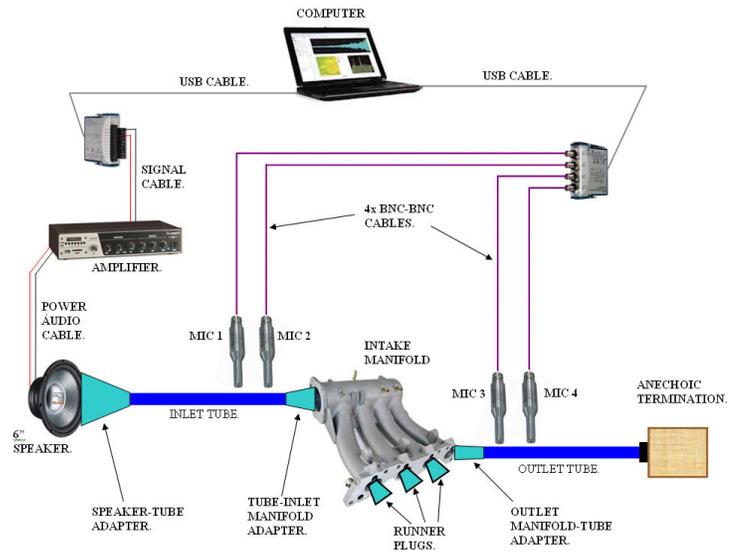


Figura 3.5 – Diagrama esquemático do aparato experimental para medição da TL (CAVAGLIERI, MOURA e DOS SANTOS, 2013a).

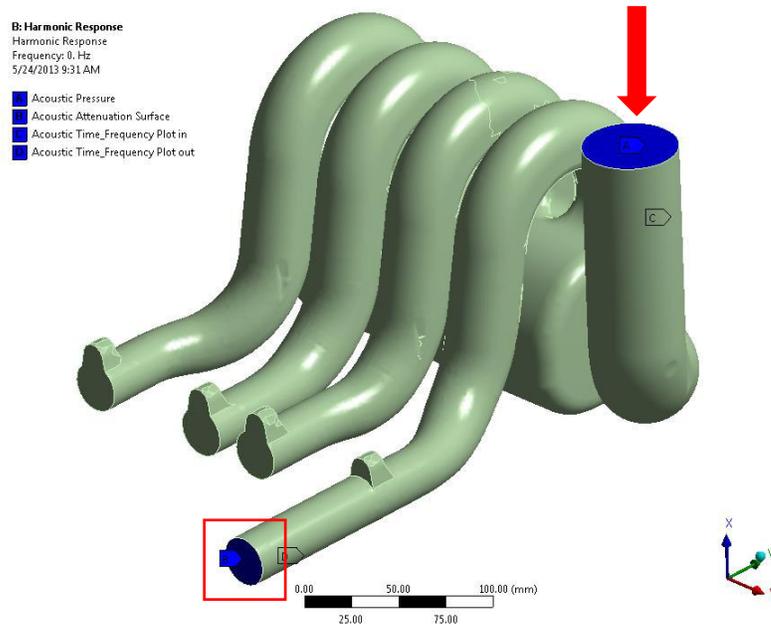


Figura 3.6 – Condições de contorno: Excitação (seta) e terminação anecóica (quadrado). A extensão dos condutos pode ser vista também.

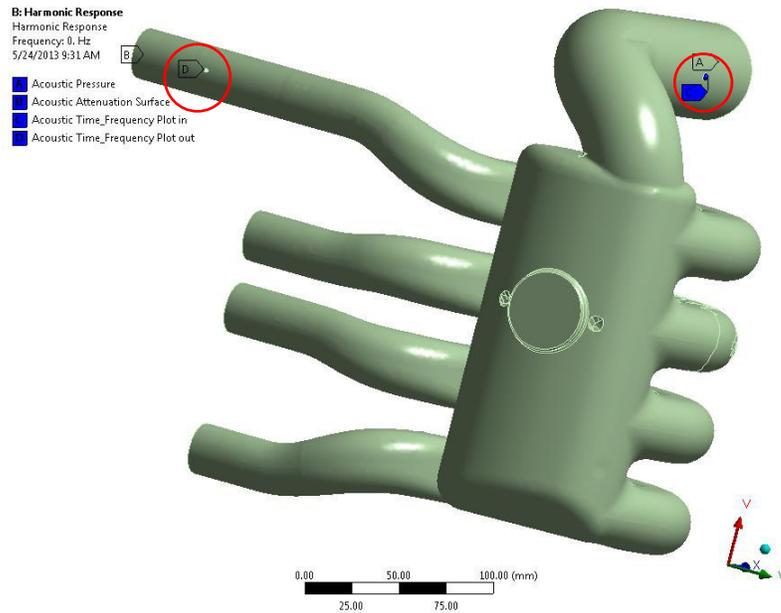


Figura 3.7 – Pontos de medição da pressão para o cálculo do coeficiente de transmissão.

A excitação é alimentada na entrada (bocal do corpo de borboleta) do coletor e a resposta no ponto à jusante de um dos condutos de saída do componente. Os valores de pressão resultados do cálculo e medidos nos pontos são extraídos em notação complexa, representando a amplitude e fase da pressão.

Após o ponto de medição da pressão de saída foi modelada uma terminação anecóica ($absorption=1$). A malha foi gerada empregando os mesmos parâmetros utilizados na análise modal (ver seção 3.1.3)

4 Resultados

4.1 Análise Harmônica (Transmissão Acústica)

Nesta seção serão apresentados os resultados das análises harmônicas via elementos finitos. Como explicado na seção 3.2, este tipo de análise foi empregado para replicar a metodologia experimental de medição do coeficiente de transmissão acústica (at), similarmente à técnica empregada na dissertação de mestrado de Marcelo Cavaglieri (Análise Experimental do Fenômeno de Onda em Coletores de Admissão para Motores de Combustão Interna, dissertação em preparação) para coletores de admissão.

4.1.1 Volume de Referência

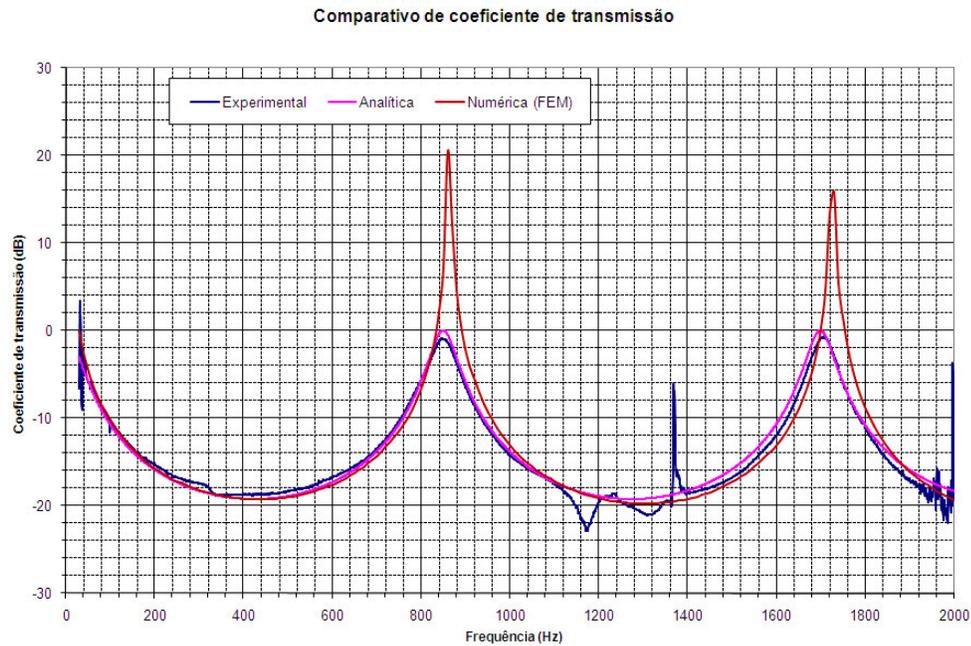


Figura 4.1 – Coeficiente de transmissão (at) calculada analiticamente, via FEM e experimentalmente.

O volume de referência apresentado na seção 3.2.1 foi calculado utilizando a metodologia para a validação da simulação para medição do (*at*). O trabalho (CAVAGLIEIR, MOURA e DOS SANTOS, 2013b) detalha a construção da bancada e sua calibração e as medições que geraram os resultados.

Na Figura 4.1 está ilustrado o resultado do (*at*) do volume calculado via FEM e analiticamente e comparado com medição experimental. Observa-se que há uma boa correlação em termos das frequências onde ocorrem os picos de ganho. Há um ligeiro deslocamento das frequências, mas bem pouco perceptível até 1000 Hz (bem acima da frequência de interesse). Há uma diferença de níveis de pico entre os valores de experimentais e analíticos e o calculado numericamente. Esta diferença de nível ocorre devido à análise harmônica ter sido configurada com coeficiente de atrito igual a zero, podendo resultar em amplitudes muito altas (o *solver* do Ansys emite um aviso desta condição). Acredita-se que a diferença exibida seja aceitável para o tipo de comportamento que se pretende avaliar. Isso se justifica pois o interesse é em determinar a frequência onde os picos de ganho de (*at*) ocorrerão. A calibração da bancada experimental foi abordada no trabalho (CAVAGLIEIR, MOURA e DOS SANTOS, 2013b).

4.1.2 Ressonador de Helmholtz

Um ressonador de Helmholtz foi analisado utilizando a metodologia para validar a simulação da medição do (*at*). Os detalhes da geometria estão na seção 3.1.1. Na Figura 4.2 está ilustrado o resultado do (*at*) do volume calculado via FEM e analiticamente. Assim como descrito na literatura, o comportamento das curvas mostra que o ressonador comporta-se suprimindo as oscilações de pressão ao redor de sua frequência de ressonância. Observa-se que há certa diferença de correlação em termos de níveis de transmissão assim como da incisividade do corte (fator de qualidade) bastante abrupto na curva analítica. É perceptível certa diferença de níveis nos vales entre os valores de referência (medidos e analíticos) assim como o ganho da curva analítica ser maior. Esta diferença de ganho deve-se à discretização utilizada para o cálculo dos pontos (1 Hz para a curva analítica e 10 Hz para a simulação). Acredita-se que essas diferenças sejam aceitáveis para o tipo de comportamento que se pretende avaliar. Isso se justifica pois o interesse é em determinar a frequência onde os pico de ganho de (*at*) ocorrerão.

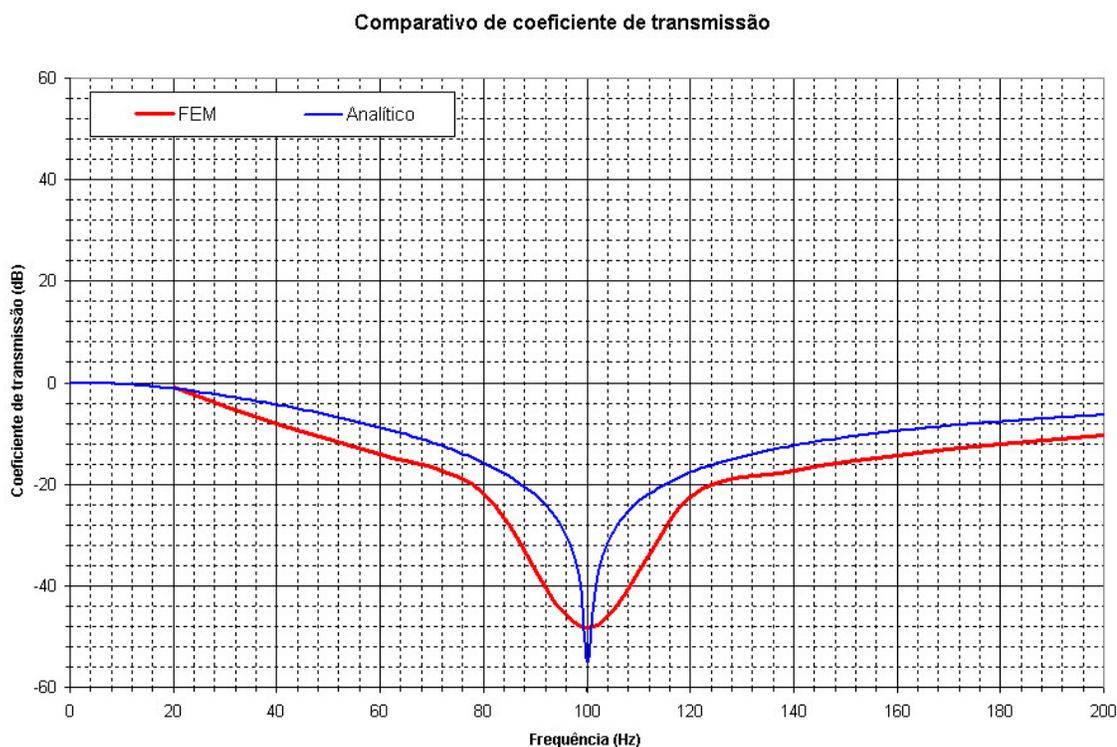


Figura 4.2 – Coeficiente de transmissão (at) calculada analiticamente e numericamente.

4.1.3 Coletores de Admissão

Nesta seção são apresentados os resultados do cálculo do coeficiente de transmissão acústica (at) para os coletores de admissão.

Segundo verificado por (ENGELMAN, 1953) o sistema de admissão deve ser sintonizado em duas vezes a frequência da velocidade rotacional do motor, isto é, 100 Hz sintoniza com 3000 rpm ($f_p = 2N/60$).

Portanto, os gráficos não foram analisados detalhadamente após 200 Hz, pois estes coletores de admissão são empregados em motores 4 tempos típicos de carros de passeio, nos quais 6000 rpm é o limite de velocidade rotacional típico. Assim, neste caso específico a resposta em frequência (picos e vales) de mais alta ordem não afeta significativamente a eficiência volumétrica. Naturalmente isto não é verdade para coletores de admissão de motores de alta velocidade rotacional, por exemplo, motores de competição (motores de F1 chegaram a possuir limite de velocidade rotacional de mais de 20.000 rpm) ou mesmo de motocicletas (é normal possuírem limite de rotacional que ultrapassa 10.000 rpm).

Coletor de Admissão A – 4 Cilindros

O resultado do cálculo do coeficiente de transmissão acústica pelo método indicado na seção 3.2 está indicado no gráfico da Figura 4.3 para os quatro condutos. O conduto indicado como “Cond. 1” é o mais próximo ao corpo de borboleta (Figura 3.2a).

Pode-se notar que o comportamento acústico geral dos condutos começa com um ligeiro ganho até cerca de 30 Hz. Entre esta frequência e cerca de 290 Hz o coletor atua para suprimir as oscilações de pressão. A curva exibe um vale a 260 Hz e o primeiro pico de ganho positivo a apenas 310 Hz. Nota-se que o Conduto 1 exibe um deslocamento em relação aos demais condutos, resultando em um vale em 230 Hz. Este deslocamento é causado provavelmente pela proximidade do 1º conduto com o duto de entrada do coletor, resultando em uma impedância diferente da que os outros condutos são sujeitos. Isto evidencia como os efeitos de tridimensionalidade da geometria afetam a resposta em frequência do coletor. Na Figura 4.4 essa mesma curva é apresentada com escala limitada em 200 Hz. Esta é a frequência que equivale à velocidade rotacional limite do motor de 6000 rpm.

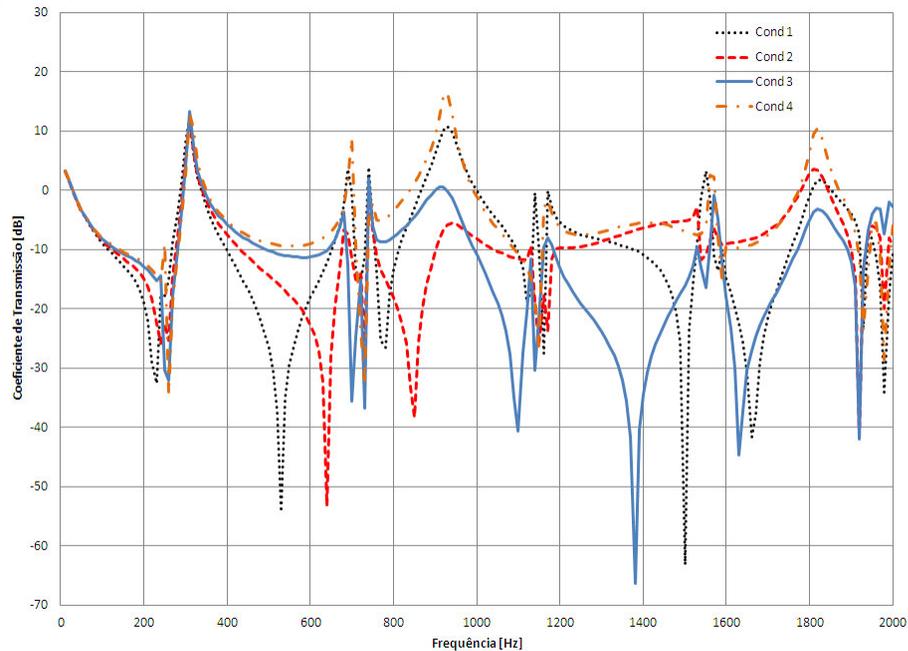


Figura 4.3 – Coeficiente de transmissão (at) do coletor A.

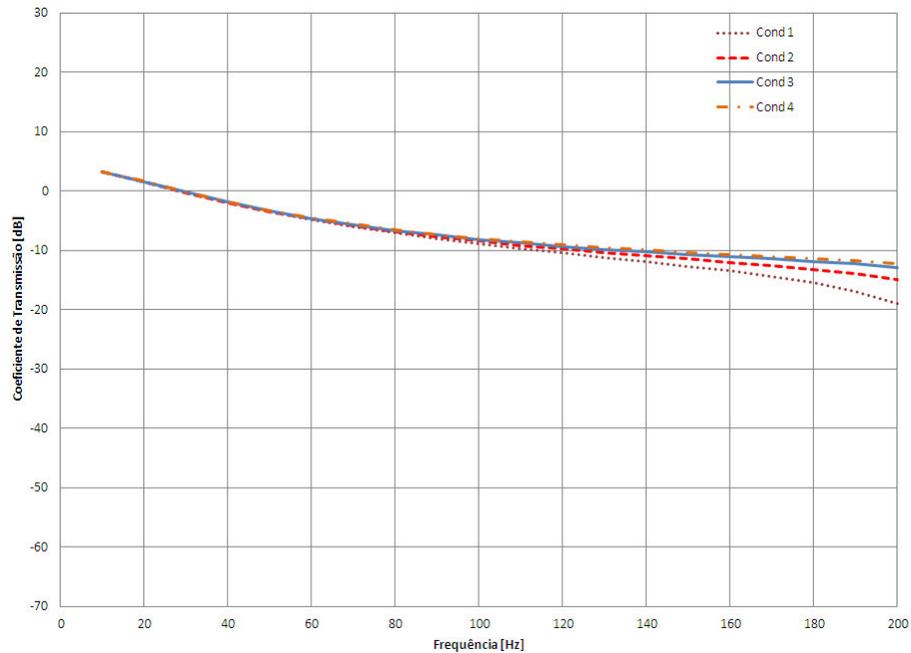


Figura 4.4 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor A limitado a 200 Hz.

Coletor de Admissão B – 4 Cilindros

O resultado do cálculo do coeficiente de transmissão acústica pelo método indicado na seção 3.2 está indicado no gráfico da Figura 4.5 para os quatro condutos. O conduto indicado como “Cond. 1” é o mais próximo ao corpo de borboleta (Figura 3.2b).

Pode-se notar que o comportamento acústico geral dos condutos começa com um ligeiro ganho até cerca de 40 Hz. Entre esta frequência e cerca de 270 Hz o coletor atua para suprimir as oscilações de pressão. É evidente na curva que os condutos individuais se comportam de maneira bastante diferente entre si. O conduto 1 apresenta o primeiro vale em 210 Hz, o conduto 2 em 240 Hz e o terceiro e o quarto em 300 Hz. Este deslocamento é causado provavelmente pela proximidade do 1º conduto com o duto de entrada do coletor, resultando em uma impedância diferente da que os outros condutos são sujeitos. Além disso, há pouca diferença entre o diâmetro dos condutos na junção em relação ao diâmetro do pleno, reduzindo a impedância percebida pelo sistema. Isto evidencia como os efeitos de tridimensionalidade da geometria afetam a resposta em frequência do coletor.

O primeiro pico de ganho ocorre em 270 Hz (condutos 1 e 4), além da frequência que equivale à velocidade rotacional limite do motor de 6000 rpm (200 Hz).

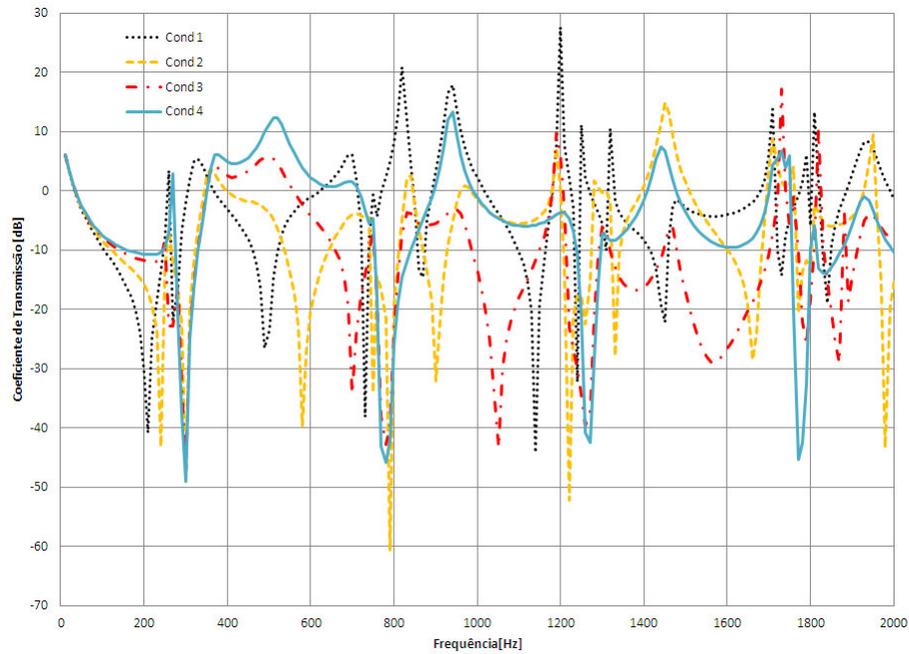


Figura 4.5 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor B.

Na Figura 4.6 a curva é apresentada com escala limitada em 200 Hz. Nesta curva vê-se mais claramente que o primeiro conduto apresenta supressão das oscilações de pressão mais acentuada que os outros condutos.

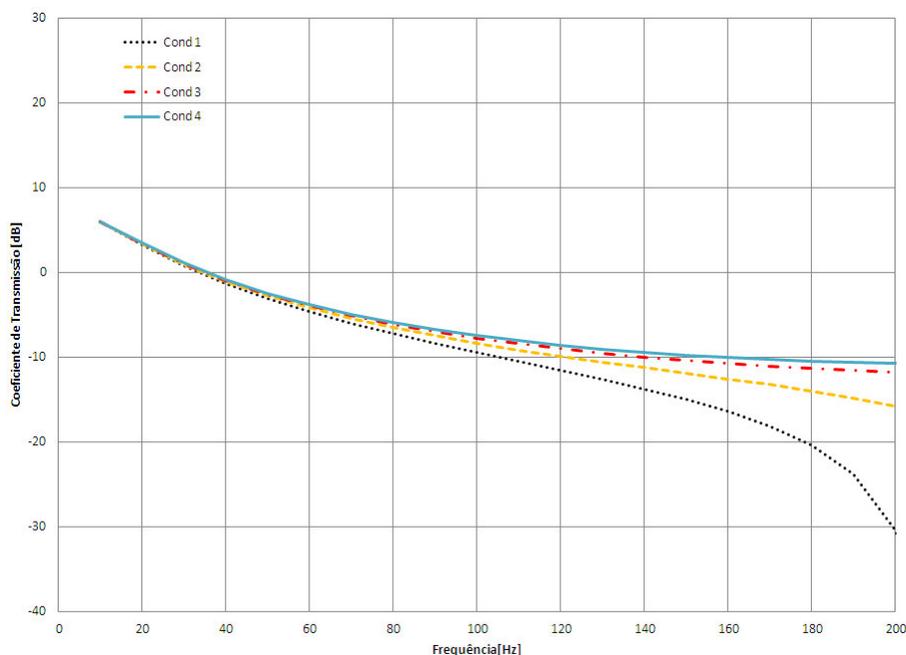


Figura 4.6 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor B limitado a 200 Hz.

Coletor de Admissão C – 3 Cilindros com Ressonador

A Figura 4.7 mostra o cálculo do (at) para os três condutos do coletor de admissão “C”. O conduto indicado como “Cond. 1” é o mais distante do corpo de borboleta (Figura 3.2c).

Pode-se notar que o comportamento acústico geral dos condutos começa com um ligeiro ganho até cerca de 20 Hz. Entre esta frequência e cerca de 100 Hz, o coletor atua para suprimir as oscilações de pressão. Nestes 100 Hz, ocorre o primeiro pico de pressão, precedido por um vale em 80 Hz. Este pico de pressão ocorre devido à presença do ressonador de Helmholtz. Após 100 Hz a curva descende exibindo um vale a 170 Hz para, ascendendo novamente, exibir outro pico a 200 Hz. Esta frequência equivale a 6000 rpm, que é máxima velocidade rotacional do motor. Vê-se que o Conduto 3 exibe vales menores em relação aos demais condutos. Este deslocamento é causado provavelmente pela proximidade do 3º conduto com o duto de entrada do coletor, resultando em uma impedância diferente da que os outros condutos são sujeitos. Isto evidencia como os efeitos de tridimensionalidade da geometria afetam a resposta em frequência do coletor.

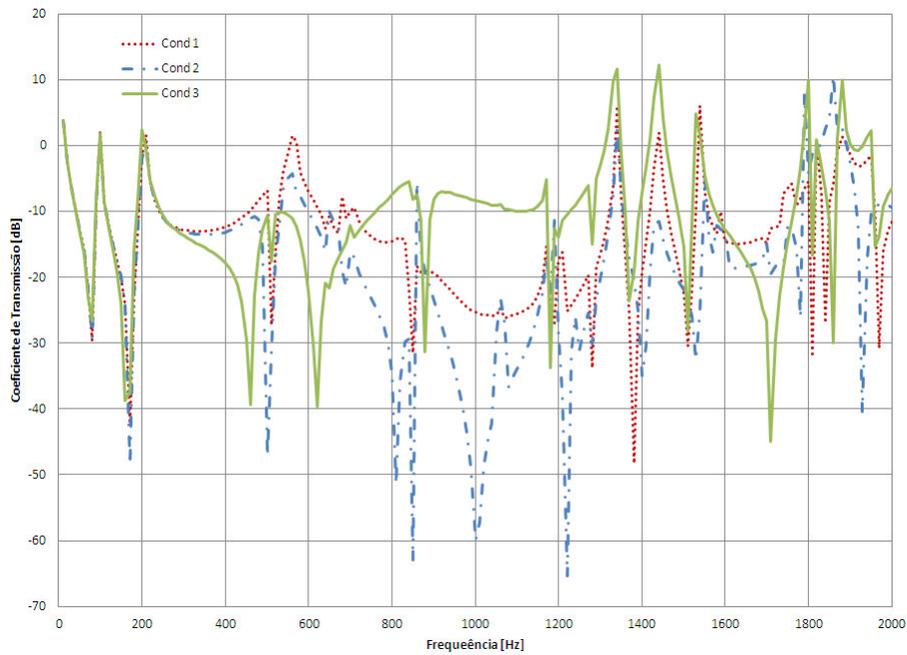


Figura 4.7 - Coeficiente de transmissão (at) para os três condutos do coletor C.

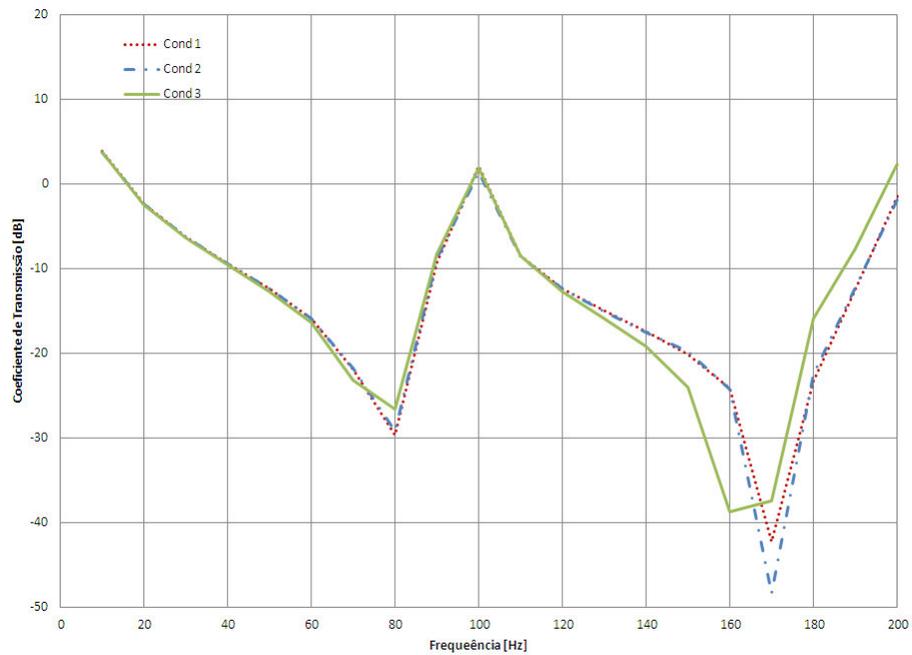


Figura 4.8 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor C limitado a 200 Hz.

Na Figura 4.8 nessa mesma curva é apresentada com escala limitada em 200 Hz. Esta faixa de frequência representa a faixa típica de velocidade rotacional do motor.

Coletor de Admissão C – 3 Cilindros sem Ressonador

A Figura 4.9 mostra o cálculo do (at) para os três condutos do coletor de admissão “C” retirando-se o ressonador. O conduto indicado como “Cil. 1” é o mais distante do corpo de borboleta (Figura 3.2c). Na Figura 4.10 nessa mesma curva é apresentada com escala limitada em 200 Hz.

Pode-se notar que o comportamento acústico geral dos condutos começa com um ligeiro ganho até cerca de 25 Hz. Entre esta frequência e cerca de 190 Hz, o coletor atua para suprimir as oscilações de pressão. Comparando-se as figuras 4.8 e 4.10 nota-se que o pico de ganho em 100 Hz, não ocorre. Isto evidencia que tal pico de pressão ocorre devido à presença do ressonador de Helmholtz. Em cerca de 170 Hz ocorre um vale, onde se pode ver que a atenuação do conduto “Cil. 3” é menor que a dos outros condutos. Este deslocamento é causado provavelmente pela proximidade do 3º conduto com o duto de entrada do coletor, resultando em uma impedância diferente da que os outros condutos são sujeitos. Isto evidencia como os efeitos de tridimensionalidade da geometria afetam a resposta em frequência do coletor.

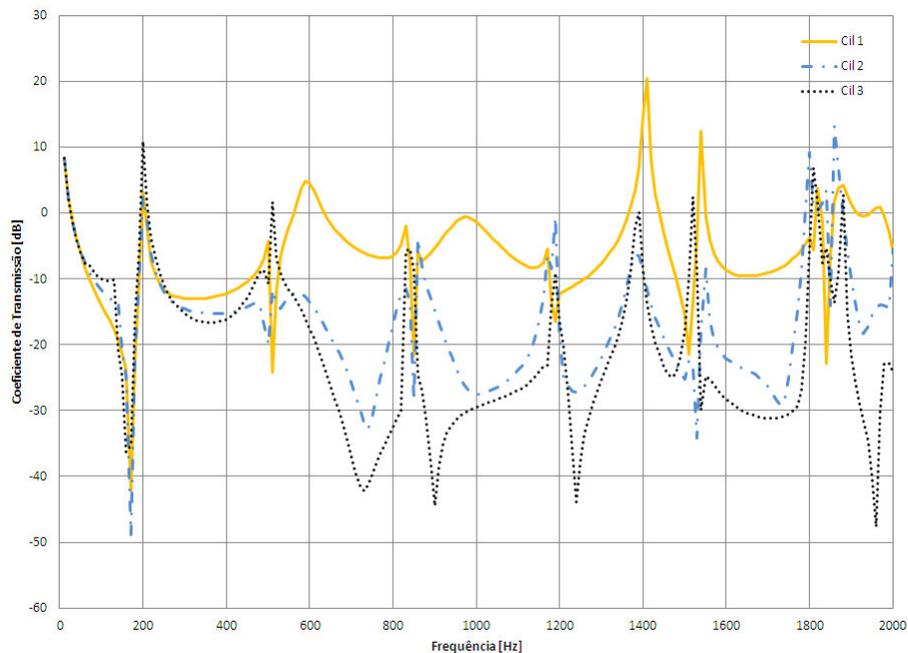


Figura 4.9 - Coeficiente de transmissão (at) para os três condutos do coletor C sem ressonador.

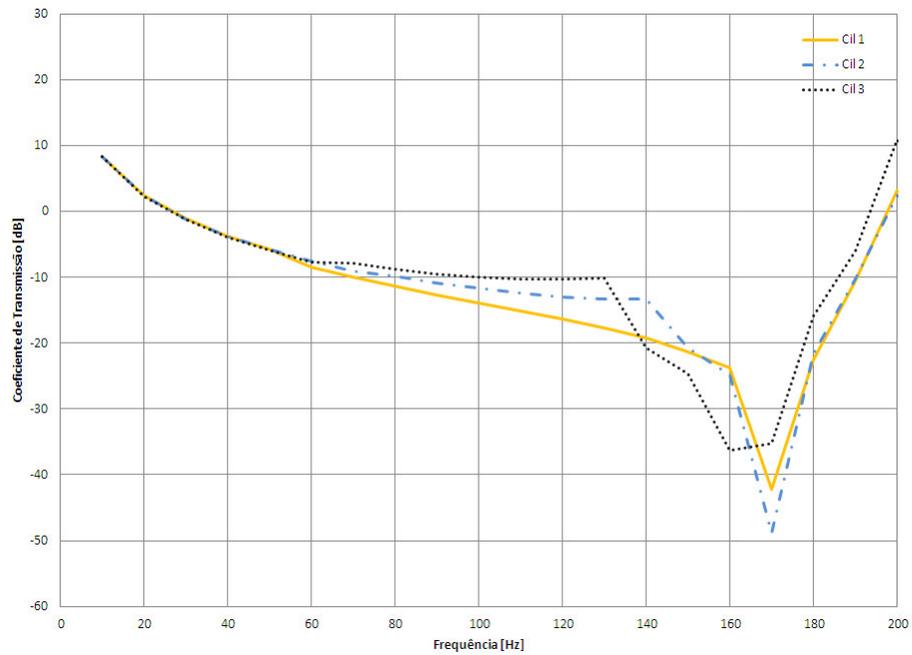


Figura 4.10 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor C sem ressonador limitado a 200 Hz.

Coletor de Admissão D – 4 Cilindros com Ressonador

A Figura 4.11 mostra o cálculo do (at) para os três condutos do coletor de admissão “D”. O conduto indicado como “Cond. 1” é o mais distante do corpo de borboleta (Figura 3.2d). Este coletor em particular atua para suprimir as oscilações de pressão até altas frequências, apresentando ganho de amplitude em cerca de 800 Hz.

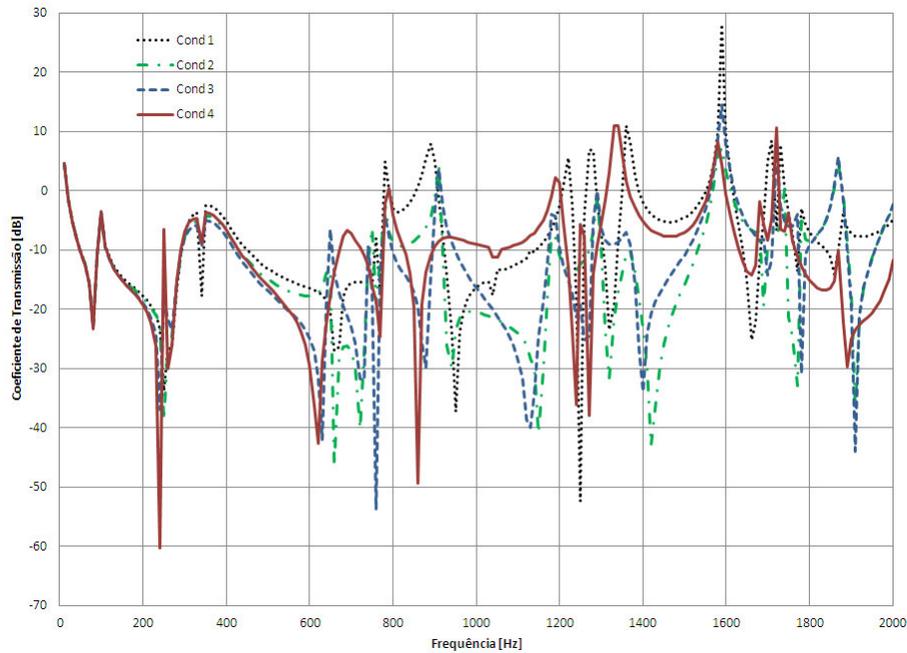


Figura 4.11 - Coeficiente de transmissão (*at*) do coletor D com ressonador.

Na Figura 4.12 nessa mesma curva é apresentada com escala limitada em 200 Hz. Pode-se notar que o comportamento acústico geral dos condutos começa com um ligeiro ganho até cerca de 20 Hz, descendendo para atenuação. Em 100 Hz ocorre o primeiro pico de pressão, precedido por um vale em 80 Hz. Este pico de pressão ocorre devido à presença do ressonador de Helmholtz. Após 100 Hz a curva descende exibindo um vale a 240 Hz para, ascendendo novamente, exibir outro pico a 250 Hz. Esta frequência equivale a 7500 rpm, que é bastante acima da velocidade rotacional do motor.

Vê-se na Figura 4.11 que o Conduto 4 exibe maiores amplitudes nos vales e picos em relação aos demais condutos em algumas frequências. Este deslocamento é causado provavelmente pela proximidade do 4º conduto com o duto de entrada do coletor, resultando em uma impedância diferente da que os outros condutos são sujeitos. Isto evidencia como os efeitos de tridimensionalidade da geometria afetam a resposta em frequência do coletor.

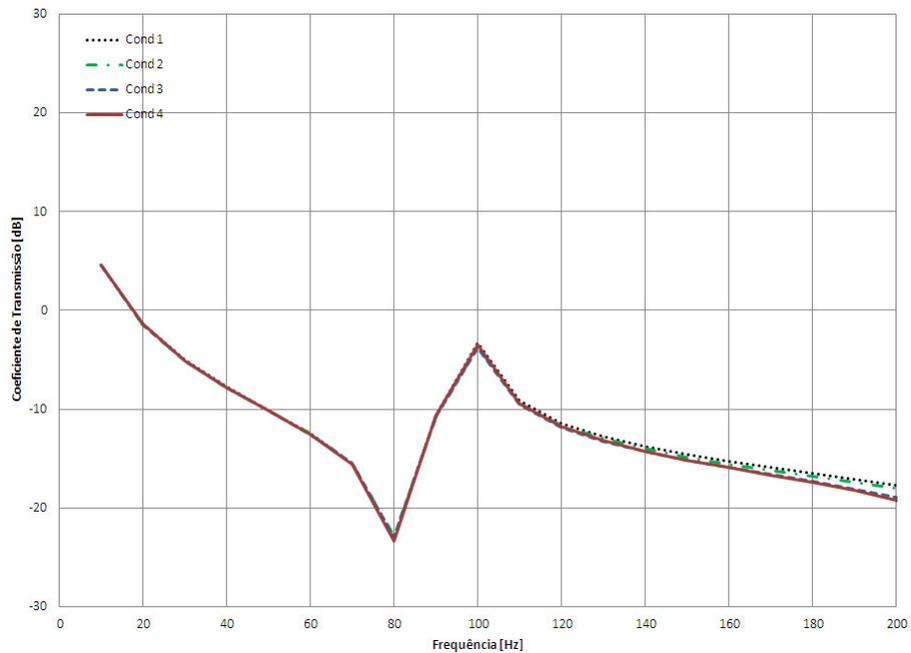


Figura 4.12 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor D com ressonador limitado a 200 Hz.

Coletor de Admissão D – 4 Cilindros sem Ressonador

A Figura 4.13 mostra o cálculo do (at) para os quatro condutos do coletor de admissão “D” retirando-se o ressonador. O conduto indicado como “Cond. 1” é o mais distante do corpo de borboleta (Figura 3.2d). Assim como na geometria original com ressonador, este coletor em particular atua para suprimir as oscilações de pressão até altas frequências, obtendo ganho de amplitude em cerca de 800 Hz. O Primeiro vale ocorre em cerca de 240 Hz.

Na Figura 4.14 nessa mesma curva é apresentada com escala limitada em 200 Hz. Pode-se notar que o comportamento acústico geral dos condutos começa com um ligeiro ganho até cerca de 20 Hz, descendendo para atenuação.

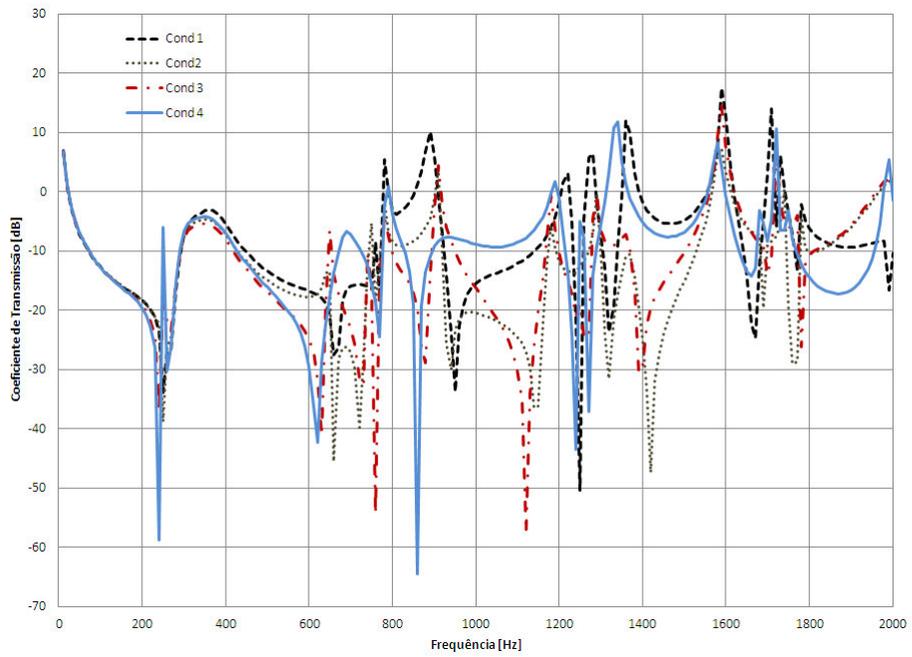


Figura 4.13 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor D sem ressonador.

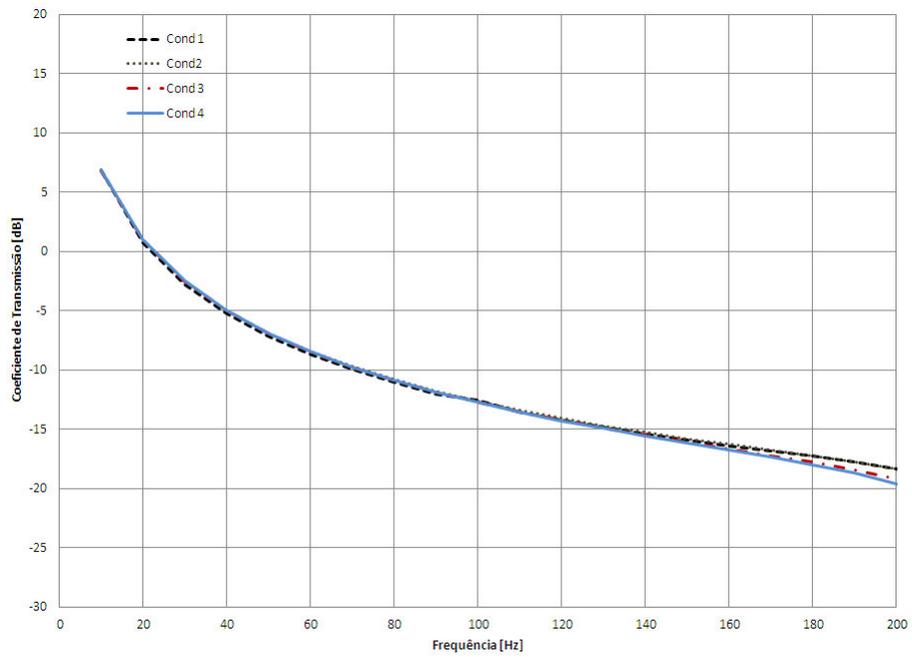


Figura 4.14 - Coeficiente de transmissão (at) do coletor D sem ressonador limitado a 200 Hz.

Comparando-se as figuras 4.12 e 4.14 nota-se que o pico de ganho em 100 Hz, não ocorre. Isto evidencia que tal pico de pressão ocorre devido à presença do ressonador de Helmholtz. Também se pode ver que a amplitude do “Cond. 4” é maior que dos outros condutos. Este deslocamento é causado provavelmente pela proximidade do 4º conduto com o duto de entrada do coletor, resultando em uma impedância diferente da que os outros condutos são sujeitos. Isto evidencia como os efeitos de tridimensionalidade da geometria afetam a resposta em frequência do coletor.

4.2 Análises Modais

Nesta seção serão apresentados os resultados das análises modais via elementos finitos. Como explicado na seção 3.1, este tipo de análise foi empregado para determinar as frequências naturais acústicas e as formas modais das geometrias. Estas duas características podem ser utilizadas para prever o comportamento acústico das geometrias dos coletores de admissão. Um comentário pertinente a este tipo de análise é que os valores absolutos de pressão (MPa) dos resultados não tem significado físico, mas deve-se analisar as relações entre as amplitudes e seus “formatos”. Isto se deve ao fato de a amplitude de uma resposta depender de uma amplitude de excitação. Na análise modal não é definida uma excitação.

4.2.1 Tubos

A seguir estão os resultados das análises modais numéricas via elementos finitos para os tubos. Os casos testados foram os mesmos listados na seção 2.1.4, a saber: tubo aberto em ambas as extremidades, tubo aberto em uma extremidade e fechado na outra, e completamente fechado. As frequências dos primeiros quatro modos calculados para os casos considerados estão listadas na Tabela 4.2.

É interessante observar também que, assim como previsto na Tabela 2.1 as frequências dos modos do tubo com uma extremidade aberta são de ordem ímpar, isto é, o segundo modo é o triplo da frequência da fundamental, o terceiro é cinco vezes a fundamental (1, 3, 5, etc.).

Tabela 4.1 – Frequências naturais [Hz] calculadas analiticamente.

	Modo 1	Modo 2	Modo 3	Modo 4
Tubo com extremidades fechadas	171,6	343,2	514,8	686,4
Tubo com uma extremidade aberta	85,8	257,4	429,0	600,6
Tubo com extremidades abertas	171,6	343,2	514,8	686,4

Tabela 4.2 – Frequências naturais [Hz] calculadas via elementos finitos.

	Modo 1	Modo 2	Modo 3	Modo 4
Tubo com extremidades fechadas	171,6	343,2	514,9	686,5
Tubo com uma extremidade aberta	85,8	257,4	429,0	600,8
Tubo com extremidades abertas	171,6	343,2	514,9	686,5

Nas Figura 4.15 a Figura 4.17 observa-se o formato do primeiro modo para o tubo aberto em uma extremidade, aberto nas duas extremidades e fechado nas duas extremidades (na sequência). A cor vermelha indica um pico de pressão e a cor azul representa um ponto de mínimo.

Pode se observar na Figura 4.15 a distribuição de pressão conforme previsto na seção 2.1.4 para o modo fundamental de um tubo aberto em uma extremidade: um pico de pressão na extremidade fechada e o nó de pressão localizado na extremidade aberta.

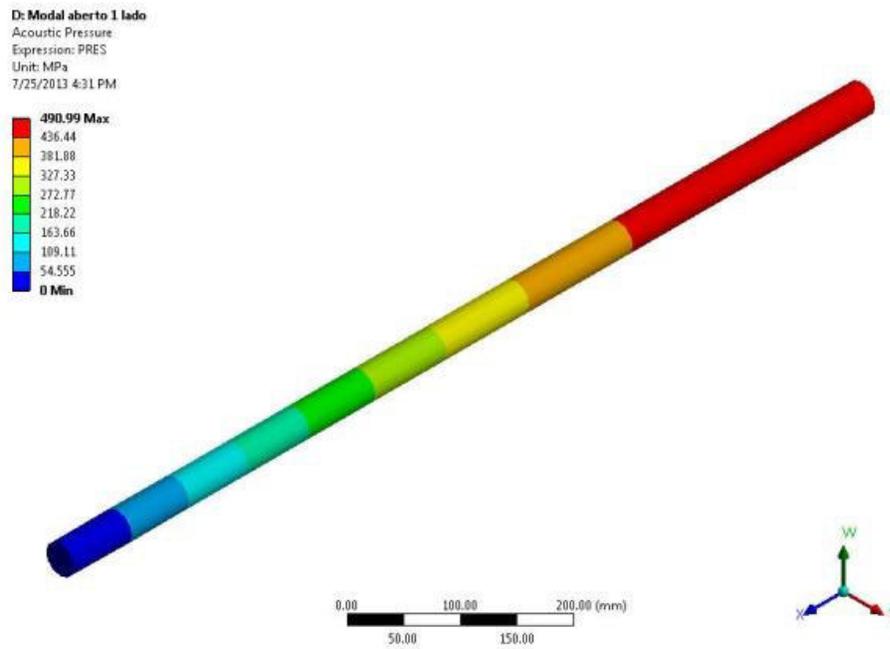


Figura 4.15 – Formato do primeiro modo para o tubo aberto em uma extremidade.

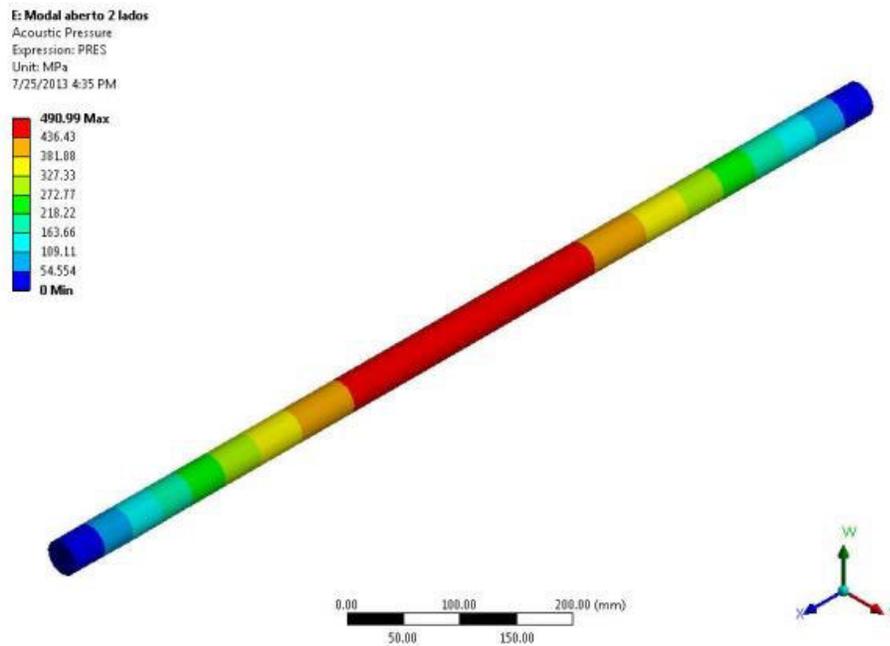


Figura 4.16 – Formato do primeiro modo para o tubo aberto nas duas extremidades.

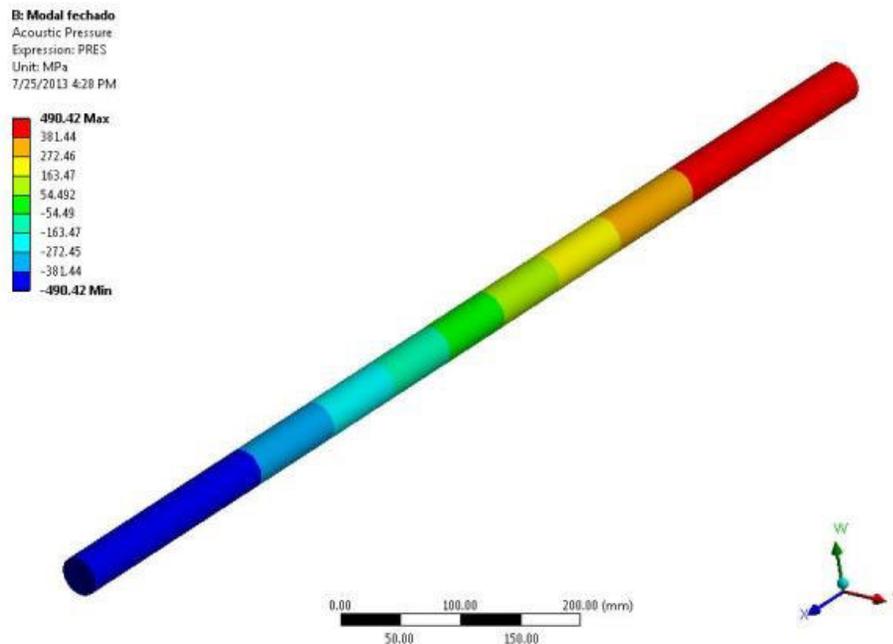


Figura 4.17 – Formato do primeiro modo para o tubo fechado nas duas extremidades.

Pode se observar na Figura 4.16 a distribuição de pressão conforme previsto na seção 2.1.4 para o modo fundamental do tubo com ambas as extremidades abertas: os nós de pressão estão nas extremidades abertas e o pico de pressão localizado no centro do tubo.

No caso fechado em duas extremidades, Pode se observar na Figura 4.17 a distribuição de pressão conforme previsto na seção 2.1.4 para o modo fundamental do tubo fechado: um pico de pressão positiva em uma extremidade, um pico de pressão negativa em outra extremidade e o nó de pressão se encontra no centro do tubo.

4.2.2 Ressonador de Helmholtz

Os valores de frequência calculados para os quatro primeiros modos para o ressonador de Helmholtz referência estão listados na Tabela 4.3. Um fato interessante e descrito por (ENGELMAN, 1953) é que o primeiro modo possui frequência bem distante do próximo modo, o primeiro modo tem frequência de 96,1 Hz e o segundo modo possui frequência de 1396,1 Hz. Percebe-se que o valor do primeiro modo está entre os valores previstos na seção 2.1.6 utilizando as equações (2.5) e (2.2) e o valor

calculado sem a correção do comprimento (respectivamente 93,4 Hz e 99,8 Hz), uma diferença de menos de 3%.

Tabela 4.3 – Frequências modais do ressonador de Helmholtz.

Modo	Frequência [Hz]
1	96,1
2	1396,1
3	1666,9
4	2015,0

O formato do primeiro modo pode ser observado na Figura 4.18. Pode-se ver que forma-se um nó de pressão na saída do pescoço do volume e que há um aumento da pressão dentro do volume da câmara.

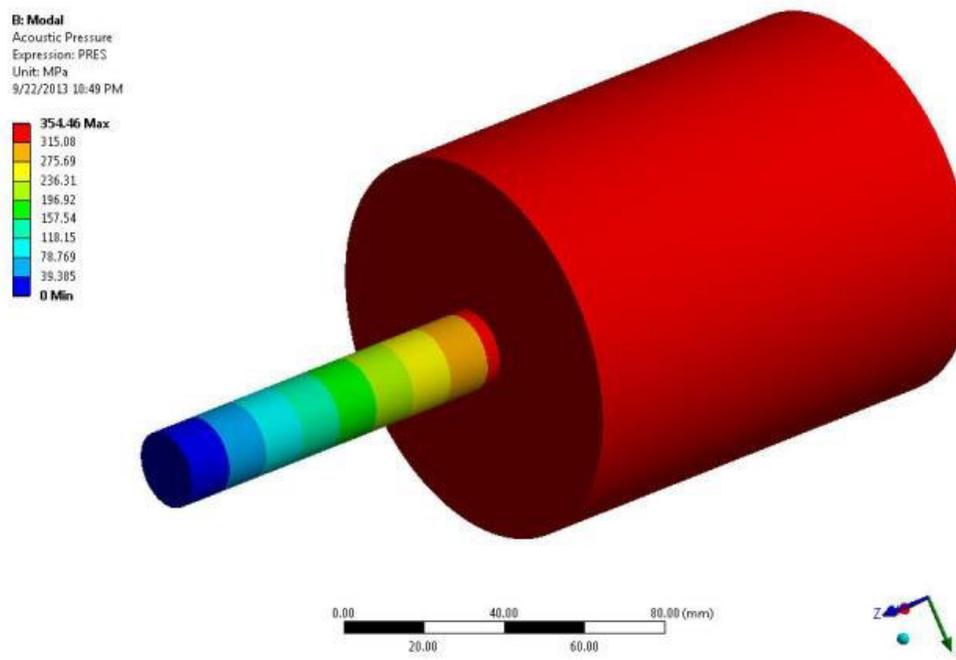


Figura 4.18 – O primeiro modo do ressonador de Helmholtz.

4.2.3 Volume de Referência

Os valores de frequência dos primeiros cinco modos para a cavidade de referência estão listados na Tabela 4.4:

Tabela 4.4 – Frequências modais do volume de referência.

Modo	Frequência [Hz]
1	844,6
2	1332,5
3	1332,5
4	1577,7
5	1577,7
6	1689,8

O formato do primeiro modo está ilustrado na Figura 4.19. O formato do modo é análogo ao do tubo fechado em ambas as extremidades. Pode-se inferir que o fato de que, apesar da cavidade cilíndrica apresentar uma relação comprimento/diâmetro pequena, a equação analítica para a condição de contorno em questão como listado na Tabela 2.1 ainda é válida.

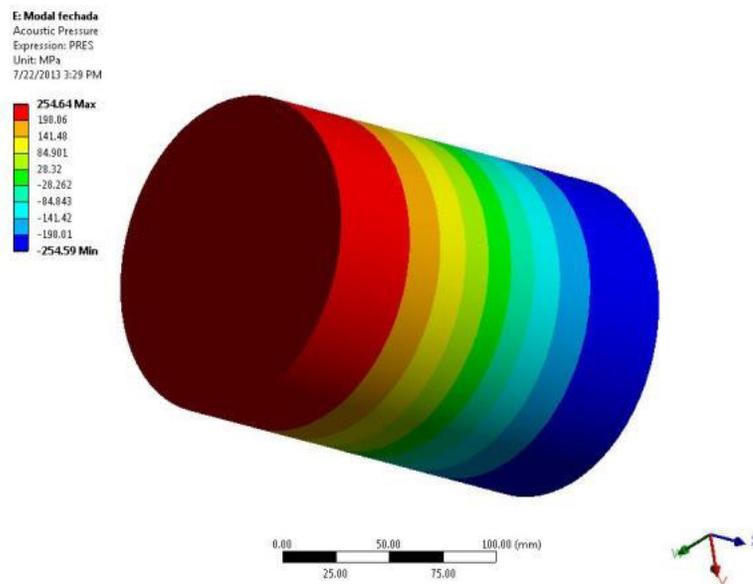


Figura 4.19 – Primeiro modo do volume de referência.

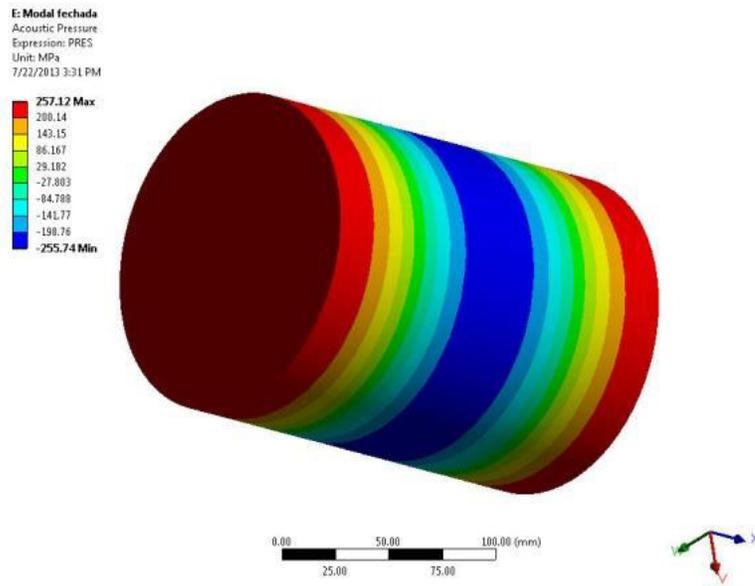


Figura 4.20 – Sexto modo do volume de referência.

Apenas os modos 1 e 6 atuam para produzir variação de pressão nas extremidades da cavidade cilíndrica. Isso pode ser confirmado nos resultados da análise harmônica que serão apresentados na seção 4.1.1 onde apenas os modos 1 e 6 (845 Hz e 1690 Hz) são identificáveis no gráfico de (at) (Figura 4.1).

4.2.4 Coletores de Admissão “Abertos”

Como descrito na seção 3.1.3, foram realizadas análises modais de quatro exemplares de coletores de admissão nas condição “aberto” (com a entrada e uma das saídas abertas).

Coletor de Admissão “A” – 4 cilindros sem ressonador

A Figura 4.21 mostra o formato do primeiro modo da cavidade do coletor “A” considerando entrada do coletor e o conduto oposto mais distante como abertos (ver setas na Figura 4.21). Observa-se que nos condutos de entrada e saída forma-se nó de pressão e nos condutos fechados ocorre pico de pressão.

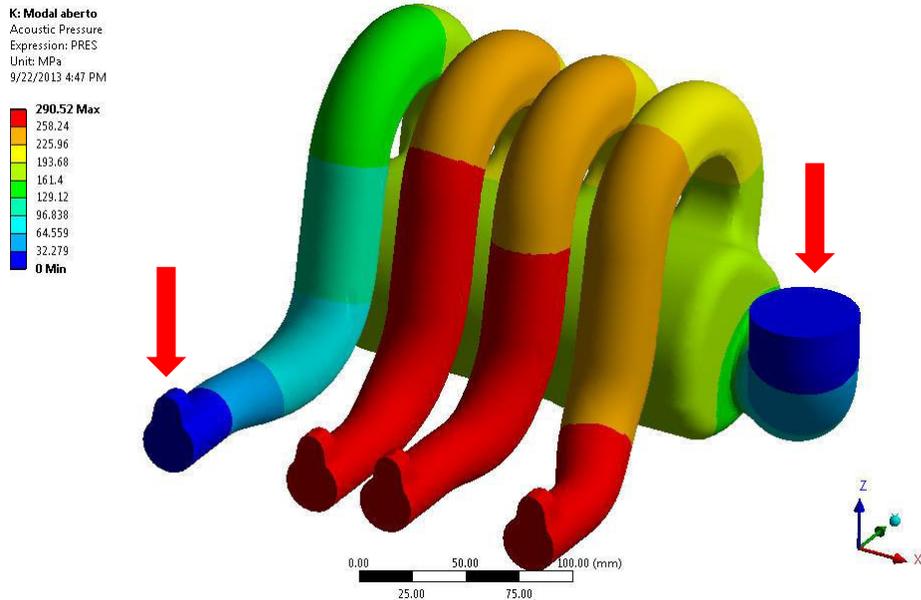


Figura 4.21 – Primeiro modo do coletor “A” aberto.

A Tabela 4.5 lista as frequências dos quatro primeiros modos. Nesta condição a frequência mínima é 137 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 4100 rpm.

Tabela 4.5 – Frequências modais do coletor “A” aberto.

Modo	Frequência [Hz]
1	136,9
2	249.5
3	255.2
4	316.9

Coletor de Admissão “B” – 4 cilindros sem ressonador

A Figura 4.22 mostra o formato do primeiro modo da cavidade do coletor “B” considerando entrada do coletor e o conduto oposto mais distante como abertos (ver setas na Figura 4.22). Observa-se que nos condutos de entrada e saída forma-se nó de pressão e nos condutos fechados ocorre pico de pressão.

A Tabela 4.6 lista as frequências dos quatro primeiros modos na condição. Nesta condição a frequência mínima é 152 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 4600 rpm.

Tabela 4.6 – Frequências modais do coletor “B” aberto.

Modo	Frequência [Hz]
1	152,5
2	266,8
3	277,8
4	388,0

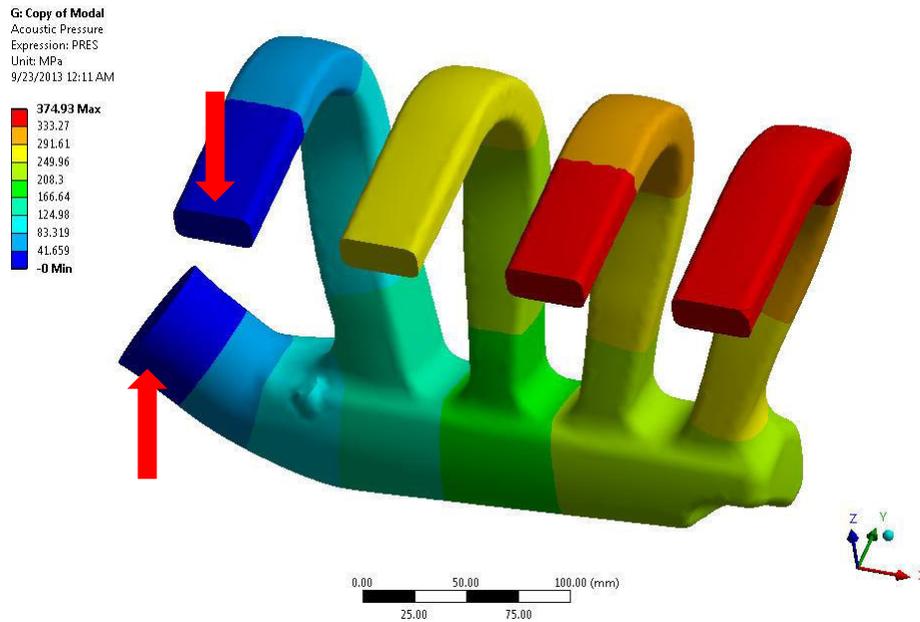


Figura 4.22 – Primeiro modo do coletor “B” aberto.

Coletor de Admissão “C” – 3 cilindros com ressonador

A Figura 4.23 mostra o primeiro modo da cavidade do coletor considerando a entrada do mesmo e o conduto central como abertos. Pode-se observar na também que o primeiro modo advém da ressonância do ressonador de Helmholtz (volume que se encontra entre o *plenum* e os três condutos). Formam-se nós

de pressão nos dutos de entrada e saída. No ressonador ocorre um pico pressão (cor vermelha) e o gradiente de pressão ocorre no pescoço (destacado).

Tabela 4.7 – Frequências modais do coletor “C” aberto.

Modo	Frequência [Hz]
1	70,3
2	138,4
3	167,4
4	251,9

A Tabela 4.7 lista os quatro primeiros modos do coletor na condição. Nesta condição a frequência mínima é 70 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 2100rpm.

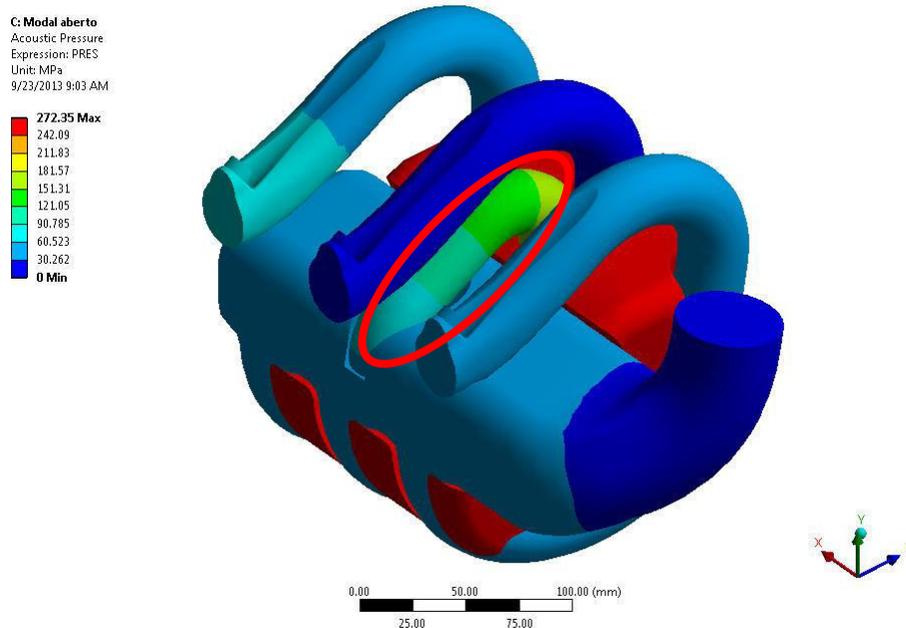


Figura 4.23 – Primeiro modo do coletor “C” aberto.

É interessante notar que os modos 2 e 3 também estão abaixo de 200 Hz. De uma maneira geral este coletor apresenta os quatro modos em frequências mais baixas que os coletores “A” e “B”.

Coletor de Admissão “C” – 3 cilindros sem ressonador

Com objetivo de analisar como o ressonador afeta o comportamento modal dos coletores em que é aplicado, a geometria do coletor “C” foi modificada via CAD e o ressonador foi retirado para se executar as análises sem o mesmo.

A Figura 4.24 mostra o primeiro modo da cavidade do coletor considerando a entrada do coletor e o conduto central como abertos. A Tabela 4.8 lista os quatro primeiros modos do coletor na condição. Nesta condição a frequência mínima é 110 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 3300 rpm. É possível notar que as frequências dos modos um a quatro são mais altas quando comparadas ao volume do coletor “C” com ressonador.

Tabela 4.8 – Frequências modais do coletor “C” sem ressonador, aberto.

Modo	Frequência [Hz]
1	110,8
2	167,5
3	222,1
4	350,6

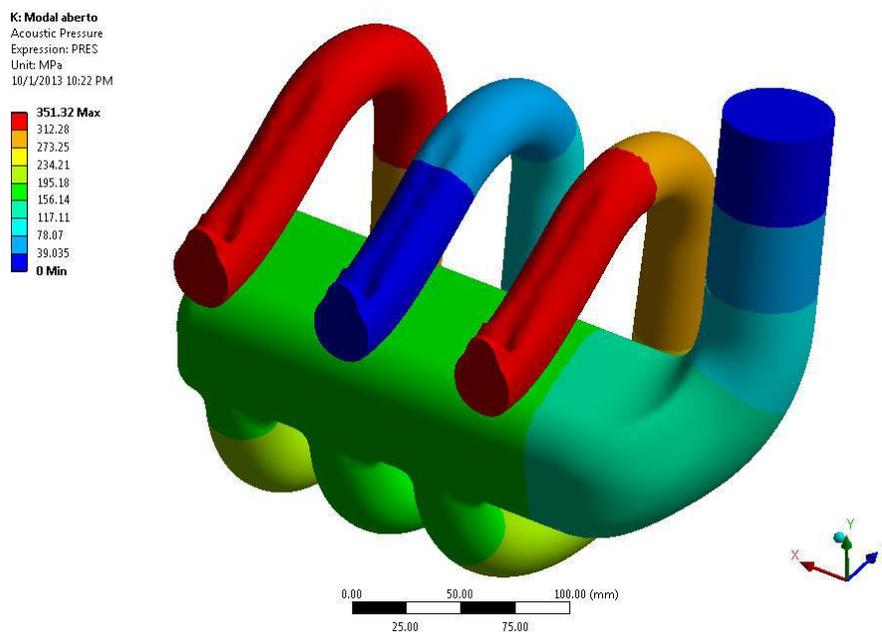


Figura 4.24 – Primeiro modo “C” sem ressonador, aberto.

Observa-se que nos condutos de entrada e saída forma-se nó de pressão e nos condutos fechados ocorre pico de pressão.

Coletor de Admissão “D” – 4 cilindros com ressonador

A Figura 4.25 mostra os quatro primeiros modos da cavidade do coletor “D” considerando a entrada do coletor e o conduto mais distante como abertos. Observa-se que nos condutos de entrada e saída forma-se nó de pressão e no volume do ressonador ocorre pico de pressão. Um gradiente de pressão ocorre no pescoço (destacado).

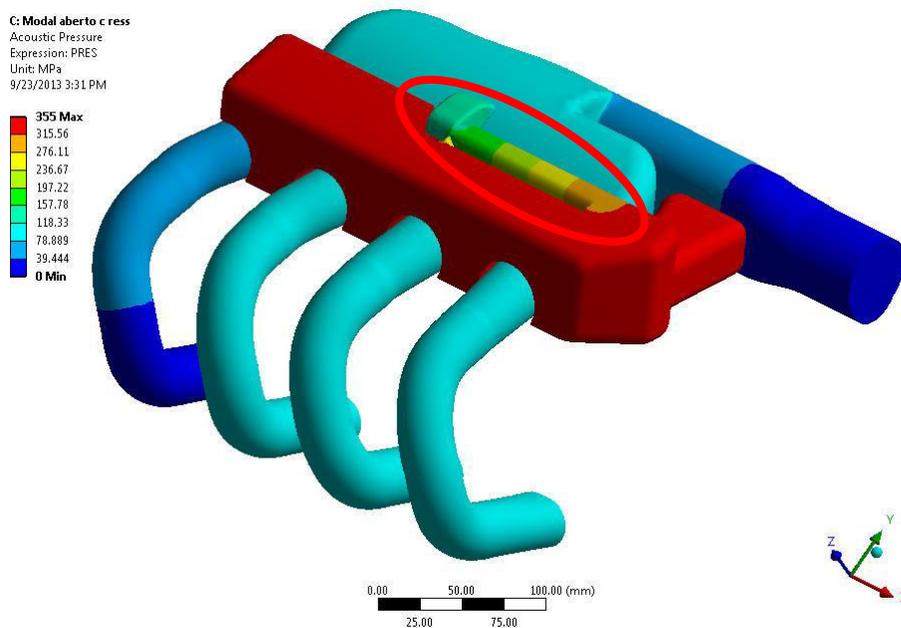


Figura 4.25 – Primeiro modo do coletor “D” aberto.

A Tabela 4.9 lista as frequências dos quatro primeiros modos do coletor na condição. Nesta condição a frequência mínima é cerca de 81 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 2400rpm.

Tabela 4.9 – Frequências modais do coletor “D” aberto.

Modo	Frequência [Hz]
1	80,9
2	134,9
3	255,4
4	264,5

Coletor de Admissão “D” – 4 cilindros sem ressonador

Assim como no caso do coletor “C”, o volume do coletor “D” foi modificado via CAD e o ressonador foi retirado para se executar as análises sem o mesmo. Assim podemos analisar como o efeito do ressonador afeta o comportamento modal dos coletores em que é aplicado

A Figura 4.26 mostra o primeiro modo da cavidade do coletor “D” sem ressonador considerando a entrada do coletor e o conduto mais distante como abertos.

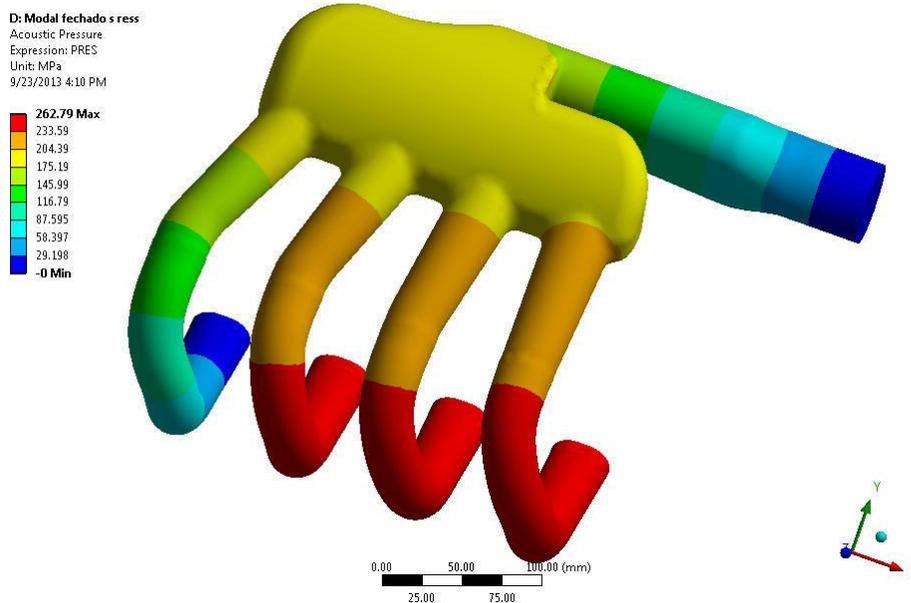


Figura 4.26 – Primeiro modo do coletor “D” sem ressonador, aberto.

Pode-se notar que nós de pressão formam-se nos condutos de entrada e saída e um aumento de pressão ocorre no *plenum*. Vê-se também que as frequências dos modos um a quatro são mais altas quando comparadas ao volume do coletor “D” com ressonador. A Tabela 4.10 lista os quatro primeiros modos do coletor na condição. Nesta condição a frequência mínima é 117 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 3500rpm.

Tabela 4.10 – Frequências modais do coletor “D” sem ressonador, aberto.

Modo	Frequência [Hz]
1	116,9
2	255,3
3	264,4
4	318,4

4.2.5 Coletores de Admissão “Fechados”

Comparando-se as frequências dos modos com os gráficos do coeficiente de perda de transmissão acústica (*at*), há uma grande discrepância de valores. Isto é intrigante pois, teoricamente, a análise harmônica deveria indicar os picos e vales como coincidentes com as frequências dos modos das geometrias. Isto é comprovado ao se comparar o resultado da análise modal do volume de referência (seção 4.1.1) com o da análise modal (seção 4.2.3).

Devido a isto foram executadas realizadas análises modais dos quatro exemplares de coletores de admissão nas condições “fechado” (todas as aberturas fechadas), como descrito na seção 3.1.3.

Coletor de Admissão “A” – 4 cilindros sem ressonador

Na Figura 4.27 está ilustrado o formato do primeiro modo da cavidade do coletor considerando todas as entradas e saídas fechadas. Nota-se um pico de pressão positiva no conduto mais distante da entrada e uma região de pressão baixa no condutos mais próximo da borboleta.

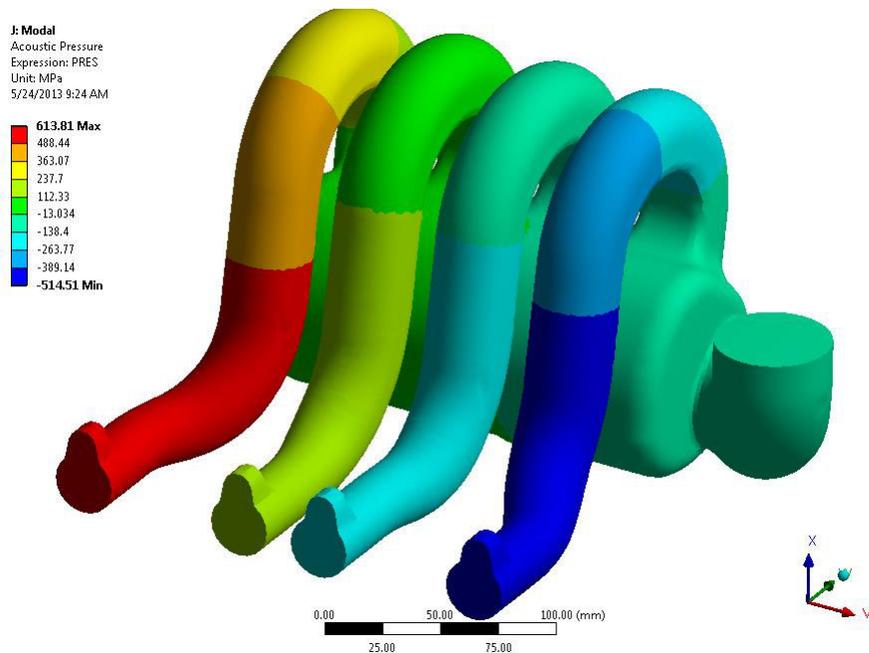


Figura 4.27 – Primeiro modo do coletor A fechado.

O resumo das frequências modais está na Tabela 4.11. Observa-se que o coletor fechado tem ressonância em 243 Hz. Portanto nesta, condição (fechado), possivelmente não colabora acusticamente na eficiência volumétrica do motor. Esta frequência é bem próxima à do primeiro vale que se encontra na Figura 4.3 (260 Hz).

Tabela 4.11 – Frequências modais do coletor “A” fechado.

Modo	Frequência [Hz]
1	242.9
2	252.3
3	255.5
4	313.4

Coletor de Admissão “B” – 4 cilindros sem ressonador

A Figura 4.28 mostra o primeiro modo da cavidade do coletor B considerando a entrada e condutos do coletor fechados. É visível que, assim como para o coletor “A”, forma-se um pico de pressão positiva no conduto mais distante da entrada e uma região de pressão baixa no conduto mais próximo da borboleta.

A Tabela 4.12 lista as quatro primeiras frequências do coletor de admissão nesta condição. Assim como o coletor de admissão “A”, considerando a condição fechado, sua frequência mínima de cerca 254 Hz é muito alta para estar sintonizada com o motor (frequência máxima 200 Hz). Esta frequência é bem próxima à do primeiro vale que se encontra na Figura 4.5 (entre 210 Hz e 300 Hz, dependendo do conduto).

Tabela 4.12 – Frequências modais do coletor “B” fechado.

Modo	Frequência [Hz]
1	253,8
2	276,0
3	281,6
4	366,9

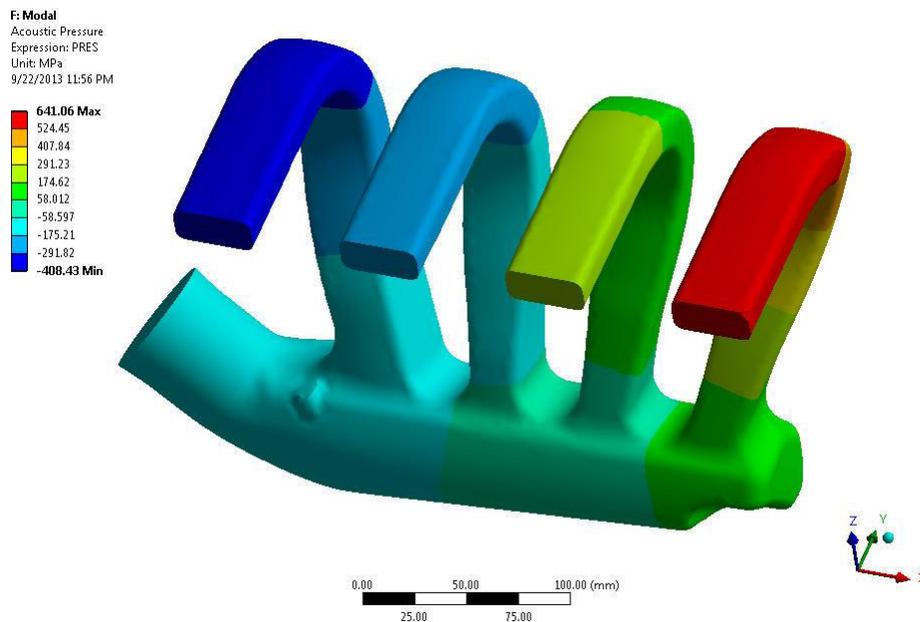


Figura 4.28 – Primeiro modo do coletor “B” fechado.

Coletor de Admissão “C” – 3 cilindros com ressonador

A Figura 4.29 mostra o primeiro modo da cavidade do coletor “C” considerando a entrada e os condutos do coletor fechados. Pode-se observar na Figura 4.29 que o primeiro modo advém da ressonância do ressonador de Helmholtz (volume que se encontra entre o *plenum* e os três condutos). Pode-se ver que o volume do ressonador possui alta pressão (cor vermelha) e o gradiente de pressão ocorre no pescoço (destacado).

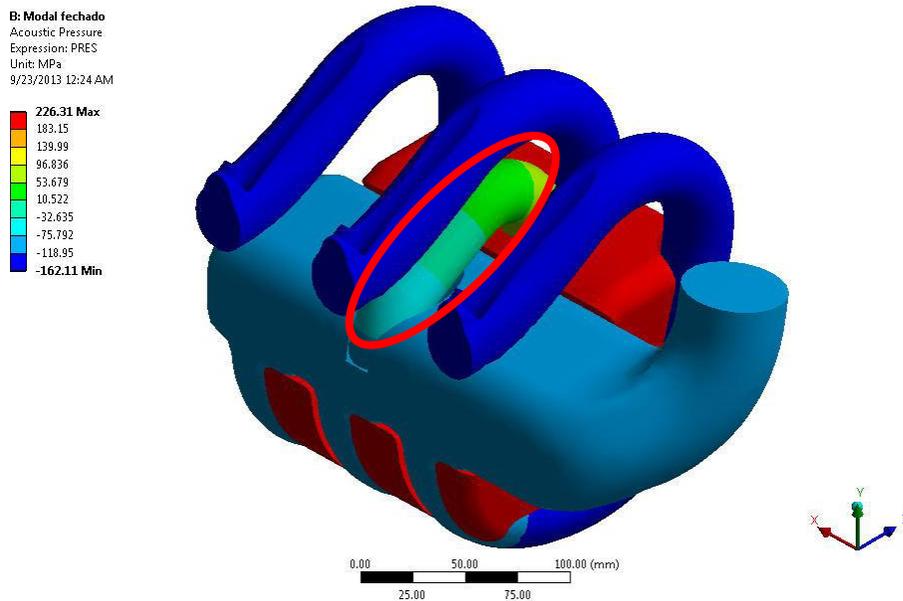


Figura 4.29 – Primeiro modo do coletor “C” fechado.

A Tabela 4.13 lista os quatro primeiros modos do coletor na condição. Nesta condição a frequência mínima é 94 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 2800rpm. Este valor é bem próximo ao primeiro pico de pressão da Figura 4.8 (100 Hz).

É interessante notar que os modos 2 e 3 também estão abaixo de 200 Hz. De uma maneira geral este coletor apresenta os quatro modos em frequências mais baixas que os coletores “A” e “B”.

Tabela 4.13 – Frequências modais do coletor “C” fechado.

Modo	Frequência [Hz]
1	93,9
2	167,0
3	170,2
4	217,0

Coletor de Admissão “C” – 3 cilindros sem ressonador

A Figura 4.30 mostra o primeiro modo da cavidade do coletor “C” considerando a entrada e todos os condutos do coletor fechados e retirando-se o volume do ressonador. A imagem mostra que forma-se um pico de pressão positiva no conduto mais próximo da entrada e uma região de pressão baixa no conduto mais distante da borboleta.

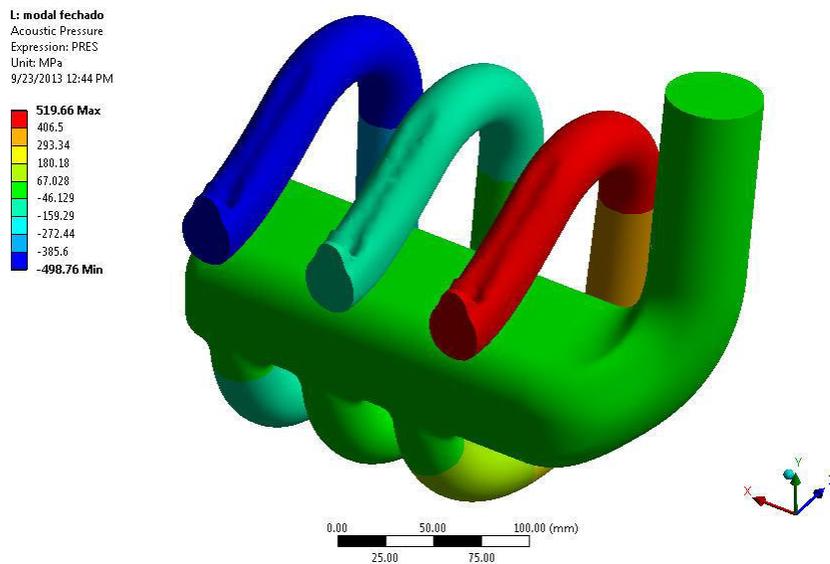


Figura 4.30 – Primeiro modo do coletor “C” sem ressonador, fechado.

Tabela 4.14 – Frequências modais do coletor “C” sem ressonador, fechado.

Modo	Frequência [Hz]
1	167,3
2	170,2
3	206,4
4	433,4

A Tabela 4.14 lista as frequências dos quatro primeiros modos do coletor na condição simulada. Nesta condição a frequência mínima é 167 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 5000 rpm. Esta frequência corresponde de forma próxima ao primeiro vale da Figura 4.10 (170 Hz). É possível notar que as frequências dos modos um a quatro são mais altas quando comparadas ao volume do coletor C com ressonador.

Coletor de Admissão “D” – 4 cilindros com ressonador

A Tabela 4.15 lista as frequências dos quatro primeiros modos do coletor na condição. Nesta condição a frequência mínima é 105 Hz, podendo estar sintonizado com o motor a cerca de 3150 rpm, os demais acima de 200 Hz. A frequência do primeiro modo é bastante próxima da frequência do primeiro pico na Figura 4.12 (100 Hz).

Tabela 4.15 – Frequências modais do coletor “D” fechado.

Modo	Frequência [Hz]
1	105,3
2	245,1
3	259,1
4	295,0

A Figura 4.31 mostra o primeiro modo da cavidade do coletor D considerando a entrada e todos os condutos do coletor fechados. Formam-se regiões de baixa pressão no *plenum* e nos condutos e vê-se um pico de pressão positiva no volume do ressonador.

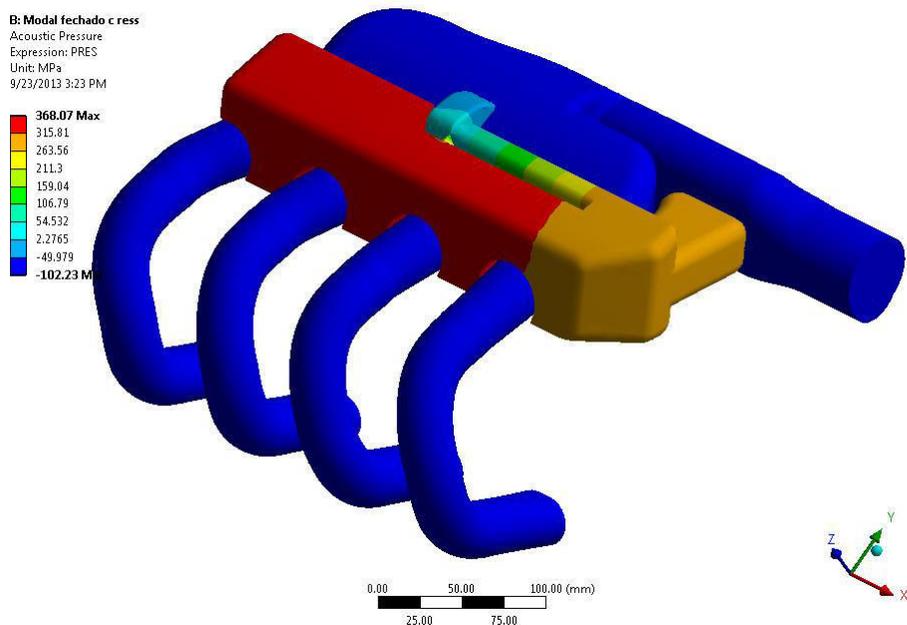


Figura 4.31 – Primeiro modo do coletor “D” fechado.

Coletor de Admissão “D” – 4 cilindros sem ressonador

A Figura 4.32 mostra o primeiro modo da cavidade do coletor D sem ressonador, considerando a entrada e os condutos do coletor fechados. É visível que, forma-se um pico de pressão positiva no conduto mais distante da entrada e uma região de pressão baixa no conduto mais próximo da borboleta.

A Tabela 4.16 lista as frequências dos quatro primeiros modos do coletor na condição. Nesta condição a frequência mínima é 245 Hz, portanto muito alta para estar sintonizada com o motor. A frequência do primeiro modo é bastante próxima da frequência do primeiro pico na Figura 4.13 (240 Hz).

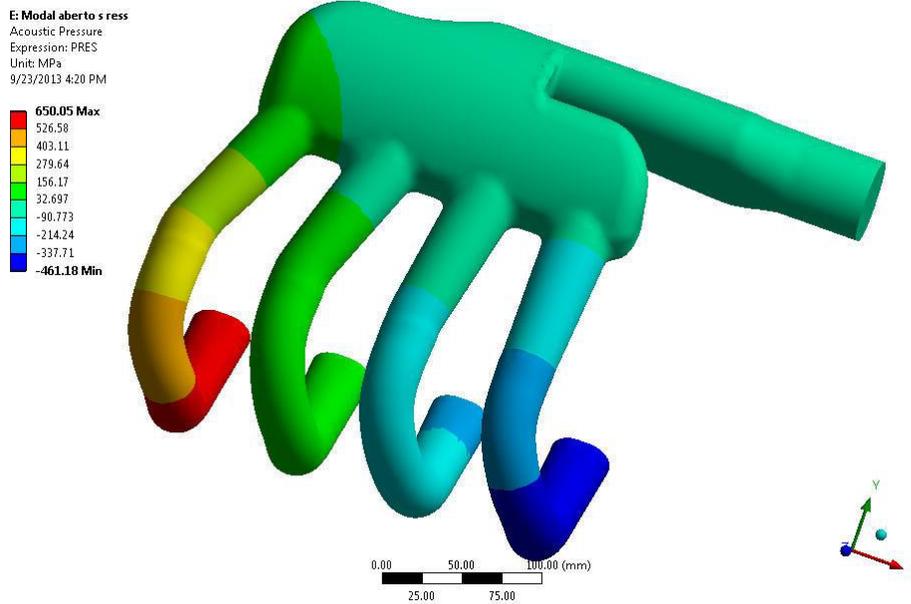


Figura 4.32 – Primeiro modo do coletor “D” sem ressonador, fechado.

Tabela 4.16 – Frequências modais do coletor “D” sem ressonador, fechado.

Modo	Frequência [Hz]
1	245,1
2	259,1
3	264,5
4	294,5

4.2.6 Volumes dos Ressonadores de Helmholtz

Como explanado na seção 3.1.3, foram analisados os volumes dos ressonadores dos coletores “C” e “D” isoladamente.

Ressonador do Coletor de Admissão “C”

A Figura 4.33 mostra o primeiro modo do ressonador analisado isoladamente. A Tabela 4.17 lista os quatro primeiros modos do ressonador. O primeiro modo tem frequência de 79 Hz e o segundo modo possui frequência de 658 Hz, como típico de um ressonador de Helmholtz. Observa-se também que a frequência do ressonador, ao ser aplicado em um coletor de admissão, é deslocada levemente (o primeiro modo no coletor “C” foi de 70.3 Hz e 93.9 Hz nas condições aberto e fechado, respectivamente).

Tabela 4.17 – Frequências modais do ressonador do coletor “C”.

Modo	Frequência [Hz]
1	78,9
2	658,1
3	721,4
4	1063,3

D: Modal ressonador
Acoustic Pressure
Expression: PRES
Unit: MPa
9/23/2013 10:27 AM

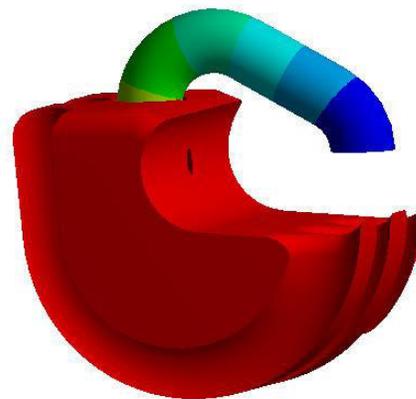
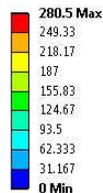


Figura 4.33 – Primeiro modo do ressonador “C” analisado isoladamente.

Ressonador do Coletor de Admissão D

A Figura 4.34 mostra o primeiro modo do ressonador do coletor D analisado isoladamente (aberto). A Tabela 4.18 lista as frequências dos quatro primeiros modos do ressonador. O primeiro modo tem frequência de 99 Hz e o segundo modo possui frequência de 340 Hz, como típico de um ressonador de Helmholtz. Observa-se também que a frequência de ressonância do ressonador, ao ser aplicado em um coletor de admissão, se altera. Aplicado no coletor, as frequências do primeiro modo são 80,9 Hz e 105,3 Hz para os casos aberto e fechado, respectivamente.

Tabela 4.18 – Frequências modais do ressonador do coletor “D”.

Modo	Frequência [Hz]
1	98,6
2	339,4
3	774,2
4	1101,8

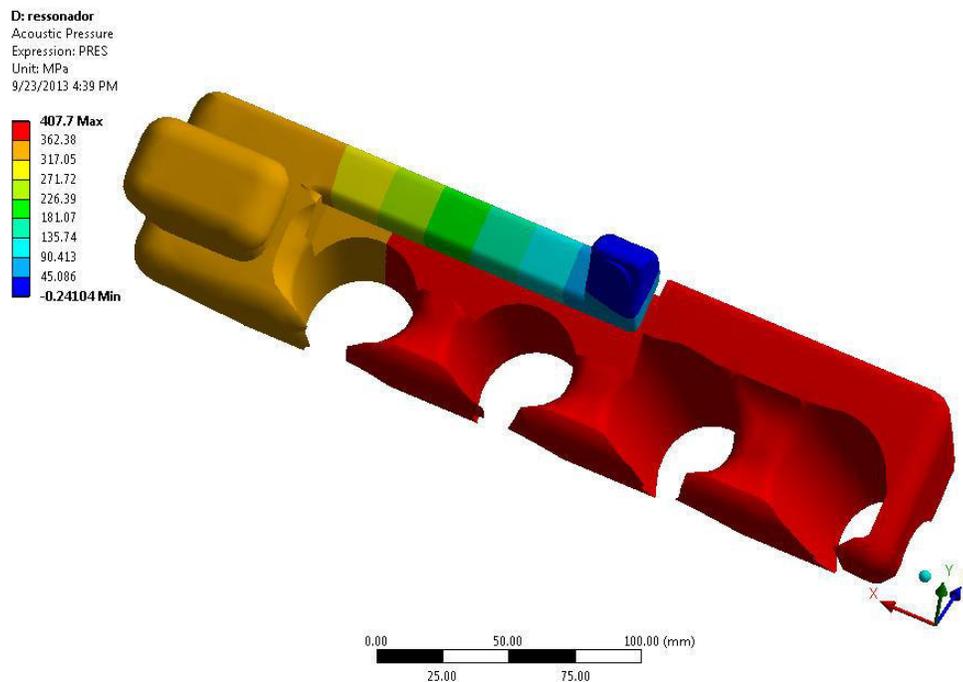


Figura 4.34 – Primeiro modo do ressonador “D” analisado isoladamente.

5 Conclusões

Neste trabalho foram aplicadas metodologias numéricas de análise acústica via elementos finitos em coletores de admissão. Foi utilizado o aplicativo comercial Ansys Workbench 14.5. Quatro modelos de coletores de admissão foram analisados, cada um com características bem diversas quanto ao comprimento e número de condutos, volume do *plenum* e a presença ou não de ressonador de Helmholtz.

Para validação da metodologia de análise modal via FEM. Foram analisados tubos de seção circular e os valores das frequências naturais foram comparados com os valores calculados via fórmulas analíticas encontradas na literatura. Houve uma ótima correlação, com diferença desprezível. A mesma análise foi aplicada a um ressonador de Helmholtz cilíndrico. O valor do primeiro modo calculado via FEM foi de 96,1 Hz. Esse valor encontra-se entre os valores calculados por dois equacionamentos analíticos diferentes: equações (2.5) e (2.2) resultando em 93,4 Hz; e pela equação (2.2) sem correção de ponta resultando em 99,9 Hz. Há, portanto, uma diferença de menos de 3% entre o resultado via FEM e os resultados analíticos.

Análises modais das cavidades dos coletores de admissão foram realizadas simulando as condições “fechado”, onde todas as aberturas foram modeladas como paredes rígidas, e “aberto” onde o conduto de entrada e um conduto de saída era imposta uma condição de contorno de pressão $p = 0$ Pa. Nos coletores C e D, que possuem ressonadores de Helmholtz, o primeiro modo corresponde ao do volume do ressonador indicando que as câmaras adicionais tiveram efeito de reduzir a frequência do primeiro modo.

A partir do resultado das análises foi possível observar que as frequências do primeiro modo da condição “aberta” são entre 35% e 55% mais baixas em relação à condição “fechada”. No caso dos coletores C e D, esta diferença foi entre 25% e 35 %.

Adicionalmente, os coletores C e D foram analisados também após retirarem-se os volumes dos ressonadores, assim como os ressonadores foram analisados independentemente dos coletores de admissão. A análise das frequências confirma que o primeiro modo é resultante da atuação dos ressonadores. Isto reforça a hipótese de que estes volumes foram calculados de forma a reduzir a

frequência onde o coletor de admissão é sintonizado. A frequência dos ressonadores analisados individualmente é entre 10% e 15% menor quando comparado ao primeiro modo do coletor correspondente.

Às seis diferentes geometrias de coletores (coletor de admissão A-D mais os modelos C e D eliminando-se o ressonador) foi aplicada a metodologia da análise harmônica via FEM. Estas análises foram configuradas para replicar o teste de medição experimental do coeficiente de transmissão acústica (at) como documentado nas publicações (CAVAGLIERI, MOURA e DOS SANTOS, 2013a) e (CAVAGLIEIR, MOURA e DOS SANTOS, 2013b). A análise das curvas indica que existe uma correlação entre as frequências características (de vales e picos) com as frequências calculadas via análise modal “fechada” (todos os condutos dos coletores fechados). Para os coletores A e B, o primeiro vale nos gráficos de (at) corresponde ao primeiro modo. Para os coletores C e D observou-se que a presença do ressonador de Helmholtz resultou em um vale seguido de um pico de ganho. Este pico corresponde à frequência do modo do ressonador.

Dentre as limitações da metodologia aplicada estão a ausência da seção de comprimento de conduto correspondente ao pórtico de admissão localizado no cabeçote; Não ser considerada a curta distância entre a flange de entrada do coletor de admissão e a borboleta de aceleração (componente que se considera fronteira do coletor de admissão); Não considerar também o comprimento de duto de admissão à montante da borboleta de aceleração. É provável que os resultados sejam diferentes ao se considerar esta condição, porém estas geometrias não estavam disponíveis para a realização deste trabalho.

Sugestão de Trabalhos futuros

Como trabalhos futuros que estendam os resultados desta investigação, sugere-se:

- Aplicar esta metodologia em geometrias de coletores de admissão considerando o trecho de conduto (pórticos das válvulas) do cabeçote.
- Seja feita uma correlação entre as frequências de ressonância encontradas com as análises modais e harmônicas com as curvas de eficiência volumétrica ou de torque dos motores nos quais os coletor de admissão são aplicados.

- Especificar uma metodologia de cálculo que auxilie no projeto inicial de coletores de admissão baseado nas análises executadas neste trabalho, onde se possa prever o efeito na eficiência volumétrica dos motores dadas as características acústicas calculadas.

6 Bibliografia

- BARRON, R. F. **Industrial Noise Control and Acoustics**. 10a. ed. New York: Marcel Dekker Inc, 2001.
- BATHE, K. J. **Finite Element Procedures**. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1996.
- BELL, A. **Modern Engine Tuning**. [S.l.]: Haynes Publications, 1997.
- BENAJES, J.; REYES, E.; PEIDRO, J. Predesign Model for Intake Manifolds in Internal Combustion Engines. **SAE**, 1997.
- BLAIR, G. P. **Design and Simulation of Four-Stroke Engines**. Warrendale: SAE, 1999.
- BOCCHI, G. **Motori a Quattro Tempi**. Milano: Ulrico Hoepli Editore, 1988.
- BORTOLUZZI, D.; DORIA, A. Analysis and Simulation of Engine Tuned Intake Systems. **High-Tech Engines and Cars. In: INTERNATIONAL CONFERENCE**, Modena, 1999. 3-4.
- BORTOLUZZI, D.; DORIA, A.; COSSALTER, V. The Effect of Tunable Resonators on the Volumetric Efficiency of an Engine. **SAE International**, Dearborn, 1998.
- BROOME, D. Induction ram. **Automobile Engineer**, p. 130-133, April 1969.
- BRUNETTI, F. **Motores de Combustão Interna**. 1a. ed. São Paulo: Ed. Blucher, v. 1 & 2, 2012.
- CAMPIGLIA, R. B. **Estudo da influência da geometria da tubulação a montante da válvula de aceleração no desempenho do sistema de admissão de ar de um motor de combustão interna de ignição por faísca**. São Paulo: Escola Politécnica - USP. Dissertação de Mestrado, 2007.
- CAPETTI, A. **Effects of intake pipe on the volumetric efficiency of an internal combustion engine**. NACA. Washington, p. TM 501. 1929.
- CAVAGLIEIR, M. R.; MOURA, T. M.; DOS SANTOS, R. G. Intake Manifold Tuning: A Methodology to Calibrate the Experimental Bench. **SAE international**, 2013b.
- CAVAGLIERI, M.; MOURA, T. M.; DOS SANTOS, R. G. **An Experimental Approach for Intake Manifold Tuning for Internal Combustion Engines**. 22nd International Congress of Mechanical Engineering (COBEM). Ribeirão Preto, SP, Brazil: ABCM. 2013a.
- CEVIZ, M. A. Intake plenum volume and its influence on the engine performance, cyclic variability and emissions. **Energy Conversion and Management** **48**, 2007. 961-966.
- DE SOUZA, G. R. **Estudo experimental e Numérico do Sistema de Admissão de Um Motor de Combustão Interna**. São Carlos: Escola de Engenharia de São Carlos-USP. Tese de Doutorado, 2010.
- DENNISON, E. S. Inertia supercharging of engine cylinders. **Transactions of the American Society of Mechanical Engineers Oil Gas and Power** **55**, 1933. 53-64.

- EBERHARD, W. W. **A Mathematical model of Ram-Charging Intake Manifolds for Four Stroke Diesel Engines**. Ohio: Ohio State University. Dissertação de Mestrado, 1971.
- ENGELMAN, H. W. **Surge Phenomena in Engine Scavenging**. Wisconsin: University of Wisconsin. Tese de Doutorado, 1953.
- FAHY, F. J. **Sound Intensity**. 2nd. ed. London: E & FN Spon, 1995.
- GARRETT, T. K.; STEEDS, W.; NEWTON, N. **Motor Vehicle**. 13a. ed. [S.l.]: SAE, 2001.
- HAMILTON, L. J. The Effects of Intake Plenum Volume on the Performance of a Small Naturally Aspirated Restricted Engine. **Journal of Engineering for Gas Turbines and Power**, v. 133, January 2011.
- HANRIOT, S. M. **Estudo dos Fenômenos Pulsantes do Escoamento de ar nos Condutos de Admissão em Motores de Combustão Interna**. Belo Horizonte: Departamento de Engenharia Mecânica. UFMG. Tese de Doutorado, 2001.
- HARRISON, M. F.; DUNKLEY, A. The acoustics of racing engine intake systems. **Journal of Sound and Vibration** **271**, 2004. 959-984.
- HATAMURA, K. et al. Mazda's New V6 Gasoline Engine and its Innovative Induction System. **SAE Paper** , 1987.
- HEISLER, H. **Advanced Engine Technology**. [S.l.]: SAE, 1995.
- HEYWOOD, J. B. **Internal Combustion Engine Fundamentals**. London: McGraw-Hill, 1988.
- KINSLER, L. **Fundamentals of Acoustics**. 4a. ed. New Jersey: J. Wiley & Sons, 2000.
- LOFRANO, M.; ARRUDA, J. R.; LÓPEZ, L. M. **Numerical Optimization of Transmission Loss in Compressor Mufflers**. Congress and Exposition in Noise Control Engineering. Rio de Janeiro: [s.n.]. 2005.
- LUMLEY, J. L. **Engines: An Introduction**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1999.
- MORSE, P. M.; BODEN, R. H.; SCHECHTER, H. Acoustic Vibrations and Internal Combustion Engines. **Journal of Applied Physics**, v. 9, p. 16-23, 1938.
- MUNJAL, M. L. **Acoustics of Ducts and Mufflers**. New Jersey: John Wiley & Sons, 1987.
- NUNES, A. **Análise Modal Teórica Experimental Acústica de Cavidades**. Campinas: UNICAMP, 2001.
- NUÑES, I. J. et al. **Investigating the Transmission Loss of Compressor Suction Mufflers Applying Experimental and Numerical Methods**. International Compressor Engineering Conference. Purdue, Indiana, USA: [s.n.]. 2008.

- OHATA, A.; ISHIDA, Y. Dynamic inlet pressure and volumetric efficiency of four cycle engine. **SAE Paper 820407**, 1982.
- PANTON, R. L.; MILLER, J. M. Resonant frequencies of cylinder Helmholtz resonators. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 57, n. 6, p. 1553-1535, 1975.
- PEREIRA, L. V. **Análise Experimental da Defasagem de Abertura das Válvulas de Admissão em Motores de Combustão Interna**. Belo Horizonte: Engenharia Mecânica - PUC Minas. Dissertação de Mestrado, 2004.
- PEREIRA, L. V. **Estudo experimental da influência de um ressonador de volume variável na massa de ar admitida por um motor de combustão interna**. Belo Horizonte: UFMG, 2008.
- PINTO, F. A. N.; PACHECO, W. S. Sound Quality of Exhaust Pipes Through Semi-Active Noise Control. **SAE Brasil**, São Paulo, 2006.
- QUEIROZ, J. M. **Influência de um ressonador de volume variável na vazão mássica em um motor de combustão interna**. Belo Horizonte: PUC-MG, 2011.
- RICARDO, H. R. **Internal Combustion Engine**. US Pat. 1.834.473, 1931.
- RUBAYI, N. A. ACOUSTIC VIBRATIONS IN INTAKE MANIFOLD SYSTEM AND THE SUPERCHARGING OF ENGINES. **Applied Acoustics** 5, 1972. 39-53.
- SCHWALLIE, A. L. **Verification of a Mathematical Model for Intake Manifold Design**. [S.l.]: Ohio State University. Dissertação de Mestrado., 1972.
- SELAMET, A.; LEE, I. Helmholtz Resonator With Extended Neck. **Journal of the Acoustical**, Ohio, v. 113, p. 1975-1985, January 2003.
- SODRE, J. R.; COSTA, R. C.; SILVA, R. H. **Efeitos do Comprimento do Conduto de Admissão na Performance de Um Motor de Combustão Interna**. I Jornada Científica e VI FIPA do CEFET Bambuí. Bambuí-MG: [s.n.]. 2008.
- TAO, Z.; SEYBERT, A. F. **A Review of Current Techniques for Measuring Muffler Transmission Loss**. SAE International. [S.l.]. 2003. (2003-01-1653).
- TAYLOR, C. F. **Análise dos Motores de Combustão Interna**. Cambridge: MIT Press, v. I e II, 1966.
- TAYLOR, C. F.; LIVENGOOD, J. C.; TSAI, D. H. Dynamics in the inlet system of a four-stroke single cylinder engine. **Transactions of the American Society of Mechanical Engineers** 77, 1955. 1133-1145.
- TEETER, C. L. **Increasing the Horsepower Output of Gasoline Engines by Means of a Tuned Intake Manifold System**. Wisconsin: University of Wisconsin. Dissertação de Mestrado, 1951.
- THOMPSON, M. P. **Non-Mechanical supercharging of a Four Stroke Diesel Engine**. Ohio: Ohio State University. Tese de Doutorado, 1968.

THOMPSON, M. P.; ENGELMAN, H. W. The Two Types of Resonance in Intake Tuning. **ASME Diesel and Gas Power Proceedings**, 1969.

WINTERBONE, D. E.; PEARSON, R. J. **Design Techniques for Engine Manifolds**. London: Professional Engineering Publishing Ltd, 1999.

WINTERBONE, D. E.; PEARSON, R. J. **Theory of Engine Manifold Design**. London: Professional Engineering Publishing Ltd, 2000.

ZIENKIEWICZ, O. C.; NEWTON, R. E. **Coupled Vibrations of a Structure Submerged in a Compressible Fluid**. Proceedings of the Symposium on Finite Element Techniques. University of Stuttgart: [s.n.]. 1969.

