Campus de São Carlos

**IDENTIFICAÇÃO E QUANTIFICAÇÃO DO
FENÔMENO DE DETONAÇÃO EM MOTORES
DE COMBUSTÃO INTERNA UTILIZANDO
ANÁLISE ESPECTRAL**

ALEX GIL SANCHES

Orientador: Prof. Dr. Paulo Seleglim Júnior

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**ESCOLA DE ENGENHARIA
DE SÃO CARLOS**

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço: 20.09.02

Ass.: *Amaraflu*

**IDENTIFICAÇÃO E QUANTIFICAÇÃO DO
FENÔMENO DE DETONAÇÃO EM
MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA
UTILIZANDO ANÁLISE ESPECTRAL**

Alex Gil Sanches

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

ORIENTADOR: Prof. Dr. Paulo Seleglim Jr.

DEDALUS - Acervo - EESC

31100037084

São Carlos
2002

Class. TESTE-EESC
Cutt. 5113
Tombo T0216/p2
Sysno 1267878

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

S211i Sanches, Alex Gil
Identificação e quantificação do fenômeno de
detonação em motores de combustão interna utilizando
análise espectral / Alex Gil Sanches. -- São Carlos,
2002.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de
São Carlos-Universidade de São Paulo, 2002.

Área: Engenharia Mecânica

Orientador: Prof. Dr. Paulo Seleglim Jr.

1. Motores de combustão interna. 2. Quantificação de
detonação. 3. Pressão na câmara de combustão.
4. Análise espectral. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **ALEX GIL SANCHES**

Dissertação defendida e julgada em 02-08-2002 perante a Comissão Julgadora:

Prof. Dr. **ANTONIO MOREIRA DOS SANTOS** (Orientador designado)
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Prof. Dr. **JOSMAR DAVILSON PAGLIUSO**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Prof. Dr. **MARIO ROBERTO DA SILVA**
(UNESP/ Campus de Rio Claro)

Prof. Associado **ARTHUR JOSÉ VIEIRA PORTO**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica

Profa. Assoc. **MARIA DO CARMO CALIJURI**
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

*Aos meus pais,
a quem devo tudo o que sou.*

Agradecimentos

Aos meus pais, pela educação e valores fornecidos, que me deram condições de realizar este trabalho.

Aos meus grandes amigos José Antônio da Silva e Felipe Soto Pau, pela excelente companhia e ajuda, desde o compartilhamento de seus equipamentos ao contínuo incentivo e excelente ambiente de trabalho proporcionado.

À Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES, pela bolsa de estudo concedida.

À FAPESP, que, através do Processo Nº 00/05188-8, financiou a bancada de teste onde os dados experimentais desta pesquisa foram levantados.

Ao Prof. Arthur José Vieira Porto, pela cooperação e boa vontade.

A todos os demais professores e colegas, incluindo os funcionários do Laboratório de Motores e do Laboratório de Termodinâmica, pela colaboração e constante apoio, além da Secretaria de Pós-graduação do Departamento de Mecânica, pelas constantes orientações que também muito contribuíram para a realização deste trabalho.

Sumário

Lista de Figuras.....	vi
Resumo.....	ix
Abstract	x
1 Introdução	11
2 Objetivos.....	12
3 Revisão da literatura	13
3.1 Detonação	13
3.1.1 Caracterização.....	13
3.1.2 Tipos de combustão relacionadas à detonação.....	16
3.1.3 Danos causados ao motor.....	16
3.1.4 Fatores de influência.....	17
3.1.5 Medição de detonação.....	19
3.2 Pressão na câmara de combustão.....	20
3.2.1 Aplicações	21
3.3 Análise numérica do sinal de pressão para diagnóstico de detonação.....	22
4 Metodologia.....	24
4.1 Fundamentos	24
4.1.1 Análise de Fourier.....	24
4.1.1.1 Representação de um sinal periódico – Série de Fourier	25
4.1.1.2 Extensão para sinais aperiódicos – Transformada de Fourier	26
4.1.1.3 A função impulso unitário.....	27
4.1.1.4 Transformada de Fourier de sinais periódicos	29
4.1.1.5 Algumas propriedades da Transformada de Fourier.....	30

4.1.1.6	Representação de um sinal discreto periódico – Série de Fourier para Sinais Discretos	33
4.1.1.7	Extensão para sinais discretos aperiódicos – Transformada Discreta de Fourier (DFT).....	34
4.1.2	Filtro Digital.....	35
4.1.3	Amostragem.....	37
4.1.3.1	Amostragem por trem de impulsos.....	38
4.1.3.2	<i>Aliasing</i>	41
4.1.4	Janelas suavizadoras (smoothing windows)	44
4.2	Equipamentos.....	45
4.2.1	Motor.....	45
4.2.2	Sensor de Pressão.....	46
4.2.3	Sensor do Ponto Morto Superior (PMS).....	47
4.2.4	Conversor carga/voltagem	47
4.2.4.1	Calibração do conversor carga/voltagem.....	47
4.2.5	Placa de aquisição.....	49
4.2.6	Software de aquisição	49
4.2.7	LabVIEW®	50
4.3	Preparação do Experimento.....	51
4.3.1	Aquisições preliminares.....	51
4.3.2	Teste do filtro anti-aliasing	61
4.4	Aquisição e tratamento inicial dos dados.....	62
4.5	Programas de análise e procedimento	64
5	Resultados.....	71
6	Conclusões.....	76
7	Referências.....	78
	Bibliografia complementar.....	79
	Anexo – Programas e sub-rotinas desenvolvidas em ambiente LabVIEW® e Matlab®	80

Lista de Figuras

FIGURA 3.1: CURVA DE PRESSÃO MEDIDA NA MÁQUINA DE COMPRESSÃO RÁPIDA PARA DIFERENTES RELAÇÕES COMBUSTÍVEL-AR.....	14
FIGURA 4.1: FUNÇÃO IMPULSO UNITÁRIO.....	28
FIGURA 4.2: FUNÇÃO TREM DE IMPULSOS.....	29
FIGURA 4.3: EXEMPLO GRÁFICO ILUSTRATIVO DO FILTRO IDEAL.....	36
FIGURA 4.4: REPRESENTAÇÃO DO PROCESSO DE AMOSTRAGEM.....	38
FIGURA 4.5: AMOSTRAGEM DE UM SINAL $x(t)$ POR TREM DE IMPULSOS.	38
FIGURA 4.6: OBTENÇÃO DO ESPECTRO DO SINAL AMOSTRADO.....	39
FIGURA 4.7: RECONSTITUIÇÃO DO SINAL ORIGINAL A PARTIR DE SUAS AMOSTRAS (SINAL AMOSTRADO $x_p(t)$).	40
FIGURA 4.8: ESPECTRO DO SINAL $x(t) = \cos(\omega_0 t)$ AMOSTRADO, PARA DIFERENTES ω_0 , NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA, VISUALIZANDO O ALIASING.....	42
FIGURA 4.9: ILUSTRAÇÃO DA OCORRÊNCIA DE ALIASING NA AMOSTRAGEM DE UM SINAL $x(t) = \cos(\omega_0 t)$ PARA DOIS VALORES DE ω_0	43
FIGURA 4.10: EXEMPLO DO USO DE JANELAS SUAVIZADORAS.....	45
FIGURA 4.11: MOTOR UTILIZADO NO EXPERIMENTO.	46
FIGURA 4.12: LOCALIZAÇÃO DO SENSOR DE PRESSÃO.....	46
FIGURA 4.13: CONJUNTO CONVERSOR CARGA/VOLTAGEM E CALIBRADOR.	47
FIGURA 4.14: PLACA DE AQUISIÇÃO.....	49
FIGURA 4.15: PROGRAMA DE AQUISIÇÃO: VIRTUAL BENCH – SCOPE.....	50
FIGURA 4.16: AMOSTRAGEM PRELIMINAR A 250KHz – AVANÇO NORMAL.	52
FIGURA 4.17: CURVA DE PRESSÃO DE UM CICLO SEM DETONAÇÃO.	52
FIGURA 4.18: CURVA DE PRESSÃO DE UM CICLO COM DETONAÇÃO.	53
FIGURA 4.19: COMPARAÇÃO DOS SINAIS DE PRESSÃO DE UM CICLO COM E UM SEM DETONAÇÃO.	53

FIGURA 4.20: ESPECTRO DO SINAL DE PRESSÃO DE UM CICLO SEM DETONAÇÃO – AVANÇO NORMAL.....	54
FIGURA 4.21: ESPECTRO DO SINAL DE PRESSÃO DE UM CICLO COM DETONAÇÃO – AVANÇO NORMAL.....	54
FIGURA 4.22: ESPECTRO DO SINAL DE PRESSÃO DE UM CICLO SEM DETONAÇÃO – AVANÇO NORMAL (ZOOM).	55
FIGURA 4.23: ESPECTRO DO SINAL DE PRESSÃO DE UM CICLO COM DETONAÇÃO – AVANÇO NORMAL (ZOOM).	55
FIGURA 4.24: PICO NO ESPECTRO ATRIBUÍDO À RESSONÂNCIA DO SENSOR DE PRESSÃO (CICLO SEM DETONAÇÃO).....	56
FIGURA 4.25: PICO NO ESPECTRO ATRIBUÍDO À RESSONÂNCIA DO SENSOR DE PRESSÃO (CICLO COM DETONAÇÃO).....	56
FIGURA 4.26: RUÍDO PRESENTE NO SINAL, QUE CAUSA O PICO NO ESPECTRO LOCALIZADO EM 125KHz.....	57
FIGURA 4.27: ESPECTRO DO SINAL DE PRESSÃO SEM DETONAÇÃO – AVANÇO NORMAL (ZOOM ATÉ 40KHz).....	57
FIGURA 4.28: ESPECTRO DO SINAL DE PRESSÃO COM DETONAÇÃO – AVANÇO NORMAL (ZOOM ATÉ 40KHz).....	58
FIGURA 4.29: AMOSTRAGEM PRELIMINAR A 250KHz – IGNIÇÃO AVANÇADA.	58
FIGURA 4.30: CURVA DE PRESSÃO DE UM CICLO COM DETONAÇÃO – IGNIÇÃO AVANÇADA EM 8°.....	59
FIGURA 4.31: ESPECTRO DO SINAL DE PRESSÃO DE UM CICLO COM DETONAÇÃO – IGNIÇÃO AVANÇADA (ZOOM).	59
FIGURA 4.32: PICO NO ESPECTRO ATRIBUÍDO À RESSONÂNCIA DO SENSOR DE PRESSÃO – IGNIÇÃO AVANÇADA.	60
FIGURA 4.33: ESPECTRO DO SINAL DE PRESSÃO COM DETONAÇÃO – IGNIÇÃO AVANÇADA (ZOOM ATÉ 40KHz).....	60
FIGURA 4.34: SINAL DE TESTE ANTES E DEPOIS DO FILTRO ANTI-ALIASING.	61
FIGURA 4.35: ESPECTRO DO SINAL DE TESTE DO FILTRO, ANTES E DEPOIS DE SUA APLICAÇÃO.	62
FIGURA 4.36: TELA INICIAL DO PROGRAMA (AO FUNDO) E CAIXA DE DIÁLOGO PARA ESCOLHA DO SINAL DESEJADO.....	65
FIGURA 4.37: TELA DE DEFINIÇÃO DA PORÇÃO DO SINAL A SER ANALISADO.....	66

FIGURA 4.38: TELA DE ESCOLHA DAS FREQUÊNCIAS DE CORTE E VISUALIZAÇÃO DOS GRÁFICOS E DO ÍNDICE DE DETONAÇÃO.	67
FIGURA 4.39: AJUSTE DA FREQUÊNCIA INFERIOR DO FILTRO PASSA-FAIXA PARA 1500HZ – 2000RPM.	69
FIGURA 4.40: AJUSTE DA FREQUÊNCIA INFERIOR DO FILTRO PASSA-FAIXA PARA 1750HZ – 3000RPM.	69
FIGURA 4.41: AJUSTE DA FREQUÊNCIA INFERIOR DO FILTRO PASSA-FAIXA PARA 2000HZ – 4000RPM.	70
FIGURA 4.42: INTERFACE GRÁFICA (PAINEL) DO PROGRAMA ANÁLISE EM LOTE.VI. ..	70
FIGURA 5.1: ÍNDICES DE DETONAÇÃO DE CADA CICLO OBTIDOS PARA 2000RPM NAS 3 CONDIÇÕES DE AVANÇO.	72
FIGURA 5.2: ÍNDICES DE DETONAÇÃO DE CADA CICLO OBTIDOS PARA 3000RPM NAS 3 CONDIÇÕES DE AVANÇO.	72
FIGURA 5.3: ÍNDICES DE DETONAÇÃO DE CADA CICLO OBTIDOS PARA 4000RPM NAS 3 CONDIÇÕES DE AVANÇO.	72
FIGURA 5.4: MÉDIA DOS ÍNDICES DE DETONAÇÃO OBTIDAS NAS DIFERENTES CONDIÇÕES OPERACIONAIS DO MOTOR.	73
FIGURA 5.5: A) CICLO SEM DETONAÇÃO; B) COM DETONAÇÃO – IGNIÇÃO NORMAL E C) COM DETONAÇÃO – IGNIÇÃO AVANÇADA.	74
FIGURA 5.6: ANÁLISE DE UM CICLO AMOSTRADO SEM FILTROS ANTI-ALIASING.	74

Resumo

Trata do fenômeno da detonação nos motores de combustão interna. Discute os fatores de influência na ocorrência e intensidade de detonação e alguns métodos para sua quantificação. Descreve uma metodologia de quantificação baseada na análise espectral do sinal de pressão da câmara de combustão. A intensidade da detonação é tomada como uma medida da energia das componentes frequenciais do sinal situadas em uma faixa de frequências característica deste fenômeno. Inclui os testes preliminares realizados, os fundamentos matemáticos da amostragem e análise espectral utilizada e a importância destes na interpretação dos resultados. Apresenta os resultados obtidos para três velocidades de operação (2000rpm, 3000rpm e 4000rpm) e três condições de avanço de ignição do motor (avanço de fábrica, ignição avançada em 6° e atrasada em 4°), totalizando 270 ciclos analisados. Comenta as vantagens deste método, que utiliza a pressão da câmara de combustão em vez de sinais de acelerômetros, comumente empregados em sistemas de controle de detonação de motores de ignição por centelha.

Abstract

This work deals with knock in internal combustion engines. The influence factors on knock occurrence and intensity and some quantification methods are discussed. A knock quantification methodology based on spectral analysis of the combustion chamber pressure signal is described. Knock intensity is taken as a measurement of the energy in the frequential components of the signal inside a frequency range characteristic of the phenomenon. It is presented the preliminary tests, the mathematical background of sampling and spectral analysis and their importance in result analysis. It is reported the results for three speeds (2000rpm, 3000rpm and 4000rpm) and tree ignition advance conditions (factory default, ignition advanced in 6 degrees and delayed in 4 degrees), totaling 270 analyzed cycles. The advantages of this method, which employs the combustion chamber pressure, is also commented, over those which use accelerometer signals, commonly employed in knock control systems of spark ignited engines.

1 Introdução

O presente trabalho apresenta uma metodologia de identificação e quantificação do fenômeno da detonação ou auto-ignição em motores de combustão interna.

Constituindo uma ameaça de danos críticos, a detonação limita o projeto dos motores de combustão interna, impedindo que sejam fabricados com características ótimas de rendimento.

Assim, um procedimento numérico para identificar e quantificar a ocorrência da detonação tem papel fundamental no projeto de motores modernos, possibilitando maiores taxas de compressão e um rendimento superior. Uma vez identificada a detonação, o módulo de controle pode atrasar o disparo da centelha de forma a cessar sua ocorrência, ou diminuí-la a níveis aceitáveis. Ao mesmo tempo em que preserva o motor, o módulo permite seu funcionamento no limiar da detonação, possibilitando um avanço de ignição mais próximo do ótimo.

Dessa forma, a análise e identificação de detonação permitem o desenvolvimento de motores mais “inteligentes”, duráveis e econômicos, o que motiva e justifica este estudo.

2 *Objetivos*

Seguindo as considerações anteriores, o objetivo do presente trabalho consiste em um estudo da detonação em motores de combustão interna e a apresentação de uma metodologia de quantificação de sua intensidade.

O objetivo seguinte é a implementação desta metodologia num motor comercial. Inclui-se a montagem de um aparato experimental para medição e aquisição da pressão no interior da câmara de combustão e de um sinal indicativo do ponto morto superior. Esta implementação também requer o desenvolvimento de um programa numérico para a identificação e quantificação da detonação de um dado ciclo de funcionamento de um motor, a partir de dados experimentais da evolução da pressão no interior da câmara de combustão.

3 Revisão da literatura

3.1 Detonação

3.1.1 Caracterização

Dentre as várias causas de mau funcionamento de um motor de combustão interna, a detonação se destaca como um importante fator de perda de potência e durabilidade do motor. TAYLOR (1968) afirma que tem sido dedicada mais pesquisa para este fenômeno que para qualquer outro aspecto do motor de combustão interna.

SUN *et al.* (1996) afirmam que a detonação não só restringe a eficiência do motor, uma vez que limita a taxa de compressão, mas também a máxima pressão média efetiva indicada (*imep* – *indicated mean effective pressure*).

Detonação é o nome dado ao fenômeno da auto-ignição da mistura não queimada, isto é, antes da passagem da frente de chama. Quando isto ocorre, há uma liberação extremamente rápida de grande parte da energia química contida na mistura não queimada, causando pressões locais muito altas e a propagação de ondas de pressão de amplitude substancial através da câmara de combustão (HEYWOOD, 1988).

Segundo FERGUSON (1986), esta propagação da chama muito mais rápida que a normal ocorre principalmente devido ao fato de vários focos de auto-ignição aparecerem quase simultaneamente (o que concorda com as medições de KÖNIG & SHEPPARD e KÖNIG *et al.** *apud* SPICHER *et al.*, 1992) e, além disso, porque o gás

* KÖNIG, G.; SHEPPARD, C. G. W. (1990). *End gas autoignition and knock in a spark ignition engine*. SAE Paper 902135.

KÖNIG, G. *et al.* *Role of exothermic centers on knock initiation and knock damage*. SAE Paper 902136.

não queimado está a uma temperatura elevada, e, portanto, a velocidade da frente de chama laminar é substancialmente aumentada.

Apesar da química da auto-ignição não ser claramente conhecida, TAYLOR (1968) afirma que a teoria mais aceita é a de reação em cadeia. Ensaio em máquinas de compressão rápida, que comprimem a mistura além da pressão de auto-ignição, corroboram esta teoria. Estes ensaios reportaram um atraso do aumento de pressão após uma rápida compressão, explicado por uma taxa de combustão extremamente baixa. Após este atraso, verificou-se o crescente aumento desta, atingindo-se velocidades de reação altíssimas, de forma semelhante a uma reação em cadeia: no início muito lenta, mas chegando a taxas notáveis.

Figura 3.1: Curva de pressão medida na máquina de compressão rápida para diferentes relações combustível-ar.

Na Figura 3.1 são mostradas diferentes curvas de pressão para diferentes relações combustível-ar na máquina de compressão rápida. O ponto A representa o início do movimento do pistão, e o B, seu fim de curso. A brusca desaceleração pode provocar vibração no cabeçote do cilindro, o que causa pequenas oscilações no registro da pressão nesse ponto. Presumivelmente, segundo TAYLOR (1968), o ponto de máxima pressão, C, é aquele em que a reação química é completa. Observa-se um pequeno período de elevação de pressão (A-B) seguido de um rápido aumento de pressão. A reação é completada por um processo tão rápido que o aparato de registro inicia um movimento vibratório rápido, após o ponto C. Assim, as curvas de pressão se ajustam à teoria de reação em cadeia, pois mostram uma taxa de reação que aumenta rapidamente com o tempo.

O combustível utilizado foi o isooctano, e as condições de operação foram: temperatura de admissão: 150°F, taxa de compressão: 12,3, pressão de admissão: 14,7 psia (libras por polegada quadrada absoluta), e relações combustível-ar equivalente indicadas na figura como F_R .

A intensidade da detonação depende da massa de gás não queimado no momento da auto-ignição e da taxa de liberação de energia durante o fenômeno (SUN *et al.*, 1996). KÖNIG & SHEPPARD* *apud* SUN *et al.* (1996) mostram que a intensidade da detonação aumenta quando seu ângulo de início se aproxima progressivamente do ponto morto superior e a massa dos gases não queimados aumenta.

Durante a ocorrência da detonação, surgem oscilações de pressão cuja frequência está normalmente entre 5kHz e 10kHz segundo HEYWOOD (1988) e entre 5kHz e 15kHz segundo POWELL (1993). Esta frequência cai rapidamente devido à diminuição da temperatura dos gases e à variação da forma da câmara de combustão pela movimentação do pistão, o que constitui uma característica marcante do fenômeno (TAYLOR, 1968).

O som característico da detonação, conhecido como “batida de pino”, é resultado das intensas ondas de pressão na câmara de combustão, que provocam a vibração das paredes do cilindro, propagando o som para a atmosfera. Ainda segundo TAYLOR (1968), a altura do som (e as frequências das oscilações de pressão) é determinada pelas frequências naturais das ondas sonoras nos gases. Estas, por sua vez, são governadas pelo tamanho e forma da câmara de combustão e pela velocidade do som nos gases.

* KÖNIG, G.; SHEPPARD, C. G. W. (1990). *End gas auto-ignition and knock in a spark ignition engine*. SAE Paper 902135.

3.1.2 Tipos de combustão relacionadas à detonação

HEYWOOD (1988) define a combustão normal como um processo iniciado unicamente por uma centelha controlada e no qual a frente de chama se move completamente através da câmara de maneira uniforme e a uma velocidade normal. Já a combustão anormal é tratada como um processo no qual a frente de chama pode ser iniciada por uma superfície quente na câmara, tanto antes como após a ignição da centelha, ou no qual parte ou toda a carga é consumida a taxas extremamente elevadas.

Dentre os tipos de combustão anormal, o autor difere *spark knock* de *surface ignition*.

Spark knock é a detonação cíclica audivelmente repetida. É controlável pelo avanço de ignição; sua intensidade aumenta com o avanço da centelha e diminui com o atraso.

Surface ignition é a ignição da mistura ar-combustível por qualquer superfície quente, não causada pela centelha ou pela propagação da frente de chama. Pode ocorrer antes do disparo da centelha (pré-ignição) ou depois (pós-ignição). Nesta categoria (*Surface ignition*) ainda se definem *knocking surface ignition* (detonação precedida de ignição superficial, não controlável pelo avanço de ignição), *nonknocking surface ignition* (ignição superficial que não causa detonação), *run-on* (continuação da ignição após o desligamento do sistema elétrico) e *runaway surface ignition* (ignição superficial que se adianta mais e mais, podendo causar superaquecimento acentuado e danos estruturais ao motor).

3.1.3 Danos causados ao motor

As conseqüências da detonação dependem de sua intensidade e duração. HEYWOOD (1988) lembra que, enquanto branda, não afeta significativamente o desempenho e a durabilidade do motor, mas, se intensa e/ou por períodos prolongados, pode danificá-lo criticamente. Entre as várias falhas observadas, destaca:

- quebra dos anéis do pistão;
- deterioração da junta do cabeçote;
- erosão do cabeçote e do topo e do perímetro do pistão;
- abaulamento e derretimento de partes do pistão.

3.1.4 Fatores de influência

Segundo FERGUSON (1986), a ocorrência da detonação depende do projeto do motor em questão, dos parâmetros operacionais e do tipo de combustível.

Para se obter uma medida padrão da característica detonante de um combustível foi estipulada uma escala na qual são atribuídos números de octana (octanagem) aos combustíveis.

Para medir sua octanagem (também chamada índice antidetonante), um combustível é queimado em um motor padronizado sob condições operacionais também padronizadas. O motor empregado é o CFR (*Cooperative Fuel Research*), que apresenta uma taxa de compressão variável. Dois conjuntos de condições operacionais são utilizados: o método “motor” e o método “pesquisa”.

O procedimento para se medir a octanagem de um combustível em teste é:

- operar o motor CFR com o combustível teste e com as condições operacionais do método “motor” ou “pesquisa”;
- lentamente aumentar a taxa de compressão até que uma quantidade padrão de detonação ocorra;
- na mesma taxa de compressão, operar o motor com misturas dos combustíveis de referência (isooctano e n-heptano);
- o número de octana é a porcentagem de isooctano na mistura que produzir a quantidade padrão de detonação àquela taxa de compressão.

A detonação é medida usando um medidor da ASTM (*American Society for Testing Materials*), que determina a taxa de aumento da pressão.

Diferentes motores são então comparados em termos da octanagem que requerem. Uma medida do requerimento de octanagem de um motor é sua Pressão Média Efetiva Indicada Limitada pela Detonação (*knock limited indicated mean effective pressure – k_{lim}ep*). Quanto maior for a *k_{lim}ep*, menor será a octanagem requerida. Ela é medida aumentando-se a pressão de entrada até que a detonação ocorra; a pressão média efetiva indicada nesta condição é a *k_{lim}ep*.

FERGUSON (1985) apresenta resultados típicos obtidos para relações ar-combustível variáveis, que mostram que misturas aproximadamente estequiométricas apresentam as *klimeps* mais baixas (portanto os maiores requerimentos de octanagem) e que a *klimep* máxima é atingida com misturas muito ricas ($\phi^* \approx 1,6$). Assim, para se obter a máxima potência de um motor sem a ocorrência de detonação, deve-se operar próximo a $\phi = 1,6$ com uma taxa de compressão e pressão de admissão tais que $imep = klimep$.

Quanto à velocidade do motor, TAYLOR (1968) esclarece que seu efeito na detonação depende de como outros parâmetros operacionais são controlados. Em princípio, o aumento da velocidade diminui o tempo disponível para que a auto-ignição ocorra, o que tende a reduzir a tendência à detonação, já que sua ocorrência requer que o atraso da auto-ignição seja menor que o tempo de consumo da mistura pela frente de chama. Por outro lado, com o aumento da velocidade, a temperatura dos gases no final da compressão aumenta, o que diminui este atraso, favorecendo o aparecimento da detonação. FERGUSON (1985) afirma que pela competição destes e de outros fatores concorrentes, alguns motores mostram uma *klimep* crescente com a velocidade, e outros, decrescente.

TAYLOR (1968) conclui que, na faixa operacional do motor, a auto-ignição da mistura não queimada é principalmente regida pela sua temperatura e pelo tempo de compressão (incluindo a compressão resultante do aumento de pressão gerado pela queima dos gases varridos pela frente de chama).

Outras condições operacionais do motor também influenciam muito na ocorrência da detonação. Em resumo, pode-se afirmar que a tendência à detonação é intensificada pelo aumento do avanço de ignição, da taxa de compressão, da pressão e temperatura de entrada e da temperatura do fluido de arrefecimento, já que tendem a aumentar a temperatura dos gases sujeitos à auto-ignição.

O mesmo autor também discorre sobre a influência de alguns aspectos do projeto do motor na tendência à detonação. Câmaras de combustão mais compactas

* Relação equivalente combustível/ar: é a razão entre a relação combustível/ar real e a relação combustível/ar estequiométrica. Para misturas pobres é menor que um; para ricas, maior; e igual a um para misturas estequiométricas.

tendem a apresentar menor requerimento de octanagem, pois diminuem o tempo de combustão pela redução da distância a ser percorrida pela frente de chama. Válvulas especiais, que direcionam o fluxo da mistura (chamadas *shrouded valves*), tendem a inibir a detonação, pois proporcionam menor tempo de combustão, especialmente quando o fluxo é direcionado no sentido tangencial do cilindro. Além disso, diminuem as variações na combustão de ciclo para ciclo, representando outro fator favorável. Pistões côncavos também diminuem a tendência à detonação, por confinarem os gases em regiões cujas paredes estão mais frias, diminuindo a transferência de calor para a mistura, reduzindo sua temperatura final. Outro aspecto levantado para este tipo de pistão (chamado *squish piston*) é a possibilidade da influência do aumento da turbulência. Em contrapartida, maiores diâmetros de cilindro apresentam maiores requerimentos de octanagem, devido ao aumento do tempo de combustão e da temperatura das paredes.

TAYLOR (1968) conclui que o efeito do projeto do motor na ocorrência de detonação é um assunto complexo. Em alguns casos, pequenas mudanças de geometria ou na localização da vela provocam diferenças no requerimento de octanagem maiores que as explicadas pela teoria.

3.1.5 Medição de detonação

A intensidade (gravidade ou potencial de dano) da detonação tem sido caracterizada quantitativamente de diferentes formas. Tradicionalmente, esta medida é obtida a partir do sinal de pressão na câmara de combustão, identificando-se componentes freqüenciais típicos do fenômeno. Estes estão relacionados com a freqüência ressonante da câmara, devido à propagação e reflexão das ondas de pressão, característica do fenômeno (SUN *et al.*, 1996).

A intensidade da detonação pode ser quantificada por dois parâmetros, baseados no sinal de pressão da câmara de combustão processado por um filtro passa-faixa: a máxima amplitude pico-a-pico e o valor RMS deste sinal. Como o dano causado pela detonação depende de sua intensidade e duração, a importância do valor RMS do sinal é evidente (SUN *et al.*, 1996).

Outro método de quantificação é o cálculo da energia do sinal processado por um filtro passa-alta, como proposto por SPICHER *et al.* (1992).

HUDSON C. *et al.* (2001) observa que o valor médio da intensidade de detonação usado para definir o limite entre o ciclo normal e o com detonação não é necessariamente um valor único. Diferentes valores podem ser utilizados para diferentes motores.

Outro parâmetro que caracteriza a detonação é seu ângulo de início. Para determinar este momento, SUN *et al.* (1996), baseados em um grande número de traços de pressão de ciclos detonantes em várias condições de operação, assumiram que há detonação se a taxa de variação da pressão em relação ao ângulo do virabrequim ultrapassar 1,02MPa/°. A precisão deste método foi avaliada em $\pm 0,13^\circ$.

SUN *et al.* (1996), utilizando sensores ópticos de detonação, mostraram boa correlação entre os valores de intensidade de detonação obtidos pelo valor RMS do sinal de pressão processado por um filtro passa-faixa e pelo valor pico-a-pico do sinal de luminosidade, também processado pelo filtro passa-faixa. Além disso, os autores mostraram uma excelente concordância da posição de início da detonação obtida através da derivada do sinal de luminosidade com a obtida pela derivada do sinal de pressão (ambas em relação ao ângulo do virabrequim).

3.2 Pressão na câmara de combustão

Até o desenvolvimento de sensores de pressão eletrônicos nos anos 60, a medição do traço de pressão de um ciclo completo de um motor era impossível (POWELL, 1993).

Um grande número dos automóveis de passageiros de hoje são equipados com sistemas de controle de detonação, tipicamente empregando um ou mais acelerômetros. Este método apresenta uma relação sinal-ruído ruim em altas rotações, devido ao alto nível de ruídos mecânicos presentes, o que não ocorre quando se utiliza a própria pressão da câmara de combustão (SAMIMY & RIZZONI, 1996).

Existem vários tipos de sensores de pressão. Em geral, a pressão do gás atua em um diafragma montado de forma a se produzir um sinal elétrico a partir da deformação de um extensômetro, da própria pressão em um cristal piezelétrico, pela mudança de geometria de um circuito magnético ou da folga de um condensador. Para se assegurar a confiabilidade da medida, é necessária a utilização de um sensor com

frequência natural bem superior a das ondas de pressão a serem medidas, por exemplo 40kHz ou superior.

3.2.1 Aplicações

Sensores eletrônicos de pressão e a capacidade de processamento dos microprocessadores possibilitaram a utilização desta variável fundamental do motor. Segundo POWELL (1993), seu uso tem sido pesquisado para controle ótimo de disparo de centelha, controle de detonação, controle da relação ar-combustível, detecção de falha de ignição e avaliação de temperatura da carga. Assim, a medida da pressão no interior da câmara de combustão tem várias aplicações para controle de motores em tempo real. Nenhuma isoladamente justifica o custo dos sensores, mas talvez a utilização de mais de uma aplicação o faça. Por exemplo, uma implementação pode incluir detecção de falha de ignição, controle de avanço de centelha individual e balanceamento da relação ar-combustível entre os cilindros (POWELL, 1993).

A função básica do controle do disparo da centelha é posicionar o traço de pressão do cilindro com respeito ao movimento do pistão (ângulo do virabrequim) de modo que a eficiência seja maximizada, sem ocorrência de detonação (POWELL, 1993). No caso de realimentação por acelerômetros, em altas rotações o controle é desativado e/ou é usada uma curva de avanço mais atrasada, causando a perda de eficiência e potência do motor (SUN *et al.*, 1996). Uma abordagem alternativa reportada por HOSEY* *apud* POWELL (1993) consiste em se empregar uma curva ótima irrestrita de avanço e retardar o disparo da centelha de cada cilindro independentemente se for detectada a detonação, baseado em um controlador realimentado pelo sinal de pressão. Verificou-se assim um aumento de 10% na potência.

Apesar de se apresentar bastante ruidosa, a determinação da relação ar-combustível através da curva de pressão apresenta vantagens sobre o sensor de zircônio, utilizado atualmente nos gases de escape. Este sistema opera em uma faixa mais ampla, é capaz de medir individualmente em cada cilindro e pode ser usado durante o período de aquecimento do motor. Por outro lado, é possível aplicar um filtro de Kalman

* HOSEY, R. J. (1978). *Closed loop knock adaptive spark timing control based on cylinder pressure*. Stanford, CA. Eng. Deg. thesis, Stanford University. Mar.

(observador) que atenua substancialmente os ruídos da medição, se o modelo da dinâmica desta variável for suficientemente preciso. (POWELL, 1993).

3.3 Análise numérica do sinal de pressão para diagnóstico de detonação

A análise numérica do sinal de pressão tem sido a forma mais utilizada e provavelmente a mais eficiente de se diagnosticar a detonação. Para detectar sua ocorrência, diferentes metodologias de análise do traço de pressão têm sido utilizadas.

HORNER (1995) descreve um método baseado na Transformada Discreta de Fourier (DFT) para utilização embarcada no motor. Geralmente a DFT é evitada, preferindo-se a FFT (Transformada Rápida de Fourier). Entretanto, a FFT é preferida quando o número de pontos a ser processado é uma potência inteira de dois, para o qual o algoritmo é mais eficiente. Outro fator importante é que, para o cálculo da FFT, é necessário que todos os pontos estejam disponíveis na memória da CPU, de forma que a sequência de pontos da representação freqüencial é calculada de uma só vez, apresentando maior requerimento de memória. Já no caso do método proposto baseado na DFT, é possível espalhar o processamento ao longo da aquisição, realizando-se uma parcela do cálculo a cada ponto adquirido em um algoritmo recursivo, que requer menos memória. Além disso, a utilização da DFT permite o cálculo isolado das componentes freqüenciais, concentrando a capacidade de processamento somente nas freqüências de interesse do fenômeno, requerendo ainda menos memória e processamento. Isto faz com que o método seja mais rápido e eficiente que a utilização da FFT, já que neste caso o algoritmo só pode ser iniciado após o término da aquisição e calcula todo o espectro do sinal, desde seu valor DC até a freqüência de Nyquist. É importante observar que a abordagem baseada em DFT descrita é mais atrativa, neste caso, principalmente porque para esta aplicação a faixa de freqüências de interesse já é conhecida e porque se pode aproveitar o tempo entre aquisições consecutivas.

HUDSON C. *et al.* (2001) lembra que a correspondência entre as representações espectrais do sinal original e do sinal amostrado traz dois pontos importantes em análise espectral: o efeito *aliasing* e o efeito “de janela”.

O efeito *aliasing* pode ser evitado utilizando-se filtros analógicos com frequências de corte compatíveis às frequências de interesse do sinal e empregando-se uma taxa de amostragem suficiente, como explicado no item 4.1 *Fundamentos*.

GAO *et al.** *apud* HUDSON C. *et al.* (2001) afirmam que a janela Hamming é a melhor escolha para análise espectral de sinais de detonação.

Outra abordagem numérica encontrada na literatura baseia-se na análise tempo-frequencial do sinal de pressão. SAMIMY & RIZZONI (1996) descrevem este procedimento, comparando os resultados obtidos utilizando-se o sinal de pressão da câmara de combustão e o de acelerômetros no bloco do motor. Gráficos tempo-frequência mostram a liberação abrupta de energia causada pela detonação, indicada pela faixa ampla de frequência no início do fenômeno (uma liberação de energia teoricamente instantânea se distribuiria por todas as frequências). Segue-se, então, um afunilamento da energia do sinal para a frequência de ressonância acústica, que, devido à alteração de temperatura do gás, cai aproximadamente 300Hz em cerca de 1ms, no motor utilizado (2800rpm, plena carga).

* GAO *et al.* (1993). SAE paper 932759.

4 Metodologia

4.1 Fundamentos

Esta seção tem por objetivo fornecer os subsídios que fundamentam este trabalho.

Serão brevemente apresentados alguns tópicos a respeito de Análise de Fourier, que mostram como se pode obter uma representação alternativa de um sinal, na qual explicita-se suas componentes frequenciais, tanto para sinais contínuos como para discretos. Neste contexto estão baseadas, além da representação do sinal no domínio da frequência, as idéias de filtros implementadas no trabalho, bem como a própria teoria de amostragem. O funcionamento dos filtros digitais ideais utilizados no programa de análise é descrito em mais detalhes, apresentando-se um exemplo ilustrativo.

Também são apresentados os fundamentos de amostragem, que descrevem as condições sob as quais um sinal amostrado (discreto) realmente representa o sinal contínuo que o originou. Avaliam-se também os efeitos da não-observância destas condições, mostrando-se o fenômeno conhecido como *aliasing* e ilustrando-o com um caso simples de um sinal senoidal.

4.1.1 Análise de Fourier

A Transformada de Fourier é um método largamente utilizado para análise de sinais, tendo aplicações em várias áreas. Dentre elas, pode-se citar comunicações, radar, sonar, engenharia biomédica, processamento de imagem, espectroscopia, análise metalúrgica, mecânica, geofísica, simulação de sistemas não-lineares, síntese de músicas e análise de dados do mercado de ações (BRIGHAM, 1988).

A Transformada de Fourier (FT) é a representação de uma função no domínio da frequência. Ela contém exatamente a mesma informação da função original, podendo, portanto, ser interpretada como a mesma informação (sinal) sob outra representação.

4.1.1.1 Representação de um sinal periódico – Série de Fourier

Um sinal periódico $x(t)$, de período T_0 , pode ser representado por uma combinação linear de exponenciais complexas harmonicamente relacionadas, chamada de **Série de Fourier** de $x(t)$:

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k e^{jk\omega_0 t}$$

onde

$$a_k = \frac{1}{T_0} \int_{T_0} x(t) e^{-jk\omega_0 t} dt$$

$$\text{e } \omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}.$$

Na definição de a_k , é representada a integral sobre qualquer intervalo de comprimento T_0 . Os termos a_k são chamados de coeficientes de Fourier ou coeficientes espectrais de $x(t)$. Estes coeficientes complexos medem a “porção” do sinal $x(t)$ que está em cada harmônica* da componente fundamental.

Formalmente, nem todos os sinais periódicos podem ser representados por uma Série de Fourier, fazendo-se necessárias algumas condições. Entretanto, para a grande maioria das aplicações, estas condições são satisfeitas, motivo pelo qual não

* Associado a um sinal $x(t) = e^{j\omega_0 t}$, o conjunto de exponenciais complexas harmonicamente relacionadas é definido como $\phi_k(t) = e^{jk\omega_0 t}$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Assim, as harmônicas de uma componente fundamental são oscilações cujas frequências são múltiplas da fundamental.

serão detalhadas aqui. Estas condições podem ser encontradas em OPPENHEIM *et al.*, 1983.

4.1.1.2 Extensão para sinais aperiódicos – Transformada de Fourier

Os resultados obtidos para sinais periódicos podem ser estendidos para se desenvolver uma representação para sinais aperiódicos como combinação linear de exponenciais complexas.

Retomando a fórmula dos coeficientes de Fourier para sinais periódicos, podemos escrever:

$$T_0 a_k = \int_{T_0} x(t) e^{-jk\omega_0 t} dt = \int_{T_0} x(t) e^{-j\omega t} dt \Big|_{\omega=k\omega_0}$$

Se tomarmos ω como uma variável contínua, a última integral representa uma função que corresponde ao envelope de $T_0 a_k$, de forma que estes coeficientes são amostras igualmente espaçadas neste envelope, espaçamento este igual a ω_0 .

Assim, aumentando-se T_0 (e conseqüentemente diminuindo-se ω_0), este envelope é amostrado com cada vez menor espaçamento.

Por outro lado, podemos pensar em um sinal aperiódico como o limite de um sinal periódico cujo período torna-se arbitrariamente grande. Então, tornando-se T_0 arbitrariamente grande, o produto dos coeficientes de Fourier por T_0 torna-se cada vez mais próximas amostras do envelope e, de certa forma, tende para este envelope com $T_0 \rightarrow \infty$.

Assim, podemos tomar este envelope como:

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j\omega t} dt$$

Demonstra-se também que:

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} X(\omega) e^{j\omega t} d\omega$$

$x(t)$ e $X(\omega)$ são referidos como um Par de Fourier, com $X(\omega)$ definido acima chamado de **Transformada de Fourier** de $x(t)$, e $x(t)$ como a **Transformada Inversa de Fourier** de $X(\omega)$.

$X(\omega)$ desempenha o mesmo papel para sinais aperiódicos que a Série de Fourier para sinais periódicos, ou seja, ambos correspondem à decomposição do sinal em uma combinação linear de exponenciais complexas. Para sinais periódicos, estas exponenciais complexas tem amplitudes a_k como definido acima e ocorrem em um conjunto discreto de frequências harmonicamente relacionadas $k\omega_0$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Para sinais aperiódicos, estas exponenciais complexas ocorrem em um contínuo de frequências e tem “amplitude” $X(\omega) \cdot d\omega/2\pi$. Em analogia à terminologia usada para os coeficientes da série de Fourier para sinais periódicos, a transformada $X(\omega)$ de um sinal aperiódico $x(t)$ é comumente referida como o espectro de $x(t)$, uma vez que fornece informações de como $x(t)$ é composto por sinais senoidais de diferentes frequências.

Assim, observa-se que a **Transformada de Fourier** é a representação de uma função no domínio da frequência. Ela contém exatamente a mesma informação da função original, podendo, portanto, ser interpretada como a mesma informação (sinal) sob outra representação.

Como no caso da Série de Fourier, a existência da Transformada de Fourier e da Transformada Inversa de Fourier também requer que algumas condições sejam satisfeitas.

As demonstrações, a prova da convergência da Transformada de Fourier e as condições para que um sinal possa ser representado pela mesma podem ser encontradas em OPPENHEIM *et al.*, 1983.

4.1.1.3 A função impulso unitário

Esta função apresenta algumas características importantes e será bastante utilizada mais adiante. A função impulso unitário é o limite da função pulso, $\delta_\Delta(t)$, definida abaixo, quando Δ tende a zero:

$$\delta_{\Delta}(t) = \begin{cases} 1/\Delta, & 0 \leq t < \Delta \\ 0, & t < 0 \text{ ou } t \geq \Delta \end{cases}$$

Pode então ser representada por:

$$\delta(t) = \begin{cases} \infty, & t = 0 \\ 0, & t \neq 0 \end{cases}$$

Figura 4.1: Função impulso unitário.

A função impulso unitário tem as propriedades:

$$1.) \quad \int_{-\infty}^t \delta(\tau) d\tau = u(t)$$

representando que o impulso tem área unitária e cuja integral é a função degrau unitário (representada por $u(t)$), ou seja $u(t) = 0$ para $t < 0$ e $u(t) = 1$ para $t \geq 0$; e

$$2.) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t-a) f(t) dt = f(a)$$

conhecida como *sifting property* (ou “propriedade peneira”), já que esta integral “escolhe” o valor da função na posição do impulso. Outra forma desta propriedade é baseada apenas na multiplicação, onde o produto da função impulso por uma função qualquer produz a própria função impulso, escalonada pelo valor da função no local do impulso:

$$\delta(t-a) f(t) = \delta(t-a) f(a)$$

A função “trem de impulsos” é uma função periódica (de período T) formada por uma série de impulsos deslocados no tempo:

$$p(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t-kT)$$

Figura 4.2: Função trem de impulsos.

4.1.1.4 Transformada de Fourier de sinais periódicos

Para se chegar a um resultado geral, considere um sinal $x(t)$ cuja Transformada de Fourier, $X(\omega)$, consiste em um impulso de área 2π em $\omega = \omega_0$:

$$X(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$$

Para se determinar tal sinal $x(t)$, basta aplicar a Transformada Inversa de Fourier:

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi\delta(\omega - \omega_0) e^{j\omega t} d\omega = e^{j\omega_0 t}$$

Estendendo este resultado, se $X(\omega)$ for uma combinação linear de impulsos igualmente espaçados na frequência, da forma:

$$X(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} 2\pi a_k \delta(\omega - k\omega_0)$$

Então, pela propriedade da linearidade (veja Algumas Propriedades da Transformada de Fourier, a seguir):

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k e^{jk\omega_0 t}$$

Esta equação corresponde à representação da Série de Fourier de um sinal periódico $x(t)$. Portanto, a Transformada de Fourier de um sinal periódico, cujos coeficientes da Série de Fourier são dados por a_k , pode ser representada por um trem de impulsos em frequências harmonicamente relacionadas, na qual a área do impulso na k -ésima frequência harmônica $k\omega_0$ é 2π vezes o k -ésimo coeficiente de Fourier a_k .

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k e^{jk\omega_0 t} \xleftrightarrow{\mathcal{F}} X(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} 2\pi a_k \delta(\omega - k\omega_0)$$

Por exemplo, seja o sinal periódico $p(t)$, de período T , o trem de impulsos dado por:

$$p(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - kT)$$

Os coeficientes de sua Série de Fourier são dados por:

$$a_k = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - nT) e^{-jk\omega_0 t} dt = \frac{1}{T}$$

Então, aplicando o resultado acima, temos que sua Transformada de Fourier é:

$$P(\omega) = \frac{2\pi}{T} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\omega - k\omega_0)$$

4.1.1.5 Algumas propriedades da Transformada de Fourier

Linearidade

Sejam dois pares de Fourier representados da seguinte forma:

$$\begin{aligned} x_1(t) &\xleftrightarrow{\mathcal{F}} X_1(\omega) \\ x_2(t) &\xleftrightarrow{\mathcal{F}} X_2(\omega) \end{aligned}$$

Então:

$$ax_1(t) + bx_2(t) \xleftrightarrow{\mathcal{F}} aX_1(\omega) + bX_2(\omega)$$

Deslocamento no domínio do tempo

Se

$$x(t) \xleftrightarrow{\mathcal{F}} X(\omega)$$

então

$$x(t - t_0) \xleftrightarrow{\mathcal{F}} e^{-j\omega t_0} X(\omega)$$

Isto é, um deslocamento no domínio do tempo corresponde, no domínio da frequência, à multiplicação do espectro do sinal original por um sinal oscilatório, ou seja, à modulação do espectro original pelo sinal $e^{-j\omega t_0}$.

É interessante observar que um deslocamento no tempo não altera a magnitude do espectro do sinal original, já que o módulo de $e^{-j\omega t_0}$ é unitário. Assim, o efeito do deslocamento no tempo é introduzir um deslocamento na fase da transformada do sinal original.

Escalonamento no tempo e em frequência

Se

$$x(t) \xleftrightarrow{\mathcal{F}} X(\omega)$$

então

$$x(at) \xleftrightarrow{\mathcal{F}} \frac{1}{|a|} X\left(\frac{\omega}{a}\right)$$

Ou seja, afora o fator $1/|a|$, escalonar no tempo por um fator a corresponde a um escalonamento no domínio da frequência por um fator $1/a$ e vice-versa. Uma ilustração comum desta relação é o efeito na frequência que resulta quando uma fita de áudio é gravada em uma velocidade e reproduzida em outra. Se a velocidade de reprodução é maior que a de gravação, correspondendo a uma compressão no tempo (isto é, $a > 1$), então o espectro é expandido em frequência, isto é, o efeito audível é que as frequências de reprodução são maiores. No caso oposto, de uma expansão no tempo (velocidade de reprodução menor que a de gravação), o som obtido se torna mais grave que o original, evidenciando um estreitamento do espectro para frequências menores.

Convolução

Uma das propriedades mais importantes da Transformada de Fourier com respeito a sistemas lineares invariantes no tempo é o seu efeito na operação de convolução. Considere um sistema com resposta ao impulso unitário $h(t)$, saída $y(t)$ e entrada $x(t)$, de tal forma que:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau)h(t-\tau)d\tau = h(t) * x(t)$$

Então, a Transformada de Fourier de $y(t)$ é da forma:

$$Y(\omega) = H(\omega)X(\omega)$$

Isto equivale a dizer que a convolução no domínio do tempo corresponde à multiplicação no domínio da frequência, o que é de grande utilidade no estudo de sistemas lineares invariantes no tempo, já que podemos trabalhar com operações mais simples no domínio da frequência.

Modulação

A multiplicação de um sinal por outro pode ser entendida como um sinal sendo usado para regular proporcionalmente ou *modular* a amplitude de outro. Desta forma, a multiplicação de dois sinais frequentemente é chamada de **modulação de amplitude**.

Demonstra-se que:

$$r(t) = s(t)p(t) \xleftrightarrow{\mathcal{F}} R(\omega) = \frac{1}{2\pi} (S(\omega) * P(\omega))$$

Relação de Parseval

Se $x(t)$ e $X(\omega)$ são um par de Fourier, então:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |X(\omega)|^2 d\omega$$

A integral à esquerda da igualdade acima é a energia total no sinal $x(t)$. A Relação de Parseval diz que a energia total do sinal pode ser obtida tanto computando-se a energia por unidade de tempo ($|x(t)|^2$) e integrando-se sobre todo o tempo quanto computando a energia por unidade de frequência ($|X(\omega)|^2 / 2\pi$) e integrando-se sobre todas as frequências.

Como a energia de um sinal periódico é infinita (já que um sinal periódico é infinito), a não ser que $x(t) = 0$, a equação acima não é útil para esta classe de sinais. Entretanto, para sinais periódicos há uma relação análoga:

$$\frac{1}{T_0} \int_{T_0} |x(t)|^2 dt = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} |a_k|^2$$

onde a_k são os coeficientes da série de Fourier de $x(t)$ e T_0 é seu período.

Portanto, para sinais periódicos, a Relação de Parseval expressa a energia de um período do sinal em função dos seus coeficientes da Série de Fourier. Além disso, a quantidade $|a_k|^2$ pode ser interpretada como a energia por período do sinal contribuída pela k -ésima harmônica.

4.1.1.6 Representação de um sinal discreto periódico – Série de Fourier para Sinais Discretos

Um sinal de tempo discreto $x[n]$ é periódico se para algum valor positivo N :

$$x[n] = x[n + N]$$

Por exemplo, a exponencial complexa $e^{j(2\pi/N)n}$ é periódica com período N . Além disso, o conjunto de todas as exponenciais complexas de período N é dado por:

$$\phi_k[n] = e^{jk(2\pi/N)n}, \quad k = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Todos estes sinais tem frequências múltiplas da frequência fundamental $2\pi/N$, e portanto são harmonicamente relacionados.

Uma importante diferença entre sinais harmonicamente relacionados em tempo contínuo e discreto é o fato de todos os sinais contínuos $\phi_k(t) = e^{jk\omega_0 t}$ serem distintos, ao passo que em seus análogos discretos mostrados acima há apenas N sinais distintos, já que $e^{j(k+N)(2\pi/N)n} = e^{jk(2\pi/N)n} e^{j2n\pi} = e^{jk(2\pi/N)n}$. Portanto:

$$\phi_k[n] = \phi_{k+N}[n]$$

Desta forma, uma combinação linear destas exponenciais discretas complexas necessita apenas de N termos, e, já que as funções discretas $\phi_k[n]$ são distintas somente para k em uma faixa de N valores sucessivos, uma representação de um sinal periódico $x[n]$ deste tipo pode ser dada por:

$$x[n] = \sum_{k=\langle N \rangle} a_k \phi_k[n] = \sum_{k=\langle N \rangle} a_k e^{jk(2\pi/N)n}$$

Estas somatórias representam a soma onde k varia entre quaisquer N valores inteiros sucessivos.

A equação anterior é chamada de **Série de Fourier para Sinais Discretos**, onde os coeficientes a_k são dados por:

$$a_k = \frac{1}{N} \sum_{n=\langle N \rangle} x[n] e^{-jk(2\pi/N)n}$$

Desta forma, um sinal discreto periódico $x[n]$ pode ser representado por uma soma finita, de N termos, o que não ocorre em geral para o caso contínuo.

Este resultado se deve ao fato de o sinal discreto $x[n]$ ser completamente definido por um número finito de parâmetros, notadamente os valores da seqüência. A Série de Fourier para Sinais Discretos apenas muda a representação deste sinal, que continua representado por um número finito de parâmetros, agora os coeficientes a_k .

Outro fato importante, consequência do exposto acima, é que para o caso discreto não há condições para a convergência da série. Isto porque os coeficientes a_k podem ser obtidos através de um sistema de N equações a N incógnitas, através da substituição de cada valor da seqüência $x[n]$ na fórmula de sua representação através da Série de Fourier para Sinais Discretos. Prova-se que estas equações são linearmente independentes, o que permite a solução para se obter as N incógnitas a_k (de fato, este é o método utilizado para a obtenção da fórmula destes coeficientes).

4.1.1.7 Extensão para sinais discretos aperiódicos – Transformada Discreta de Fourier (DFT)

Seja um sinal discreto finito $x[n]$, isto é, existe um inteiro N_1 tal que $x[n] = 0$ fora do intervalo $0 \leq n \leq N_1 - 1$ e seja o sinal discreto periódico $\tilde{x}[n]$, de período $N \geq N_1$, igual a $x[n]$ para um período, tal que:

$$\tilde{x}[n] = x[n], \quad 0 \leq n \leq N - 1$$

Os coeficientes da Série Discreta de Fourier para $\tilde{x}[n]$ são dados por:

$$a_k = \frac{1}{N} \sum_{n=\langle N \rangle} \tilde{x}[n] e^{-jk(2\pi/N)n}$$

Escolhendo o intervalo da somatória onde $\tilde{x}[n] = x[n]$, obtemos:

$$a_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-jk(2\pi/N)n}$$

Analogamente ao caso contínuo, podemos multiplicar os coeficientes a_k pelo “período” discreto, no caso N , e definimos:

$$X(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-jk(2\pi/N)n}$$

Esta é a definição da **Transformada Discreta de Fourier (DFT)** do sinal $x[n]$, denotada por $X(k)$. Esta notação difere da apresentada por OPPENHEIM *et al.*, 1983, sendo utilizada neste trabalho por coincidir com a implementada no *software LabVIEW™*.

Observa-se que o espectro calculado pela DFT de um sinal discreto finito dado corresponde aos coeficientes da Série Discreta de Fourier de um sinal periódico, cujo período é exatamente o sinal dado.

O sinal $x[n]$ pode ser reconstituído facilmente, já que $X(k) = Na_k$, utilizando a relação abaixo, a **Transformada Discreta Inversa de Fourier (IDFT)**:

$$x[n] = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(k) e^{jk(2\pi/N)n}$$

Apesar da única restrição de N ser apenas $N \geq N_1$, geralmente utiliza-se $N = N_1$, como padrão. Entretanto, o sinal $x[n]$ pode ser completado com zeros para se obter o mesmo resultado nas subrotinas numéricas. Isto é bastante útil em geral para se utilizar um algoritmo rápido para esta transformada, a **Transformada Rápida de Fourier (FFT)**, que requer algumas restrições com relação ao número de pontos do sinal. No *software LabVIEW™*, segundo consta em seu manual, utiliza-se a FFT quando o número de pontos é uma potência inteira de 2, aplicando-se o algoritmo *split-radix*. Quando o número de pontos do sinal não é uma potência inteira de 2, a Transformada Discreta de Fourier é calculada aplicando-se o algoritmo *chirp-z*.

4.1.2 Filtro Digital

O programa de análise, descrito no próximo item, utiliza filtros digitais ideais tipo passa-baixa e passa-faixa. A idéia central dos filtros elaborados é retirar a

Filtro Digital

faixa de frequências não desejadas, no domínio da frequência, e então voltar ao domínio do tempo.

Para implementar esta idéia, calcula-se a Transformada de Fourier do sinal original e multiplica-se a função obtida por uma função janela (igual a zero para as frequências que se quer rejeitar e a um para as outras). Então, o resultado final é calculado aplicando-se a Transformada Inversa de Fourier, obtendo-se um sinal semelhante ao original, cuja diferença está nas componentes frequenciais removidas, ou seja, filtradas.

O exemplo gráfico da Figura 4.3 ilustra o procedimento para um filtro tipo passa-baixa:

Figura 4.3: Exemplo gráfico ilustrativo do filtro ideal.

A Figura 4.3a mostra o sinal original, no domínio temporal. Calcula-se sua Transformada de Fourier (por exemplo, utilizando a FFT), cujo módulo, ou seja, o espectro de potência pode ser visto na Figura 4.3b.

Como o filtro deste exemplo é do tipo passa-baixa, as componentes frequenciais a serem removidas são aquelas acima da frequência de corte escolhida. Então, a função janela utilizada é igual a zero para frequências maiores que a frequência

Filtro Digital

de corte, e a um para as demais. Multiplicando esta pela Transformada de Fourier do sinal, obtém-se a sequência representada pela Figura 4.3c, que é idêntica à anterior (Figura 4.3b) para frequências abaixo da frequência de corte, e zero para as demais. Então, aplica-se a Transformada Inversa de Fourier (IFFT) e obtém-se um sinal sem as componentes de alta frequência do sinal original, mas com componentes idênticas para frequências abaixo da frequência de corte. Gera-se assim um sinal filtrado, como mostra a Figura 4.3d, em vermelho, juntamente com o sinal original.

4.1.3 Amostragem

O processo de amostragem permite representar um sinal a partir de valores instantâneos ou amostras igualmente espaçadas no tempo.

Apesar deste trabalho se referir aos sinais como sendo fisicamente a tensão gerados por sensores, sua interpretação é bem mais geral, referindo-se a outros tipos de sinais.

Por exemplo, considerando um filme como um sinal, podemos representá-lo como uma sequência de imagens instantâneas de uma cena em mudança contínua. Quando estas amostras são observadas a uma taxa suficientemente alta, percebemos uma representação acurada de uma cena em movimento contínuo.

Como outro exemplo, podemos citar imagens impressas, que consistem em uma matriz refinada de pontos. Se as amostras estiverem suficientemente próximas, a imagem parece ser espacialmente contínua, apesar de sua representação em termos de amostras se tornar evidente sob a inspeção de uma lente de aumento.

Em geral, na ausência de condições adicionais, não se pode esperar que um sinal possa ser unicamente determinado por uma sequência de amostras igualmente espaçadas no tempo. De forma geral, há um número infinito de sinais que podem produzir um dado conjunto de amostras.

Entretanto, se a banda do sinal for limitada (isto é, se o sinal for composto apenas por frequências inferiores a uma frequência limite finita) e se as amostras forem tomadas suficientemente próximas, então as amostras especificam unicamente o sinal, e este pode ser perfeitamente reconstruído. Esta afirmação é conhecida como o

Teorema da Amostragem, e será apresentada matematicamente a seguir, onde será precisado o que são “amostras suficientemente próximas”.

4.1.3.1 Amostragem por trem de impulsos

Figura 4.4: Representação do processo de amostragem.

Uma representação matemática da operação de se tomar amostras periódicas de um sinal contínuo $x(t)$ é a modulação deste sinal pela função trem de impulsos, usando a “propriedade peneira” anteriormente.

Então, o sinal amostrado $x_p(t)$ pode ser representado como uma série de impulsos:

$$x_p(t) = \cdots + \delta(t+T)x(-T) + \delta(t)x(0) + \delta(t-T)x(T) + \delta(t-2T)x(2T) + \cdots$$

Ou seja:

$$x_p(t) = x(t)p(t)$$

$$x_p(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(t)\delta(t-kT)$$

Figura 4.5: Amostragem de um sinal $x(t)$ por trem de impulsos.

Por isto, a função trem de impulsos é chamada de **função de amostragem**. Pela propriedade da modulação, temos:

$$X_p(\omega) = \frac{1}{2\pi} [X(\omega) * P(\omega)]$$

Lembrando que:

$$P(\omega) = \frac{2\pi}{T} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\omega - k\omega_s)$$

Onde $\omega_s = \frac{2\pi}{T}$ é a frequência de amostragem, e, utilizando a “propriedade peneira”, chegamos a:

$$X_p(\omega) = \frac{1}{T} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} X(\omega - k\omega_s)$$

Isto mostra que $X_p(\omega)$ é uma função periódica da frequência e consiste em uma soma infinita de réplicas de $X(\omega)$ deslocadas e escalonadas por um fator $1/T$, como ilustra a figura abaixo:

Figura 4.6: Obtenção do espectro do sinal amostrado.

Observa-se na figura acima que, se $X(\omega) = 0$ para $|\omega| > \omega_M$ (isto é, o sinal $x(t)$ tem banda limitada em ω_M), não há sobreposição das réplicas de $X(\omega)$ em $X_p(\omega)$ se a frequência de amostragem é tal que $\omega_s - \omega_M > \omega_M$, ou, equivalentemente,

se $\omega_s > 2\omega_M$. Neste caso, as réplicas de $X(\omega)$ não sofrem distorção pela soma com as réplicas vizinhas.

Conseqüentemente, se $\omega_s > 2\omega_M$, $x(t)$ pode ser recuperado exatamente a partir de $x_p(t)$ através de um filtro passa-baixa ideal de ganho T e frequência de corte maior que ω_M e menor que $\omega_s - \omega_M$, como é mostrado ilustrativamente na figura abaixo, no domínio da frequência:

Figura 4.7: Reconstituição do sinal original a partir de suas amostras (sinal amostrado $x_p(t)$).

Este resultado, conhecido como **Teorema da Amostragem**, pode ser enunciado da seguinte forma:

“Seja $x(t)$ um sinal de banda limitada com $X(\omega) = 0$ para $|\omega| > \omega_M$. Então, $x(t)$ é unicamente determinado por suas amostras $x(nT)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ se $\omega_s > 2\omega_M$, onde $\omega_s = \frac{2\pi}{T}$.”

Dadas estas amostras, o sinal $x(t)$ pode ser reconstruído gerando-se um trem de impulsos, cujas amplitudes são os valores das amostras. Este trem de impulsos é então processado por um filtro passa-baixa ideal de ganho T e

frequência de corte maior que ω_M e menor que $\omega_s - \omega_M$. O sinal resultante será exatamente igual a $x(t)$ ”.

Este resultado implica no importante fato de que, para as condições do teorema acima, não há perda de informação no processo de amostragem. Desta forma, a substituição do sinal analógico por suas amostras, para efeito de processamento em computadores digitais, não causa nenhuma distorção ou erro ao se desprezar todos os outros pontos do sinal que não foram amostrados.

A maior frequência do sinal que pode ser representada corretamente após a amostragem obedecendo-se o teorema acima, ou seja, a metade da frequência de amostragem ($\omega_s / 2$), é também chamada de **Frequência de Nyquist**^{*}.

Entretanto, na prática, os sinais não são, em geral, de banda limitada. Para se lidar com este problema, utilizam-se filtros analógicos passa-baixa no sinal antes da amostragem, com uma frequência de corte maior que a de suas componentes de interesse. Então, a aquisição é efetuada com uma taxa de pelo menos duas vezes a frequência de corte do filtro. Apesar dos filtros reais não eliminarem completamente todas as componentes frequenciais acima da frequência de corte (por não apresentarem um comportamento ideal), eles atenuam estas componentes indesejáveis de tal forma que a energia destas se torna desprezível em relação a das componentes de interesse, de forma que a distorção acarretada é também desprezível. Estes filtros, que limitam a banda do sinal, para adequá-lo às condições do Teorema da Amostragem, são chamados filtros *anti-aliasing*, por evitar o fenômeno de *aliasing*, descrito no item a seguir.

4.1.3.2 *Aliasing*

Aliasing é o nome dado à má representação de um sinal amostrado quando as condições do Teorema da Amostragem não são satisfeitas.

Na figura da obtenção do espectro de um sinal amostrado, observa-se que se $\omega_s - \omega_M < \omega_M$, ou seja, se $\omega_s < 2\omega_M$, há a sobreposição das réplicas do espectro de $x(t)$, de forma que a parte próxima a $-\omega_M$ da cópia seguinte é somada à anterior, em

^{*} Embora a definição de Frequência de Nyquist adotada neste trabalho seja metade da frequência de amostragem, como adotada por FRANKLIN & POWELL (1980), outros autores, incluindo OPPENHEIM *et al.* (1983), a consideram como sendo igual à frequência de amostragem.

uma frequência menor que ω_M . Ao se tentar recuperar este sinal amostrado, através de um filtro passa-baixa como mostrado anteriormente (com frequência de corte igual a $\omega_s/2$, por exemplo), as componentes de frequência acima da frequência de corte não aparecerão no sinal obtido. Além disso, estas componentes aparecerão somadas em frequências inferiores (já que são o final da próxima réplica, sobreposta à primeira).

Para uma melhor visualização, seja o caso simples do sinal $x(t) = \cos(\omega_0 t)$. O espectro $X(\omega)$ do sinal é mostrado na figura abaixo, onde foram ilustrativamente diferenciados os impulsos em ω_0 daqueles em $-\omega_0$. Também é mostrado o espectro do sinal amostrado, $X_p(\omega)$, para diferentes valores de ω_0 , fixando-se a frequência de amostragem ω_s . Além disso, é ilustrado em linha tracejada o filtro passa-baixa de reconstituição do sinal com $\omega_c = \omega_s/2$.

Figura 4.8: Espectro do sinal $x(t) = \cos(\omega_0 t)$ amostrado, para diferentes ω_0 , no domínio da frequência, visualizando o aliasing.

Observa-se que não ocorre o fenômeno de *aliasing* nos dois primeiros casos, já que $\omega_0 < \omega_s/2$, ocorrendo nos dois seguintes. Para cada caso, o sinal recuperado (através da filtragem mencionada acima), $x_r(t)$, é dado por:

$$(a) \quad \omega_0 = \frac{\omega_s}{6}; \quad x_r(t) = \cos(\omega_0 t) = x(t)$$

$$(b) \quad \omega_0 = \frac{2\omega_s}{6}; \quad x_r(t) = \cos(\omega_0 t) = x(t)$$

$$(c) \quad \omega_0 = \frac{4\omega_s}{6}; \quad x_r(t) = \cos[(\omega_s - \omega_0)t] \neq x(t)$$

$$(d) \quad \omega_0 = \frac{5\omega_s}{6}; \quad x_r(t) = \cos[(\omega_s - \omega_0)t] \neq x(t)$$

Quando ocorre o *aliasing*, apesar do sinal recuperado apresentar os mesmos valores que o original nas respectivas amostras, a frequência original ω_0 assume a “identidade” (ou *alias*) de uma frequência mais baixa (no caso, $\omega_s - \omega_0$). Para $\omega_s/2 < \omega_0 < \omega_s$, com o aumento de ω_0 , a frequência resultante $\omega_s - \omega_0$ diminui. Por exemplo, quando $\omega_0 = \omega_s$, o sinal reconstruído é constante (frequência nula).

A figura abaixo mostra o sinal original, suas amostras e o sinal reconstruído para os dois casos onde ocorre o *aliasing*:

Figura 4.9: Ilustração da ocorrência de *aliasing* na amostragem de um sinal $x(t) = \cos(\omega_0 t)$ para dois valores de ω_0 .

Apesar de requerer alguns cuidados especiais na amostragem de sinais, há aplicações úteis do conceito de *aliasing*, como por exemplo, o efeito estroboscópico e o osciloscópio.

4.1.4 Janelas suavizadoras (smoothing windows)

Em aplicações práticas de amostragem de sinais, mesmo observando-se as condições do **Teorema da Amostragem** (veja no item 4.1.3 *Amostragem*), só é possível amostrar-se uma porção finita do sinal. Por outro lado, quando se utiliza a DFT (ou FFT) para a obtenção do conteúdo freqüencial de um sinal, o procedimento assume que o dado a ser analisado é um único período de uma forma de onda periódica.

Como, em geral, o início e o final do sinal não apresentam o mesmo valor e derivadas, são geradas descontinuidades quando o sinal discreto é repetido para a formação do sinal periódico.

Estas descontinuidades “artificiais”, por sua vez, são compostas de freqüências muito altas, as quais, quando maiores que a de Nyquist, são refletidas para freqüências menores (entre 0 e $\omega_s/2$) pelo fenômeno do *aliasing*, e este espectro da descontinuidade (que não estava presente no sinal original) é integrado ao do sinal. O espectro resultante mostra que o sinal apresenta energia nas outras freqüências, como se ela tivesse “vazado” para todas as outras freqüências. Por isso, este fenômeno é chamado de “vazamento espectral” (*spectral leakage*).

Para reduzir este problema, são utilizadas as chamadas **Janelas Suavizadoras** (*Smoothing Windows*), que são funções geralmente suaves e cujos valores (sempre positivos) decaem nas proximidades das extremidades. Estas funções são multiplicadas ao sinal original, reduzindo as descontinuidades nas extremidades e, assim, reduzem o vazamento espectral. Há vários tipos de janelas suavizadoras, cada uma com sua respectiva representação matemática.

Tomemos como ilustração o sinal discreto obtido pela amostragem do sinal $s = \sin(2\pi \cdot 80,5 \cdot t) + 0,001 \sin(2\pi \cdot 60,2 \cdot t)$, entre 0 e 1s com 512 pontos.

A Transformada de Fourier do sinal contínuo seria dois impulsos nas freqüências 80,5Hz e 60,2Hz (este último menor, uma vez que sua amplitude é mil vezes menor), já que são as duas componentes freqüenciais do sinal. Entretanto, como está

sendo utilizado o sinal discreto, a Transformada Discreta de Fourier (DFT), e o sinal não corresponde a um número inteiro de ciclos para nenhuma das duas frequências, ocorre o vazamento espectral ou *spectral leakage*.

Na figura abaixo é mostrado o espectro do sinal amostrado em azul (em escala logarítmica), onde se observa que o vazamento espectral é tão intenso que oculta completamente o pico esperado para a frequência da oscilação de menor amplitude. Em vermelho, no mesmo sistema de coordenadas, é plotado o espectro do sinal “janelado”, ou seja, multiplicado pela função janela (neste exemplo, foi utilizada uma janela Hanning). Observa-se claramente que a utilização da função janela foi suficiente para evidenciar a presença da outra componente frequencial, de menor energia.

Figura 4.10: Exemplo do uso de janelas suavizadoras

4.2 Equipamentos

4.2.1 Motor

O motor utilizado nos experimentos, ao qual os dados de pressão se referem, foi o GM2-522, álcool 4 cilindros, 2,0 litros, montado no dinamômetro do Laboratório de Motores como mostrado na Figura 4.11:

Figura 4.11: Motor utilizado no experimento.

Após a observação da estrutura do motor, em especial das galerias para a circulação de água de arrefecimento, o cabeçote foi furado para possibilitar a medida da pressão no interior da câmara de combustão. A pressão foi tomada no primeiro cilindro, para facilitar a instalação do sensor, no local mostrado em detalhe na Figura 4.12.

Figura 4.12: Localização do sensor de pressão.

4.2.2 Sensor de Pressão

O sensor de pressão utilizado foi um sensor piezelétrico, da marca AVL, modelo 8 QP 500ca, que apresenta as características descritas abaixo:

Coeficiente de sensibilidade à temperatura.....	$\pm 0,01\%/^{\circ}\text{C}$
Faixa de medição dinâmica	0 - 150 bar (2175psi)
Sensibilidade (nominal).....	11 pC/bar
Resolução.....	0,004 bar
Capacitância.....	3,1 pF
Frequência natural	100 kHz
Amortecimento.....	0,35 (decremento logarítmico)
Sensibilidade à aceleração	0,002 bar/g (g é a ac. gravitacional)
Linearidade	$< \pm 0,6\%$ do fundo de escala
Massa	14 g

4.2.3 Sensor do Ponto Morto Superior (PMS)

O pacote de equipamentos da marca AVL para a medição da pressão na câmara de combustão também consta de um disco de alumínio com uma marcação em aço, o qual foi cuidadosamente parafusado ao volante do motor.

Fixado na carcaça do motor, um sensor magnético detecta a passagem da marcação em aço, gerando um sinal elétrico indicando o PMS.

4.2.4 Conversor carga/voltagem

O sinal gerado pelo sensor (carga elétrica) alimenta o conversor carga/voltagem e amplificador da marca AVL, modelo 3059C-A01.1, que o transforma em uma voltagem configurável. Este equipamento é mostrado na Figura 4.13: Conjunto Conversor carga/voltagem e calibrador..

Figura 4.13: Conjunto Conversor carga/voltagem e calibrador.

4.2.4.1 Calibração do conversor carga/voltagem

A calibração foi realizada utilizando-se um módulo próprio para este fim, também da marca AVL, o calibrador **Charge Calibrator 3054-A01**. O procedimento descrito abaixo foi fornecido pelo fabricante, no manual do respectivo equipamento.

O transdutor piezelétrico utilizado tem ótima linearidade, o que permite escrever:

$$Q = k \cdot P$$

onde Q é a carga gerada pelo transdutor (em C), k é a constante do transdutor (em C/bar) e P é a pressão sentida pelo transdutor (em bar).

Procedimento de calibração realizado:

Constante do transdutor $k = 12 \text{ pC/bar}$.

Pressão de calibração: $P = 40 \text{ bar}$.

Carga de calibração: $Q = k \cdot P = 480 \text{ pC}$.

A calibração foi realizada seguindo-se o seguinte algoritmo:

- 1.) Ajuste do controle do calibrador para o número 480;
- 2.) Seleção da faixa (*range*) do calibrador de acordo com a carga máxima, na coluna da direita. No caso, $Q_{MAX} = 1000 \text{ pC}$, o que corresponde a *range* = 10;
- 3.) Ligação do amplificador e posicione o botão *TIME CONST* em *GND*;
- 4.) Conexão a saída do calibrador na entrada do amplificador;
- 5.) Posicionamento do *range* para o obtido no passo 2 (no caso, *range* = 10);
- 6.) Posicionamento do botão *TIME CONST* em *LONG*;
- 7.) Conexão de um osciloscópio na saída do amplificador e pressione o botão *GND*;
- 8.) Ajuste do zero do osciloscópio e pressione o botão *CAL* no calibrador.
- 9.) Ajuste do potenciômetro de ganho do amplificador (*GAIN*) para obter um valor desejado (dentro da faixa permitida) da altura do pulso retangular gerado, no caso, 4,5V.
- 10.) Então, o amplificador está calibrado, pois a pressão de calibração (40bar) corresponde agora a uma tensão de 4,5V. Assim, o ganho geral do conversor carga/voltagem é:

$$G = \frac{4,5 \text{ V}}{40 \text{ bar}} = 0,1125 \text{ V/bar}$$

4.2.5 Placa de aquisição

O sinal proveniente do conversor carga/voltagem (em Volts) é captado pela placa de aquisição da marca National Instruments®, modelo DAQScope AT-5102 (Figura 4.14), que apresenta dois canais com conversores A/D de 8 bits, capazes de uma frequência de amostragem máxima de 20MSPS (*Mega Samples Per Second* – 20 milhões de amostras por segundo). Esta placa é conectada diretamente no conector AT do computador, ficando as entradas disponíveis na sua parte posterior, em conectores BNC.

Figura 4.14: Placa de aquisição.

4.2.6 Software de aquisição

O sinal proveniente do amplificador foi adquirido e a forma de onda obtida foi gravada em disquete em formato texto, para análise posterior. A aquisição de dados foi realizada utilizando-se o *software Virtual Bench – Scope v.2.1.1*, que acompanha a placa de aquisição e é baseado em LabVIEW (veja o item 4.2.7 LabVIEW®). A tela deste programa pode ser vista na Figura 4.15, abaixo. A interface do programa assemelha-se a um osciloscópio, onde se controla o ganho vertical (no “botão” *Volts/div*), a posição vertical (*V. Position*), a base de tempo, que é a escala do tempo, ou quantos segundos por

divisão horizontal (*Timebase*), além dos controles dos canais e *triggers*. Além disso, ele permite a seleção do tamanho do *buffer* (quantidade de memória reservada aos dados da aquisição) a ser utilizado, da frequência de amostragem, do *hardware* a ser utilizado e de alguns processamentos matemáticos simples, como ganho, deslocamento e média dos *n* últimos pontos.

Figura 4.15: Programa de aquisição: Virtual Bench – Scope

4.2.7 LabVIEW®

LabVIEW (*Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*) é um ambiente de desenvolvimento baseado na linguagem gráfica de programação G. É conveniente e próprio para comunicação com *hardware*, como instrumentos e placas de aquisição. Apresenta extensas bibliotecas de funções ou subprogramas para diversas finalidades, como aquisição, apresentação de dados, análise numérica, comunicação, etc. Difere dos sistemas de programação convencionais por não usar uma linguagem de programação baseada em texto, mas uma gráfica, onde os programas são criados na forma de diagramas de blocos.

O programa de análise do sinal de pressão, visualização e apresentação dos resultados foi desenvolvido em ambiente *LabVIEW*. Ele lê os dados gravados em formato texto (ASCII) pelo software de aquisição mencionado acima e executa a análise. Detalhes do programa são apresentados no item 4.4 *Aquisição e tratamento inicial dos dados*.

4.3 Preparação do Experimento

4.3.1 Aquisições preliminares

Como descrito anteriormente no item 4.1.3 *Amostragem*, o uso indiscriminado de uma frequência de amostragem qualquer pode causar uma má representação do sinal devido à ocorrência de *aliasing*. Desta forma, é importante se ter um conhecimento, *a priori*, do sinal a ser amostrado para uma escolha apropriada da taxa de amostragem. Além disso, é também importante para a determinação das regiões de interesse do sinal (no domínio da frequência) para a escolha da frequência de corte do filtro *anti-aliasing*.

A fim de se obter estas informações a respeito do sinal da pressão, foi realizada uma aquisição, sem filtros *anti-aliasing*, com uma alta taxa de amostragem, de 250kHz (duzentos e cinquenta mil amostras por segundo). Com isto foi possível levantar o espectro do sinal até altas frequências, (125kHz – metade da frequência de amostragem).

Nesta etapa preliminar, foi amostrada a pressão da câmara de combustão para duas condições operacionais do motor, uma com avanço de ignição normal (original de fábrica) e a outra com a ignição avançada em 8°, favorecendo e intensificando a detonação no motor (ambas a 3000rpm, 100% de abertura de borboleta).

Na condição de avanço normal foram analisados dois ciclos, um com e outro sem detonação. A amostragem pode ser vista na Figura 4.16, onde se observa o sinal da pressão em azul e o sinal do PMS em vermelho. Também foram destacados os ciclos utilizados para a análise.

Figura 4.16: Amostragem preliminar a 250KHz – avanço normal.

O gráfico mostra que o funcionamento do motor não é uniforme em todos os ciclos, onde se percebem diversos níveis de detonação.

Com o auxílio do sinal indicativo do PMS, foram isolados, da amostragem anterior, um ciclo sem detonação, mostrado na Figura 4.17, e um com detonação, mostrado na Figura 4.18.

Figura 4.17: Curva de pressão de um ciclo sem detonação.

Figura 4.18: Curva de pressão de um ciclo com detonação.

Para uma melhor visualização da diferença entre os ciclos com e sem detonação, eles foram plotados na figura abaixo, sobrepostos e na mesma escala.

Figura 4.19: Comparação dos sinais de pressão de um ciclo com e um sem detonação.

Foram levantados os espectros destes sinais, mostrados na Figura 4.20 (ciclo sem detonação) e na Figura 4.21 (ciclo com detonação). Nota-se que a energia do sinal está muito concentrada em baixas frequências, e inclusive o valor médio do sinal é considerável, o que causa o alto valor observado para a frequência nula. Assim, como o valor máximo do espectro é comparativamente muito maior que os que queremos observar, uma aproximação (*zoom*) nas áreas de menor amplitude se faz bastante útil, como visto na Figura 4.22 (sem detonação) e na Figura 4.23 (com detonação).

Figura 4.20: Espectro do sinal de pressão de um ciclo sem detonação – avanço normal.

Figura 4.21: Espectro do sinal de pressão de um ciclo com detonação – avanço normal.

Tanto a Figura 4.22 quanto a Figura 4.23 mostram dois picos claros localizados nas frequências 91,5kHz (aproximadamente) e 125kHz, indicando a presença destas componentes no sinal da pressão. Entretanto, podemos concluir que nenhuma destas componentes frequenciais fazia parte da evolução da pressão no cilindro (com esta intensidade), elas aparecem assim apenas no sinal elétrico gerado pelo conjunto sensor – conversor carga/voltagem. O mesmo ocorre na aquisição subsequente, com ignição avançada, como pode ser visto na Figura 4.31.

Figura 4.22: Espectro do sinal de pressão de um ciclo sem detonação – avanço normal (zoom).

Figura 4.23: Espectro do sinal de pressão de um ciclo com detonação – avanço normal (zoom).

O primeiro pico, que ocorre em aproximadamente 91,5kHz, está muito próximo da frequência de ressonância do transdutor informada pelo fabricante (100kHz), sendo possivelmente sua frequência de ressonância real. Este pico representa assim uma amplificação intensa, pelo sensor de pressão, destas componentes frequenciais presentes na pressão do cilindro e/ou na vibração do motor (que, embora pouco, sensibiliza o transdutor). A Figura 4.24 e a Figura 4.25 apresentam um *zoom* deste pico. O outro ciclo analisado também apresentou este pico, exatamente nesta frequência (veja Figura 4.32).

Figura 4.24: Pico no espectro atribuído à ressonância do sensor de pressão (ciclo sem detonação).

Figura 4.25: Pico no espectro atribuído à ressonância do sensor de pressão (ciclo com detonação).

O segundo pico, localizado em 125kHz, se deve ao fato de a placa de aquisição utilizada ser de apenas 8 bits, de forma que o sinal é quantizado em apenas 256 níveis. Devido a ruídos presentes ou à característica da placa de aquisição, conversor A/D amostra o sinal ora no nível de quantização superior, ora no inferior, gerando um sinal amostrado semelhante a um "dente de serra" (quando ligados os pontos amostrados), cuja frequência é exatamente metade da frequência de aquisição, já que o ciclo é formado por apenas 2 pontos, um no nível superior e um no inferior. Este tipo de ruído se mostra presente (e abundante) em todas as aquisições realizadas, e é mostrado na Figura 4.26.

Figura 4.26: Ruído presente no sinal, que causa o pico no espectro localizado em 125kHz.

Entretanto, estas discrepâncias do sinal original são facilmente corrigíveis. Quanto à ressonância do sensor de pressão, o filtro *anti-aliasing* a eliminará, pois sua frequência de corte será muito menor que 91.500Hz. Já para o ruído de quantização, o filtro *anti-aliasing* não será de grande ajuda, uma vez que é intrínseco ao processo de amostragem, que é subsequente à filtragem. Porém, uma vez amostrado ele pode ser facilmente eliminado com filtros digitais implementados computacionalmente, onde se trabalha com 64 bits, de forma que o sinal pode ser “alisado”, fazendo com que as discrepâncias entre o sinal filtrado e o analógico sejam mínimas.

Para uma melhor visualização da região de interesse do sinal, onde se espera que a detonação seja reconhecida, é mostrado nas figuras abaixo outro *zoom* do espectro, para frequências até 40kHz, para comparação entre os ciclos com e sem detonação.

Figura 4.27: Espectro do sinal de pressão sem detonação – avanço normal (zoom até 40kHz).

Figura 4.28: Espectro do sinal de pressão com detonação – avanço normal (zoom até 40kHz).

A diferença entre os ciclos com e sem detonação é evidente também no espectro. No caso com detonação, observa-se que o espectro (desconsiderando o ruído de fundo) se estende até 7kHz ou 8kHz, enquanto no outro ele não passa de 3kHz.

Para avaliar outros ciclos com detonação mais acentuada, a ignição foi avançada e realizada nova amostragem. Esta nova amostragem é mostrada na Figura 4.29, onde se destaca o ciclo utilizado para o levantamento do espectro. O primeiro ciclo mostrado, que apresenta um pico de pressão ainda mais acentuado, não foi utilizado porque houve, neste caso, a saturação do conversor A/D, pois a pressão excedeu os valores esperados, o mesmo ocorrendo com a tensão que a representava.

Figura 4.29: Amostragem preliminar a 250KHz – ignição avançada.

O ciclo indicado pode ser visualizado na Figura 4.30, abaixo, onde se observa a intensa detonação, indicada pelas fortes oscilações na curva da pressão.

Figura 4.30: Curva de pressão de um ciclo com detonação – ignição avançada em 8° .

Seguem abaixo os gráficos do espectro deste sinal, na mesma escala e condições de *zoom* utilizados nos correspondentes da amostragem com avanço de fábrica.

Figura 4.31: Espectro do sinal de pressão de um ciclo com detonação – ignição avançada (zoom).

Figura 4.32: Pico no espectro atribuído à ressonância do sensor de pressão – ignição avançada.

Figura 4.33: Espectro do sinal de pressão com detonação – ignição avançada (zoom até 40kHz).

Na figura acima, observamos uma pequena elevação do espectro entre aproximadamente 14kHz e 17kHz, mas, mesmo neste ciclo com intensa detonação, não há nada além de ruídos a partir de 20kHz. Desta forma, como queremos identificar componentes frequenciais inferiores a 20kHz, podemos utilizar este valor como frequência de corte, e uma taxa de amostragem de 40kHz, obedecendo o Teorema da Amostragem (ver item 4.1.3 Amostragem).

4.3.2 Teste do filtro anti-aliasing

Para avaliar a resposta do filtro analógico, foi efetuada a aquisição de um sinal de teste, para se comparar a frequência de corte ajustada no dispositivo com a indicada pelo espectro deste sinal, bem como avaliar o ganho do filtro.

O sinal utilizado foi a onda quadrada gerada pelo Calibrador 3054-A01, já que este era um sinal sabidamente de banda espalhada (teoricamente ilimitada), onde se poderia evidenciar o efeito da filtragem.

Nos dois canais da placa de aquisição (descrita no item 4.2.5) foram conectados o cabo do sinal de calibração e a saída do filtro, alimentado pelo mesmo sinal. Para melhor visualização da filtragem, foi utilizada uma frequência de corte de 200Hz. Estes sinais podem ser vistos na Figura 4.34, onde se representa em azul o sinal antes e em vermelho o sinal depois do filtro.

Figura 4.34: Sinal de teste antes e depois do filtro anti-aliasing.

O espectro dos dois sinais foi então calculado e um *zoom* é apresentado na Figura 4.35, nas proximidades da frequência de corte, sendo o filtrado em vermelho e o original em azul.

Figura 4.35: Espectro do sinal de teste do filtro, antes e depois de sua aplicação.

Observa-se que, como esperado, os espectros são semelhantes antes de 200Hz, mas o espectro filtrado praticamente se anula após este ponto, o que confirma a boa regulagem do filtro. Um inconveniente observado foi o ganho introduzido pelo filtro, que alterou o valor de regime. Entretanto, foi verificado que este ganho é independente da frequência de corte, de modo que é facilmente corrigível introduzindo-o na conversão de voltagem (V) para pressão (bar). Este ganho (atenuação do filtro) foi estimado em aproximadamente:

$$G_f = \frac{V_s}{V_e} = \frac{3,7}{4,5} \cong 0,82$$

Há que se ressaltar que, uma vez que este trabalho é focado nas frequências do sinal, não requer grande precisão no valor da pressão em bar.

4.4 Aquisição e tratamento inicial dos dados

As aquisições preliminares possibilitaram um melhor conhecimento tanto dos sinais a serem amostrados como do próprio equipamento utilizado. Permitiu a definição da frequência de amostragem, de 40kHz, do ganho do filtro e do conversor carga/voltagem, da frequência de corte do filtro e da frequência de ressonância do sensor de pressão utilizado.

A partir destas informações, foi realizada a amostragem da pressão na câmara de combustão e do sinal indicativo do ponto morto superior (PMS), para nove condições de operação do motor, todas à plena carga, sendo três velocidades (2000rpm, 3000rpm e 4000rpm) e, para cada, três condições de avanço de ignição: o ajuste original de fábrica (referido como *normal*), a ignição avançada (o ajuste original avançado em 6°) e a ignição atrasada (ajuste normal atrasado em 4°).

Devido à variabilidade do comportamento do motor, evidenciada nos ensaios preliminares, realizou-se a aquisição durante um intervalo de tempo suficiente para uma amostragem de pelo menos 30 ciclos completos do motor, para a obtenção de um índice médio de detonação, muito mais representativo que a condição de um único ciclo. Totalizaram-se, portanto, 270 ciclos amostrados, utilizando-se o *software Virtual Bench – Scope*, descrito no item 4.2.6 *Software de aquisição*.

Por se tratar de um sinal semelhante a um sinal periódico, durante o intervalo de tempo amostrado, o sinal da pressão com todos os ciclos amostrados apresentaria um espectro com valores muito altos e muito baixos. Isto porque, como visto no item 4.1.1.4 *Transformada de Fourier de sinais periódicos*, a Transformada de Fourier de sinais periódicos é uma série de impulsos. Obviamente, devido à utilização da Transformada Discreta de Fourier, os valores obtidos não seriam infinitos, também porque o sinal não é infinito nem exatamente periódico. Entretanto, apresentaria uma grande discrepância entre os valores muito altos e os muito baixos.

Além disso, como a aquisição não foi disparada exatamente no início de um ciclo, verificar-se-ia também o vazamento espectral. Isto seria extremamente inconveniente, uma vez que se objetiva a medição da energia de certas componentes espectrais, o que seria completamente alterado.

Devido a estes fatos, decidiu-se calcular o índice de detonação de cada ciclo individualmente. Pela característica da DFT, como visto no item 4.1.1.4 *Transformada de Fourier de sinais periódicos*, o índice de detonação é calculado como se o sinal da pressão fosse periódico, com período igual ao ciclo dado, isto é, como se todos os infinitos ciclos deste sinal fossem exatamente iguais ao analisado. Esta abordagem também é vantajosa com respeito ao vazamento espectral, haja vista que o sinal de um ciclo individual, do início da admissão ao final da exaustão, sempre começa e termina com pressões muito menores (pressões manométricas próximas a zero) que as observadas

durante as etapas de compressão e expansão, para um motor aspirado à plena carga. Por este motivo, o uso de janelas suavizadoras apresenta um efeito inexpressivo, como verificado em testes, motivo pelo qual não foram utilizadas no cálculo do índice de detonação. Estes testes mostraram sua influência apenas nos valores máximos dos picos, notadamente na frequência nula (por diminuir o valor médio do sinal) e na de Nyquist, por atenuar os ruídos com esta frequência, sobretudo no início e final do sinal.

Para isolar cada ciclo, foram desenvolvidos dois programas em *LabVIEW*[®], o **Seleciona ciclos.vi** e o **Grava ciclos individuais.vi**. Os painéis e diagramas de blocos destes programas são apresentados no Anexo.

O primeiro tem como entrada o arquivo ASCII gerado pelo programa de aquisição (escolhido pelo usuário), do conjunto dos ciclos amostrados, contendo uma coluna referente ao tempo, uma à pressão e a última ao sinal indicativo do PMS. Então, o programa seleciona um número *n* de ciclos, iniciando depois de um índice posicionador *i* aproximado, ambos fornecidos pelo usuário (o usuário escolhe o valor inicial deste posicionador a partir de um gráfico). Este conjunto de ciclos tem início e fim nos picos do sinal do PMS, referentes, respectivamente, ao começo da admissão do primeiro ciclo e ao final da exaustão do último, pois o programa distingue os picos referentes ao fim da compressão dos do início da admissão.

O segundo, **Grava ciclos individuais.vi**, utiliza o anterior como sub-rotina e, lendo o arquivo amostrado (também selecionado pelo usuário), escolhe os 30 primeiros ciclos, um de cada vez, atualizando o índice posicionador, mostrando o sinal em um gráfico (para certificar-se que o algoritmo de escolha dos ciclos funcionou adequadamente) e gravando-os em arquivos separados. Executado nas nove aquisições efetuadas, fornece 270 arquivos, cada qual correspondendo a um ciclo individual do motor. Estes dois programas e seus respectivos códigos-fonte (diagramas do *LabVIEW*[®]) são apresentados no Apêndice.

4.5 Programas de análise e procedimento

Foram desenvolvidos dois programas de análise (bibliotecas do *LabVIEW*[®], que se constituem do(s) programa(s) principal(is) e sub-programas utilizados). O programa principal de ambos é baseado no mesmo algoritmo, que efetua o cálculo do

índice de detonação. Um deles calcula o índice de detonação de um único ciclo, enquanto o outro tem por objetivo o cálculo em lote dos índices de um conjunto de ciclos. Os diagramas de blocos de todos os programas e sub-rotinas (programas-fonte) são apresentados no Anexo.

O índice de detonação está relacionado com a energia do sinal em uma faixa de frequências definida pelo usuário, e é calculado como a integral do espectro de potência do sinal da pressão entre as frequências de corte do filtro passa-faixa.

O programa principal referido acima lê os dados de pressão em formato ASCII, previamente gravados pelos programas de tratamento inicial dos dados, e calcula um parâmetro indicativo da intensidade da detonação. Mostra gráficos do sinal de pressão adquirido e deste sinal processado por filtros, para eliminação de ruídos e para visualização das oscilações de pressão decorrentes da detonação (saída do filtro passa-faixa). Além disso, mostra o gráfico espectro de potência dos sinais filtrados e o valor calculado indicativo da intensidade de detonação.

Segue abaixo seu algoritmo comentado, ilustrado com as telas do programa:

Figura 4.36: Tela inicial do programa (ao fundo) e caixa de diálogo para escolha do sinal desejado.

- ✓ Lê dados de pressão do arquivo ASCII. Esta tarefa é realizada pelo *sub-vi* (subprograma) *Leitura de pressão.vi*. Abre caixa de diálogo para procura do

arquivo desejado. Elimina cabeçalho e indicativo de fim de arquivo e converte os dados de *string* para *numerical array*. Calcula frequência e período de amostragem e número de pontos.

- ✓ Mostra a frequência de amostragem (f_a) e número de pontos encontrados (N) na tela.
- ✓ Introduce a correção do ganho do filtro *anti-aliasing* e do conversor carga/voltagem;
- ✓ Lê número de pontos a se processar (n) e instante inicial para análise (t_i).
- ✓ Repita:
 - ✓ Se o instante final (t_f) calculado for maior que o instante final da aquisição ($t_f > t_i + n \times \Delta$), completa o sinal com zeros.
 - ✓ Extrai a faixa de interesse do sinal (p).
 - ✓ Mostra no gráfico a porção do sinal selecionado.
- ✓ Até o usuário pressionar o botão CONTINUAR.

Figura 4.37: Tela de definição da porção do sinal a ser analisado.

- ✓ Repita:

- ✓ Aplica filtro passa-baixa em p para eliminação de ruídos com a frequência de corte do filtro passa-baixa (f_{cb}) selecionada pelo usuário. Mostra sinal obtido (p_b) sobre o gráfico do sinal p .
- ✓ Aplica filtro passa-faixa em p para visualização das oscilações de pressão decorrentes da ocorrência da detonação, utilizando a frequência de corte 1 do filtro passa-faixa e frequência de corte 2 do filtro passa-faixa. Mostra a curva do sinal obtido (p_f).
- ✓ Calcula o espectro de potência de p_b e mostra em gráfico, para frequências até a de Nyquist (despreza a parcela redundante do espectro, o que ocorre para sinais reais).
- ✓ Calcula o espectro de potência de p_f e mostra em gráfico, eliminando as frequências superiores a de Nyquist e calcula sua integral (d), pelo método 1/3 de Simpson. Mostra d na tela como um indicativo da intensidade da detonação.
- ✓ Até o usuário pressionar o botão STOP.
- ✓ Fim da execução.

Figura 4.38: Tela de escolha das frequências de corte e visualização dos gráficos e do índice de detonação.

Na Figura 4.38, observa-se no gráfico superior esquerdo a curva de pressão amostrada (em vermelho) e a mesma após a filtragem para eliminação de ruídos. À direita, é mostrado o espectro de potência desta última. Abaixo e à esquerda, o gráfico mostrado refere-se às oscilações de pressão decorrentes da detonação, ou seja, as componentes frequenciais do sinal de pressão amostrado situadas entre as frequências de corte do filtro passa-faixa, definidas pelo usuário. Por fim, à direita deste último é mostrado seu espectro de potência. Nos gráficos de pressão, as ordenadas estão em bar e as abscissas em segundos, e a frequência, nos gráficos de espectro, estão em Hz.

Um dos programas desenvolvidos, a **Análise de Detonação.lib**, é voltado a uma análise individual de um ciclo, ou um arquivo de entrada, enquanto o outro, **Detonação lib.lib**, utiliza este algoritmo como sub-programa em um laço de repetição, com os devidos ajustes, efetuando o cálculo do índice de detonação dos 30 ciclos de cada condição operacional do motor, de uma só vez.

O **Análise de Detonação.lib**, cujo programa principal é o mostrado acima, foi utilizado para se definir as frequências de corte a serem utilizadas no cálculo do índice de detonação. Foi necessária sua utilização para se testar interativa e iterativamente as frequências de corte para um mesmo ciclo, o que não é possível no segundo, cujo objetivo é calcular o índice de detonação para todos os ciclos, a partir dos mesmos parâmetros, não fornecendo a opção da interatividade na escolha das frequências para os diferentes ciclos de uma mesma condição operacional.

Para se definir as frequências de corte, tomou-se um ciclo sem detonação, verificado tanto pelo seu baixo índice de detonação como visualmente pela sua curva de pressão, e variou-se a frequência de corte do filtro passa-baixa para a eliminação de ruídos do sinal. Escolheu-se então a menor frequência que resultou, na saída do filtro passa-baixa, um sinal bem representativo do amostrado, eliminando apenas o ruído de quantização. Tomou-se então este valor como a frequência inferior do filtro passa-faixa. Esta escolha teve por objetivo eliminar as componentes frequenciais que caracterizam um ciclo normal de funcionamento do motor. O valor escolhido para a frequência superior do filtro passa-faixa não foi o máximo, ou seja, 20kHz – a frequência de Nyquist, para não incluir a energia do ruído de quantização. Escolheu-se então 19500Hz, suficiente para excluir este efeito, como verificado no espectro do sinal.

A tabela abaixo mostra os valores da frequência de corte inferior do filtro passa-faixa obtidos para as três velocidades de operação do motor. As figuras subsequentes apresentam as curvas superpostas do sinal amostrado antes e após processado por um filtro passa-baixa, com as frequências de corte apresentadas na tabela, incluindo um *zoom* para a melhor visualização na região do pico da pressão.

Velocidade do motor (rpm)	Frequência (Hz)
2000	1500
3000	1750
4000	2000

Figura 4.39: Ajuste da frequência inferior do filtro passa-faixa para 1500Hz – 2000rpm.

Figura 4.40: Ajuste da frequência inferior do filtro passa-faixa para 1750Hz – 3000rpm.

Figura 4.41: Ajuste da frequência inferior do filtro passa-faixa para 2000Hz – 4000rpm.

Levantadas as faixas de frequência para o cálculo do índice de detonação, que corresponderá à parcela da energia do sinal referente a estas componentes frequenciais, o segundo programa, **Detonação lib.llb**, pôde ser executado. Este programa faz a leitura dos 30 ciclos previamente gravados pelo **Grava ciclos individuais.vi** (para cada condição operacional do motor) em um diretório pré-determinado e calcula o índice de detonação para cada um, apresentando sua média e um gráfico para a visualização dos valores individuais, além de gravar estes valores em um arquivo texto. A interface gráfica do programa principal do **Detonação lib.llb**, o **Análise em lote.vi**, é mostrada na figura abaixo.

Figura 4.42: Interface gráfica (painel) do programa **Análise em lote.vi**.

5 Resultados

Executando-se o **Detonação lib.IIb** para as nove condições operacionais do motor, foram obtidos os índices de detonação para os 270 ciclos amostrados. Os resultados, apresentados nas figuras 5.1 a 5.4, mais uma vez, evidenciam o comportamento irregular do motor, no que tange ao processo de combustão, mesmo coletando-se os dados após o período de aquecimento do motor e provendo um intervalo de tempo após as mudanças das condições operacionais.

Outro fato observado foi a ocorrência de consideráveis níveis de detonação, mesmo com o avanço de ignição do fabricante, bem como a de ciclos sem detonação, mesmo com a ignição avançada. Isto mostra que o avanço imposto na ignição aumentou a tendência à ocorrência de detonação, o que não implica que todos os ciclos necessariamente teriam de apresentar níveis mais elevados de detonação. Da mesma forma, o avanço normal de fábrica não impede a ocorrência de detonação, mas sim reduz seu aparecimento.

Apesar da detonação ocorrer de forma bem mais intensa em altas rotações, os resultados indicam que o motor utilizado é mais suscetível à detonação em baixas rotações, o que pode ser comprovado observando-se os índices de detonação para avanço normal, mostrados nas figuras abaixo. Observa-se que a 4000rpm, o motor não apresentou nenhum ciclo com detonação considerável para o avanço de fábrica (normal).

A alta intensidade de detonação para rotações elevadas é explicada pela diminuição do tempo de troca térmica dos gases no cilindro, diminuindo a perda relativa de calor e elevando a pressão do final da compressão. Além disso, o motor fica muito mais aquecido a rotações mais altas, o que também contribuiu para a intensificação da detonação. O fator que normalmente contrabalançaria os anteriores seria a diminuição do tempo disponível para a ocorrência da reação em cadeia, que demanda certo atraso,

mas no caso em questão, com ignição avançada, isto não só elimina este efeito como introduz o principal, que é o aumento da pressão no PMS devido à queima prematura da mistura.

Figura 5.1: Índices de detonação de cada ciclo obtidos para 2000rpm nas 3 condições de avanço.

Figura 5.2: Índices de detonação de cada ciclo obtidos para 3000rpm nas 3 condições de avanço.

Figura 5.3: Índices de detonação de cada ciclo obtidos para 4000rpm nas 3 condições de avanço.

É interessante observar que um ciclo sem detonação não apresenta índice igual a zero, devido aos ruídos do espectro, que, quando integrados, resultam em um residual. Entretanto, podemos dizer que um ciclo não apresentou detonação se seu índice estiver próximo a este residual, que é cerca de 0,3 a 0,5.

As médias dos índices de detonação encontradas comprovam o fato de que aumentando o avanço de ignição aumenta a tendência à detonação. Elas também indicam que para este motor a detonação é mais intensa (quando ocorre) em altas rotações. A tabela abaixo mostra as médias dos ciclos encontrados, onde se nota que a 4000rpm o valor é semelhante ao que ocorre nas outras rotações, para a ignição normal e atrasada, e é radicalmente maior para ignição avançada. A seguir é mostrado um gráfico de barras das médias em função da rotação do motor e do avanço de ignição (observar que foi utilizada escala logarítmica para melhor visualização).

Rotação	Avanço		
	Atrasado	Normal	Adiantado
2000	0,288	0,490	0,633
3000	0,405	0,517	1,515
4000	0,529	0,571	7,312

Tabela 5.1: Médias dos índices de detonação obtidas nas diferentes condições operacionais do motor.

Figura 5.4: Média dos índices de detonação obtidas nas diferentes condições operacionais do motor.

O aumento da detonação para a condição de ignição avançada pode ser visualizado também comparando-se os ciclos com detonação para ignição avançada e normal, como mostrado na Figura 5.5, todos à plena carga.

Os resultados individuais de cada ciclo para cada condição operacional do motor são apresentados na tabela 5.2.

Figura 5.5: a) ciclo sem detonação; b) com detonação – ignição normal e c) com detonação – ignição avançada.

Durante a fase de testes foi amostrado um ciclo sem o uso do filtro *anti-aliasing*, cuja análise ilustra a importância deste e dos ensaios e aquisições preliminares.

A execução do programa **Análise de Detonação.Ilb** para este ciclo é mostrada na figura abaixo, onde se observa um pico no espectro da detonação por volta de 11kHz a 12kHz. Aquilo que poderia dar a errônea interpretação de uma característica muito peculiar do fenômeno ou do motor, revela-se apenas como sendo a ressonância do sensor de pressão (avaliado nos ensaios preliminares em cerca de 91,5kHz), que, devido à ocorrência de *aliasing*, apresentou seu pico refletido na faixa entre 0 e 20kHz (vide item 4.1.3.2 *Aliasing*).

De fato, subtraindo um múltiplo inteiro da frequência de amostragem da frequência de pico de ressonância, cujo resultado, em módulo, esteja entre 0 e 20kHz, temos: $91500 - 2 \times 40000 = 11500$. Ou seja, as componentes frequenciais da ressonância do sensor são refletidas para cerca de 11,5kHz, concordando com o observado abaixo.

Figura 5.6: Análise de um ciclo amostrado sem filtros anti-aliasing.

2000			3000			4000		
atrasado	normal	adiantado	atrasado	normal	adiantado	atrasado	normal	adiantado
0,29309	0,36747	0,36440	0,55744	0,41049	7,20850	0,46199	0,55064	0,58775
0,28348	0,28687	0,32848	0,50852	0,43351	0,35592	0,54591	0,54569	12,78428
0,26869	0,31503	0,30553	0,50574	0,46514	4,96662	0,49772	0,59265	0,60234
0,28260	2,39012	0,28482	0,47527	0,48705	0,40207	0,50060	0,58440	0,66935
0,27481	0,31407	0,31432	0,39777	0,45103	2,51583	0,51991	0,56742	4,18513
0,27390	0,31405	3,74063	0,35009	0,54341	0,40083	0,49334	0,64491	0,54765
0,27692	0,31538	0,33812	0,33981	0,44056	0,44027	0,51288	0,57536	0,66721
0,30490	1,40960	0,74980	0,42430	0,44238	1,20739	0,53922	0,53045	0,53543
0,28631	0,36946	0,38278	0,39441	0,42729	9,84881	0,53298	0,54792	0,61336
0,25717	0,30317	0,28598	0,39701	0,41486	0,34913	0,54975	0,71046	8,92430
0,33205	0,29929	1,18364	0,40218	0,44532	0,37897	0,51283	0,57514	0,49649
0,27716	0,29031	0,27060	0,42522	0,45769	1,92696	0,51526	0,52359	25,82120
0,28203	0,29951	2,74420	0,38477	0,46708	0,54815	0,54394	0,61270	5,43648
0,27094	0,69668	0,28746	0,45077	0,44099	0,38645	0,50429	0,61011	28,54944
0,28574	0,30849	0,32622	0,39863	0,42003	0,47860	0,52533	0,54000	0,74203
0,30822	0,30959	0,32767	0,37291	0,45069	5,04560	0,49309	0,62342	0,57015
0,30388	0,38494	0,45988	0,39861	0,42284	0,46794	0,52390	0,55244	10,84926
0,27035	0,29259	0,32575	0,37254	0,44039	0,44942	0,46004	0,55640	33,26660
0,32378	0,35326	0,29507	0,36257	0,49259	1,46803	0,53998	0,55460	1,40670
0,25820	1,85690	0,33694	0,37728	0,41293	0,46979	0,50686	0,55800	5,48306
0,29663	0,36021	0,30468	0,38074	0,48241	0,46680	0,50481	0,61228	0,58809
0,28275	0,30852	0,34981	0,39100	0,41749	0,38468	0,55121	0,54677	1,37304
0,28807	0,42569	0,32882	0,38079	0,44443	0,45998	0,53704	0,58295	0,63671
0,28176	0,28421	0,31815	0,39244	0,40219	0,43478	0,54324	0,53400	0,57572
0,29962	0,29920	0,33118	0,35159	0,43490	0,45244	0,52552	0,52870	0,67063
0,31296	0,29385	0,33705	0,40073	0,50420	0,43467	0,54074	0,49890	3,16576
0,28323	0,28363	0,33647	0,40374	0,43955	0,42257	0,80441	0,59952	36,24205
0,28173	0,35263	0,28147	0,42784	2,04689	0,43697	0,55473	0,55037	0,54590
0,29176	0,31724	0,33075	0,34125	0,90830	2,18432	0,52357	0,56471	31,83890
0,31686	0,31190	2,41520	0,39705	0,46173	0,44935	0,51362	0,55673	0,99103

Tabela 5.2: Índices de detonação dos ciclos individuais

6 Conclusões

Este trabalho propõe uma metodologia de quantificação da detonação, e apresenta sua implementação em um motor comercial e seus fundamentos matemáticos, bem como os resultados obtidos e sua interpretação.

A utilização do sinal de pressão para a identificação e quantificação da detonação se apresenta como uma alternativa viável para os sistemas de controle de avanço de ignição. Entretanto, apresenta ainda algumas desvantagens, como maior custo e necessidade de arrefecimento do sensor de pressão utilizado.

A análise espectral utilizada contribuiu para um melhor entendimento do fenômeno da detonação, e a importância dos fundamentos teóricos na avaliação dos resultados foi também evidenciada, evitando-se análises equivocadas induzidas pelo fenômeno de *aliasing*.

O motor utilizado mostrou uma tendência de diminuição da detonação com o aumento da velocidade, para as condições de avanço de fábrica, pois se observou que os ciclos com detonação se tornaram cada vez mais raros com o aumento da velocidade.

Além de ser crucial nos sistemas de controle de avanço da centelha, o índice de detonação pode ser utilizado como uma eficaz ferramenta de avaliação de combustíveis, desde que utilizados no mesmo motor. A comparação de diferentes motores através deste índice, por sua vez, não é possível, uma vez que cada um apresenta características geométricas individuais, que influenciam diretamente na forma do sinal de pressão e, conseqüentemente, no valor da intensidade de detonação calculado. Entre estas características podemos citar diâmetro do cilindro, forma da câmara de combustão, posicionamento da vela, forma da cabeça do pistão, entre outras.

A popularização crescente dos sistemas de controle de detonação vem se aliar ao gradual barateamento dos sensores de pressão utilizados, reduzindo os custos de

uma implementação comercial do método, sua principal desvantagem em relação aos baseados em sinais de acelerômetros do bloco do motor. Dentre suas vantagens sobre este último, entretanto, podem ser citadas a melhor relação sinal/ruído, o que proporciona um controle preciso (e melhor eficiência) até rotações elevadas, onde os sinais dos acelerômetros são contaminados pelos agravados ruídos mecânicos do motor (o que não ocorre com o método proposto) e a possibilidade de um controle individual de cada cilindro.

O método apresentado segue a tendência de multidisciplinaridade das aplicações modernas, abrangendo diferentes áreas da engenharia, dentre as quais a instrumentação, análise espectral (análise de sinais), fenomenologia da detonação, programação e processamento numérico.

Por ser a detonação um dos principais fatores limitantes no projeto de motores de combustão interna, é de grande importância o desenvolvimento de métodos de quantificação eficazes para os sistemas de controle de avanço de ignição, possibilitando o desenvolvimento de motores mais inteligentes, eficientes e duráveis, que funcionem o mais próximo possível do ponto ótimo, para todas as condições operacionais.

Bem longe de um estudo estanque, este trabalho é apenas o início de uma linha de estudo tendo como foco o estudo da detonação e métodos para sua identificação e controle. As possibilidades de futuros trabalhos são várias, dentre as quais poderiam ser citadas:

- implementação de controle do ângulo de avanço de ignição on-line do motor, via *LabVIEW*;
- implementação deste controle de forma embarcada no motor;
- estudo de outras formas de quantificação da detonação, utilizando a característica tempo-frequencial (ou tempo-escala) do sinal;
- análise da influência da detonação na potência e eficiência do motor;
- estudo da forma da câmara de combustão e do pistão, localização da vela em função da detonação que apresentam em condições padronizadas;
- estudo de modelos estocásticos de previsão da ocorrência de detonação e comparação com resultados experimentais; etc.

7 Referências

- BRIGHAM, E. O. (1988). *The Fast Fourier Transform and its applications*. Englewood Cliffs, Prentice Hall.
- FERGUSON, C. R. (1986). *Internal combustion engines - applied thermosciences*. New York, John Wiley.
- FRANKLIN, G. F.; POWELL, J. D. (1980). *Digital Control of Dynamic Systems*. Addison-Wesley Publishing Company.
- HEYWOOD, J. B. (1988). *Internal combustion engines fundamentals*. McGraw-Hill.
- HORNER, T. G. (1995). Engine knock detection using spectral analysis techniques with a TMS320 DSP. <http://www-s.ti.com/sc/psheets/spra039/spra039.pdf>. (11 set 2000).
- HUDSON, C. *et al.* (2001). Knock measurement for fuel evaluation in spark ignition engines. *Fuel*, v.80, p395-407.
- OPPENHEIM, A. V. *et al.* (1983). *Signals and systems*. Prentice-Hall International.
- POWELL, J. D. (1993). Engine control using cylinder pressure: past, present and future. *Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control*, v.115, p.343-350, June.
- SAMIMY, B.; RIZZONI, G. (1996). Mechanical signature analysis using time-frequency signal processing: application to internal combustion engine knock detection. *Proceedings of the IEEE*, v.84, n.9, p.1330-1343, Sept.
- SPICHER, U. *et al.* (1992). *Investigation into the applicability of an optical fiber sensor for knock detection and knock control system*. SAE Paper 922370.
- SUN, Z.; BLACKSHEAR, P. L.; KITTELSON, D. B. (1996). *Spark ignition engine knock detection using in-cylinder optical probes*. SAE Paper 962103.
- TAYLOR, C. F. (1968). *The internal-combustion engine in theory and practice*. Cambridge, The M. I. T. Press.

Bibliografia complementar

AVL GESELLSCHAFT FÜR VERBRENNUNGSKRAFTMASCHINEN UND MESSTECHNIK M.B.H. (1980). Instruction manual: AVL 3054 – 01 Charge Calibrator. Austria, AVL.

AVL GESELLSCHAFT FÜR VERBRENNUNGSKRAFTMASCHINEN UND MESSTECHNIK M.B.H. (1983). Instruction manual: 3059 HICF-Amplifier – Charge-Voltage Converter-Amplifier. Austria, AVL.

LABVIEW, version 5.1: User Manual (1998). [S.l.]. National Instruments. Conjunto de programas. 1 CD-ROM.

LABVIEW, version 5.1: G Programming Reference Manual (1998). [S.l.]. National Instruments. Conjunto de programas. 1 CD-ROM.

LABVIEW, version 5.1: LabVIEW Function and VI Reference Manual (1998). [S.l.]. National Instruments. Conjunto de programas. 1 CD-ROM.

MATLAB, version 5.2: MATLAB Functions Reference - Volume 1 and Volume 2 (1998). The MathWorks Inc. Conjunto de Programas. 1 CD-ROM.

Anexo

*Programas e sub-rotinas desenvolvidas
em ambiente LabVIEW[®] e Matlab[®]*

Análise de Detonação.llb

Programa principal: **Quantificação de Detonação.vi**

Subprogramas: **Leitura de Pressão.vi**
Filtro de Fourier.vi

Quantificação de Detonação.vi

Painel

Diagrama de blocos

Leitura de Pressão.vi **Painel** **Diagrama de blocos**

Filtro de Fourier.vi

Painel

Diagrama de blocos

Detonação lib.llb

Programa principal: **Análise em lote.vi**

Subprogramas: **Detonação 2002.vi**
Leitura de pressão simplificada
Filtro de Fourier

Análise em lote.vi

Painel

Diagrama de blocos

Detonação 2002.vi

Painel

Diagrama de blocos

Leitura de pressão simplificada.vi

file path (dialog if empty)

Painel

Para a elaboração dos gráficos dos ensaios preliminares. Arquivo **preliminar3000n.m** (3000rpm – avanço normal) e **preliminar3000.m** (ignição avançada).

preliminar3000n.m:

```
clear;
clc;
close all;
% Carrega sinal do ciclos com detonação:
normal;
% Converter o sinal de prssão em bar:
matriz=[matriz(:,1) (matriz(:,2)+4.5)/.1125 matriz(:,3)];
% Isolar sinal de pressão com detonação:
p=matriz(15814:25847,2);
% Isolar sinal de pressão sem detonação:
p2=matriz(35881:45914,2);
% Incluir coluna do tempo, com offset corrigido:
p=[matriz(15814:25847,1)-matriz(15814) p];
p2=[matriz(35881:45914,1)-matriz(35881) p2];
% Preparar escala das frequências:
n=size(p,1);
df=1/p(n,1);
if rem(n,2)==1
    f=0:df:(n-1)/2*df;
else
    f=0:df:n/2*df;
end
% Calcula o espectro do sinal, desprezando a parte simétrica:
power=abs(fft(p(:,2)));
power2=abs(fft(p2(:,2)));
if rem(n,2)==1
    power=1/n^2*power(1:(n+1)/2);
    power2=1/n^2*power2(1:(n+1)/2);
else
    power=1/n^2*power(1:n/2+1);
    power2=1/n^2*power2(1:n/2+1);
end
% Plota o espectro de um ciclo com detonação no eixo das
frequências :
figure(1);
plot(f,power);
title('Espectro de um ciclo com detonação - avanço normal');
xlabel('Frequência (Hz)');
axis([0 125e3 0 3.6e-4])
grid;
zoom;
% Plota a pressão de um ciclo com detonação:
figure(2);
plot(p(:,1),p(:,2))
title('Pressão de um ciclo com detonação - avanço normal');
xlabel('Tempo (s)');
ylabel('Pressão (bar)');
axis([0 .04 -5 50]);
zoom;
grid;
```

```

% Plota o espectro de um ciclo sem detonação no eixo das
freqüências :
figure(3);
plot(f,power2);
title('Espectro de um ciclo sem detonação - avanço normal');
xlabel('Freqüência (Hz)');
axis([0 125e3 0 3.6e-4]);
grid;
zoom;
% Plota a pressão de um ciclo sem detonação:
figure(4);
plot(p2(:,1),p2(:,2))
title('Pressão de um ciclo sem detonação - avanço normal');
xlabel('Tempo (s)');
ylabel('Pressão (bar)');
axis([0 .04 -5 50]);
zoom;
grid;
% Plota os dados adquiridos, incluindo a pressão e o sinal do PMS:
figure(5);
plot(matriz(:,1),matriz(:,2), '-b', matriz(:,1),matriz(:,3),'-r')
title('Pressão e PMS - avanço normal');
xlabel('Tempo (s)');
ylabel('Pressão (bar)');
zoom;
grid;
axis([0 max(matriz(:,1)) -5 max(matriz(:,2))+5]);
% Plota o sinal de pressão dos ciclos com e sem detonação:
figure(6);
plot(p(:,1),p(:,2), '-b', p2(:,1),p2(:,2), '-r');
title('Pressão de um ciclo com detonação e um sem detonação');
xlabel('Tempo (s)');
ylabel('Pressão (bar)');
axis([0.01 .035 -5 50]);
grid;
zoom;

```

preliminar3000n.m:

```

clear;
clc;
close all;
% Carrega sinal dos ciclos com detonação na variável:
deton;
% Converter o sinal de prssão em bar:
matriz=[matriz(:,1) (matriz(:,2)+4.27)/.1125 matriz(:,3)];
% Isolar sinal de pressão:
p=matriz(23792:33852,2);
% Incluir coluna do tempo, com offset corrigido:
p=[matriz(23792:33852,1)-matriz(23792) p];
% Preparar escala das freqüências:
n=size(p,1);
df=1/p(n,1);
f=0:df:(n-1)/2*df;
% Calcula o espectro do sinal, desprezando a parte simétrica:
power=abs(fft(p(:,2)));
power=1/n^2*power(1:(n+1)/2);
% Plota o espectro no eixo das freqüências:
figure(1);

```

```

plot(f,power);
title('Espectro de um ciclo com detonação - ignição avançada');
xlabel('Frequência (Hz)');
axis([0 125e3 0 4e-4]);
grid;
zoom;
figure(2);
plot(p(:,1),p(:,2));
title('Pressão de um ciclo com detonação - ignição avançada');
xlabel('Tempo (s)');
ylabel('Pressão (bar)');
axis([0 .04 -5 80]);
zoom;
grid;
% Plota os dados adquiridos, incluindo a pressão e o sinal do PMS:
figure(3);
plot(matriz(:,1),matriz(:,2), '-b', matriz(:,1),matriz(:,3), '-r')
title('Pressão e PMS - ignição avançada');
xlabel('Tempo (s)');
ylabel('Pressão (bar)');
zoom;
grid;
axis([0 max(matriz(:,1)) -5 max(matriz(:,2))+5]);

```

Para o teste do filtro – arquivo **testefiltro.m**:

```

clear;
clc;
close all;
% Carrega sinal do arquivo texto, na variável matriz, da forma
[tempo pressão PMS]:
filtro;
% Separa sinal original e filtrado:
p=[matriz(:,1) matriz(:,2)+0.08];
pf=[matriz(:,1) matriz(:,3)+0.02];

% Sinal normal:
% Preparar escala das frequências:
n=size(p,1);
df=1/p(n,1);
if rem(n,2)==1
    f=0:df:(n-1)/2*df;
else
    f=0:df:n/2*df;
end
% Calcula o espectro do sinal, desprezando a parte simétrica:
power=abs(fft(p(:,2)));
if rem(n,2)==1
    power=1/n^2*power(1:(n+1)/2);
else
    power=1/n^2*power(1:n/2+1);
end

% Sinal filtrado:
% Calcula o espectro do sinal, desprezando a parte simétrica:
powerf=abs(fft(pf(:,2)));
powerf=1/n^2*powerf(1:(n+1)/2);
% Plota o espectro no eixo das frequências:

```



```
figure(1);
plot(f,powerf,'-r');
title('Espectros da onda quadrada antes e depois do filtro');
xlabel('Frequência (Hz)');
axis([0 1000 0 1e-5]);
hold on;
plot(f,power,'-b');
title('Espectros da onda quadrada antes e depois do filtro');
xlabel('Frequência (Hz)');
axis([0 1000 0 1e-5]);
zoom on;
grid;
hold off;
figure(3);
plot(p(:,1),p(:,2))
hold on;
plot(pf(:,1),pf(:,2),'-r')
hold off;
title('Onda quadrada antes e depois do filtro');
xlabel('Tempo (s)');
zoom on;
grid;
```