

À Minha Família, Amigos e Colegas

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

Agradecimentos

O autor do presente trabalho agradece uma forma geral a todos os amigos e colegas que contribuíram directa ou indirectamente no desenvolvimento de ideias, metodologias, críticas e considerações importantes à realização do trabalho.

Gostaria também de agradecer ao orientador professor João Francisco Romeiro da Fonseca Pereira e ao co-orientador professor Helder Manuel Ferreira Santos pela disponibilização de artigos, livros, do código desenvolvido pelo professor Pedro Carvalheira e correção do trabalho.

Gostaria de agradecer aos responsáveis do Laboratório Automóvel, Eng. Nuno Pires e Eng. Diogo Duro pela pesquisa de injetores e componentes para caracterização da infraestrutura.

Gostaria de agradecer aos colegas João Santos e Fábio Sintra pela ajuda na caracterização do sistema de injeção.

Gostaria de agradecer aos colegas Pedro Marinho e Joni Oliveira por terem disponibilizado o seu trabalho de desenvolvimento de uma unidade de comando.

Gostaria de agradecer aos colegas Bruno Moniz e Carlos Serrenho.

Gostaria de agradecer ao colega Leandro Lopes pelo acompanhamento da fase inicial do trabalho.

Gostaria de agradecer aos colegas de mestrado André Almeida, Alberto Osório, Carlos Ferreira, João Pires, Marcelo Brás, Luís Sol, Rui Lopes, Patrícia Lopes e Paulo Peixoto pelo encorajamento e esclarecimento de dúvidas ao longo do decorrer do trabalho.

Gostaria de agradecer ao professor Luís Serrano pelas explicações sobre fenómenos de combustão.

Gostaria de agradecer ao professor Fernando Romeiro pelos esclarecimentos sobre aditivos e propriedades de óleos lubrificantes.

Gostaria de agradecer à professora Fátima Barreiros pelos esclarecimentos de propriedades e definições químicas e pela explicação sobre cinética química.

Gostaria de agradecer ao professor Nuno Martinho pelas explicações sobre fenómenos de turbulência.

Gostaria de agradecer à empresa Júlio Oliveira pelos esclarecimentos sobre instalação e componentes de sistemas de gás de petróleo liquefeito.

Gostaria de agradecer ao departamento de pós-venda da empresa Lizitalia pelos esclarecimentos sobre as alterações em motores de combustão interna a gás de petróleo

liquefeito de origem.

Gostaria de agradecer à empresa GFI pelas informações sobre sistemas e componentes para gás de petróleo liquefeito.

Gostaria de agradecer Sr. Manuel Ribeiro e ao Sr. Paulo Augusto da empresa LIQUIMOLY pelos esclarecimentos sobre novos óleos lubrificantes e aditivos.

Gostaria de agradecer à empresa Truma pela formação no sistema VEGA (reforma do vapor de água de gás + pilha de combustível a hidrogénio).

Gostaria de agradecer à empresa Telair pela formação no sistema TG480 (motor de combustão interna a 2 tempos de pequenas dimensões alimentado a gás + alternador).

Gostaria de agradecer às empresas MetalCobre, Brunuma, Hiperconfix, Rui Silva & Irmão pelo fornecimento do material necessário para construir uma célula de combustível.

Um agradecimento especial ao Sr. Mário Soares pela oferta do corte das placas utilizadas na construção de uma célula de combustível.

Um agradecimento especial ao Sr. Eduardo Alves pela oferta de uma viatura para a realização da montagem da célula de combustível.

Um muito obrigado ao colega de mestrado, e amigo de longa data, David Caseiro pela motivação para a realização deste trabalho.

Um muito obrigado à empresa Campocalmo pela disposição das suas instalações e equipamento oficial para a montagem da célula de combustível.

Um muito obrigado à minha família que me apoiou fortemente durante todo o trabalho.

Resumo

O presente trabalho aborda o conceito de hidrogénio como um combustível. É apresentado um enquadramento da economia de produção e utilização de hidrogénio. Deste é especificado a utilização do hidrogénio em motores de combustão interna.

É realizado uma listagem de propriedades do hidrogénio enquanto combustível de forma a poder apurar quais as estratégias de controlo de carga e componentes a utilizar para suprimir os problemas associados ao combustível.

Foi realizado uma análise fundamental da velocidade de propagação da frente de chama para se poder compreender quais os parâmetros e fenómenos relacionados com o crescimento da chama em regime laminar e regime turbulento.

Foi realizado uma planificação de componentes e infraestruturas necessárias para uma montagem experimental aplicada a um motor de baixa cilindrada e uma simulação para prever a tendência do desempenho do motor de combustão interna quando é realizada a alteração do combustível.

Palavras-chave: Hidrogénio, velocidade de propagação da frente de chama, instabilidades de chama

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

Abstract

This paper discusses the concept of hydrogen as a fuel. A framework of economic production and use of hydrogen is reported which is used to specify and justify the use of hydrogen in internal combustion engines.

A listing of properties for hydrogen as a fuel has been presented in order to determine which load control strategies and components should be used to suppress the problems associated with the fuel.

Fundamental analysis was conducted for the structure and propagation of the flame front speed to be able to understand which parameters and phenomena are related to the growth of the flame in laminar and turbulent flows.

A planification of components and necessary infrastructures for an experimental setup was done applied to a low displacement engine. It was also done a simulation to predict the trends of the performance of the internal combustion engine when operation in hydrogen.

Key-Words: Hydrogen, flame speed, flame instabilities

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

Índice de Figuras

Fig. 1.1 – Comparação do custo de produção de hidrogénio [\$/kg] para diferentes processos de produção [4]	2
Fig. 1.2 – Comparação de eficiência da produção, processos de produção e do poço até à bomba para 7 processos de produção de hidrogénio, 3 combustíveis baseados no crude e 2 opções de E85 [4].....	2
Fig. 2.1 – Indicação qualitativa de potência e binário para diferentes tipo de combustíveis [10] .9	.9
Fig. 3.1 – Regimes de combustão turbulenta de pré-mistura, adaptado de [1].....	15
Fig. 3.2 – Esquema exemplo de propagação de chama [11].....	20
Fig. 3.3 – Zona de instabilidade com limites inferior e superior para números de onda instáveis [1].....	22
Fig. 3.4 – Variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar com o coeficiente de excesso de ar, adaptado de [1]	25
Fig. 3.5 – Variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar com a temperatura da mistura não queimada, adaptado de [1]	25
Fig. 3.6 – Variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar com a pressão, adaptado de [1]	26
Fig. 3.7 – Velocidade de propagação da frente de chama em função da riqueza da mistura para 300 K, 365 K e 430 K a 1 bar (a) e 5 ar (b)), adaptado de [1]	28
Fig. 3.8 – Expoente de temperatura em função da razão de equivalência para 1 bar e 5 bar [1].	28
Fig. 3.9 – Velocidade de propagação da frente de chama em função da pressão para 1 bar, 5 bar e 10 bar a 300 K (a) e 365 K (b)), adaptado de [1]	29
Fig. 3.10 – Velocidade de chama em função do raio de chama para 1 bar, 5 bar e 10 bar e 365 K a $\lambda = 1.0$ (a) e $\lambda = 3.3$ (b)) [1].....	29
Fig. 3.11 – $\log(S_{n,10mm}/S_{n0,10mm})$ em função de $\log(p/p_0)$, adaptado de [1].....	30
Fig. 3.12 – Expoente da pressão em função da razão de equivalência para 300 K e 365 K [1]..	30
Fig. 3.13 – Efeito da percentagem dos gases residuais na velocidade de propagação da frente de chama, adaptado de [1]	31
Fig. 3.14 – Influência dos gases residuais em função da razão de equivalência [1]	31
Fig. 3.15 – Expoente da pressão em função da razão de equivalência [1]	32
Fig. 3.16 – Comparação de velocidades de propagação da frente de chama turbulenta em função da raiz quadrada da velocidade turbulenta para 1 bar, adaptado de [1]	44
Fig. 3.17 – Comparação de de propagação da frente de chama turbulenta em função da raiz quadrada da velocidade turbulenta para 5 bar, adaptado de [1].....	45
Fig. 3.18 – Relação de velocidades de propagação da frente de chama em função da razão de equivalência para 1 bar, adaptado de [1].....	46
Fig. 3.19 – Relação de velocidades de propagação da frente de chama em função da razão de	

equivalência para 5 bar, adaptado de [1].....	47
Fig. 4.1 – Esquema genérico de uma instalação de alimentação de hidrogénio	50
Fig. 4.2 – Esquema de disposição dos vários sensores e atuadores de um MCI-SI adaptado para hidrogénio, adaptado de [17]	51
Fig. 4.3 – 3 segundos após o início da ignição do combustível, hidrogénio (2100 SCFM) (à esquerda) e gasolina (680 cc/min) (à direita), adaptado de [20].....	52
Fig. 4.4 – 60 segundos após o início da ignição do combustível, hidrogénio (2100 SCFM) (à esquerda) e gasolina (680 cc/min) (à direita), adaptado de [20].....	52
Fig. 4.5 – Variação do volume injetado de hidrogénio, adaptado de [21].....	54
Fig. 5.1 – Variação do binário em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$)	63
Fig. 5.2 – Variação do consumo específico indicado em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$).....	64
Fig. 5.3 – Variação do consumo específico indicado em função da velocidade de rotação do motor para hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$).....	64
Fig. 5.4 – Variação da fração de massa queimada em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$)	65
Fig. 7.1 – Variação do binário e emissões de NO_x com o ângulo de ignição, adaptado de [1] ...	76
Fig. 7.2 – Variação do binário do MCI normalmente aspirado e sobrealimentado em função da velocidade de rotação do motor, adaptado de [1]	77
Fig. 7.3 – Variação da potência indicada (à esquerda – a) e da eficiência indicada (à direita – b)) em função do coeficiente de excesso de ar e do ângulo de ignição, adaptado de [1]	77
Fig. 7.4 – Variação de emissões de NO_x em função do coeficiente de excesso de ar, adaptado de [1].....	78
Fig. 7.5 – Localização do injetor na geometria conduta de admissão [1]	78
Fig. 7.6 – Variação da potência indicada para diferentes geometrias de admissão em função do início de injeção [1]	79
Fig. 7.7 – Variação do valor máximo de pressão dentro do cilindro para diferentes geometrias de admissão em função do início de injeção [1]	79
Fig. 7.8 – Onda de pressão (a 80 mm da válvula de admissão) para diferentes ângulos de injeção (40 °ca, 80 °ca e 100 °ca) em função do ângulo de cambota [1].....	79
Fig. 7.9 – Variação da eficiência indicada para as diferentes junções em função do início de injeção, adaptado de [1]	79
Fig. 7.10 – Variação da potência indicada para diferentes ângulos de ignição em função do coeficiente de excesso de ar, adaptado de [1].....	80
Fig. 7.11 – Variação da potência indicada para diferentes pressões de injeção em função do início de injeção, adaptado de [1]	80
Fig. 7.12 – Variação da potência indicada com atraso de injeção em função do coeficiente de excesso de ar, adaptado de [1]	80
Fig. 7.13 – Variação de emissões de NO_x em função do coeficiente de excesso de ar antes e depois do catalisador [27]	81
Fig. 7.14 – Variação de emissões de NO_x em função da percentagem de EGR para mistura estequiométrica antes e depois do catalisador [27].....	81
Fig. 8.1 – Exemplo de medição de velocidade de propagação de chama – método do tubo, adaptado de [28]	83

Fig. 8.2 – Exemplo de medição de velocidade de propagação de chama – método do queimador [29].....	83
Fig. 8.3 – Exemplo de medição de velocidade de propagação de chama – bomba de combustão [1].....	84
Fig. 9.1 – Desenvolvimento de uma chama ar/hidrogénio para $\phi = 0.7$, 365 K e 1 bar, adaptado de [1].....	86
Fig. 9.2 – Desenvolvimento de uma chama ar/hidrogénio para $\phi = 0.7$, 365 K e 1 bar, adaptado de [1].....	86
Fig. 9.3 – Desenvolvimento de uma chama ar/hidrogénio para $\phi = 0.7$, 365 K e 1 bar durante 0.641 ms [1].....	86
Fig. 9.4 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama para temperatura e pressão normais [1].....	87
Fig. 9.5 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para temperatura e pressão normais [1].....	88
Fig. 9.6 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama para 1 bar e 375 K [1].....	88
Fig. 9.7 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 1 bar e 375 K [1].....	89
Fig. 9.8 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama e variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 1 bar, 430 K [1].....	89
Fig. 9.9 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama para 5 bar e 300 K [1].....	90
Fig. 9.10 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 5 e 10 bar para 365 K [1].....	90
Fig. 9.11 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 5 bar e 300 K [1].....	90
Fig. 9.12 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 5 e 10 bar (esquerda e direita respetivamente) e 365 K [1].....	91
Fig. 9.13 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama e variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 1 bar, 365 K e diferentes percentagens de residuais [1].....	92
Fig. 9.14 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama e variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 5 bar, 365 K e diferentes percentagens de residuais [1].....	93
Fig. 9.15 – Comprimento de Markstein dos gases queimados em função da razão de equivalência [1].....	94
Fig. 9.16 – Ma_{sr} em função da razão de equivalência [1].....	94
Fig. 9.17 – Comprimento de Markstein dos gases queimados em função da percentagem de gases residuais a 365 K [1].....	94
Fig. 9.18 – Comprimento de Markstein dos gases queimados em função da percentagem de gases residuais a 430 K [1].....	94
Fig. 9.19 – Número de Peclet crítico em função de Ma_{sr} para 1 bar [1].....	95
Fig. 9.20 – Número de Peclet crítico em função de Ma_{sr} para 1 bar – hidrogénio, metano e iso-octano [1].....	95
Fig. 9.21 – Número de Peclet crítico em função da razão de equivalência para 1 bar.....	96

Fig. 10.1 – Fotografia Schlieren de uma chama turbulenta ar/hidrogénio [1]	97
Fig. 10.2 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo para $u' = 1$ m/s e 1 bar e 5 bar [1].....	98
Fig. 10.3 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo para $u' = 2$ m/s e 1 bar e 5 bar [1].....	98
Fig. 10.4 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo para $u' = 4$ m/s e 1 bar e 5 bar [1].....	98
Fig. 10.5 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo para $u' = 6$ m/s e 1 bar e 5 bar [1].....	99
Fig. 10.6 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo [1]	100
Fig. 10.7 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do raio equivalente $u' = 1$ m/s e 1 bar e 5 bar [1].....	101
Fig. 10.8 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do raio equivalente $u' = 2$ m/s e 1 bar e 5 bar [1].....	101
Fig. 10.9 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do raio equivalente $u' = 4$ m/s e 1 bar e 5 bar [1].....	101
Fig. 10.10 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do raio equivalente $u' = 6$ m/s e 1 bar e 5 bar [1].....	102
Fig. 10.11 – Velocidade de propagação da frente de chama em função do raio equivalente [1]	103
Fig. 10.12 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função da raiz quadrada da velocidade turbulenta [1]	104
Fig. 10.13 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta normalizada [1].....	104

Índice de Tabelas

Tabela 1 – Comparação de propriedades de hidrogénio com gasolina [1].....	5
Tabela 2 – Tabela de número adimensionais relacionados com a estrutura de chama e instabilidades	17
Tabela 3 – Legenda da Fig. 4.1.....	51
Tabela 4 – Legenda da Fig. 4.2, adaptado de [17]	51
Tabela 5 – Temperatura ao longo do ciclo	62
Tabela 6 – Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota – abertura inicial	123
Tabela 7 – Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota – abertura inicial	126

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

Nomenclatura

Caracteres latinos

<u>Variável</u>	<u>Unidades</u>	<u>Designação</u>
a	[-]	Número de átomos de carbono presentes no combustível
A	[m ²]/ []	Área / Constante
A_b	[m ²]	Área de superfície da frente de chama enrugada
A_f	[m ²]	Área da superfície da frente de chama dos turbilhões
A_L	[m ²]	Área de superfície da frente de chama média “suave”
A/F	[-]	Relação de massa ar/combustível
b	[-]	Número de átomos de hidrogénio presentes no combustível
B	[-]	Constante
C	[-]	Constante
C_p	[J/kg K]	Calor específico a pressão contante
C_v	[J/kg K]	Calor específico a volume contante
D	[m ² /s]	Difusividade molecular
D_3	[-]	Dimensão fractal da frente de chama
Da	[-]	Número de Damköhler
D_b	[m ² /s]	Difusividade turbulenta
$D_{M,exc}$	[m ² /s]	Difusividade de massa do reagente em excesso
$D_{M,lim}$	[m ² /s]	Difusividade de mássica do reagente deficiente.
dm_u/dt	[kg/s]	Taxa de arrastamento da mistura não queimada na frente de chama
D_T	[m ² /s]	Difusividade térmica da mistura não queimada
e_{vol}	[-]	Eficiência volumétrica
F	[% vol]	Fração mássica de gases residuais
$F_1(\lambda, p, T, f)$	[-]	Influência dos gases residuais
fn_s	[-]	Fator redutor do número de Peclet
h_c	[kJ/mol]	Entalpia de combustão
\bar{h}_{f,H_2}^o	[kJ/mol]	Entalpia de formação de referência da molécula de hidrogénio
$\bar{h}_{f,H_2O}^o(l)$	[kJ/mol]	Entalpia de formação de referência da molécula de água
$\bar{h}_{f,H_2O}^o(vapor\ de\ água)$	[kJ/mol]	Entalpia de formação de referência da molécula de vapor de água
\bar{h}_f^o	[kJ/mol]	Entalpia de formação de referência
H_p	[kJ/mol]	Entalpia dos produtos
H_R	[kJ/mol]	Entalpia dos reagentes
I_j	[s]	Período de abertura da válvula de admissão
K	[-]	Coefficiente de taxa de reação
Ka	[-]	Número de Karlovitz
L	[m]	Comprimento de Markstein

l_e	[m]	Escala de comprimento dos turbilhões turbulentos
Le	[-]	Número de Lewis
l_I	[m]	Escala integral de comprimento
l_K	[m]	Escala de comprimento de Kolmogorov
l_M	[m]	Escala de comprimento turbulento de Taylor
L_{max}	[m]	Enrugamento mínimo
L_{min}	[m]	Enrugamento máximo
M	[kg]	Massa
Ma	[-]	Número de Markstein
m	[kg]	Massa
\dot{m}	[kg/s]	Caudal mássico
M	[kg/mol]	Massa molar
M_C	[kg/mol]	Massa molar do átomo de carbono
M_H	[kg/mol]	Massa molar do átomo de hidrogénio
n	[1/ [rot/s]	Número de onda / número de rotações por segundo
N	[rpm]	Velocidade de rotação
n	[mol]	Quantidade
n_r	[-]	Número de rotações necessárias para realizar um ciclo de motor
P	[Pa] / [bar]	Pressão
P	[W]	Potência
p_{ar}	[Pa]	Pressão do ar
Pe	[-]	Número de Peclet
Q_{LHVP}	[MJ/kg]	Poder calorífico inferior do combustível
R	[m]	Raio
R	[J/mol K]	Constante gás específica
r_{cr}	[m]	Raio crítico
Re_t	[-]	Número de Reynolds turbulento
$R_{p,ar}$	[J/mol K]	Constante particular do ar
S	[m/s]	Velocidade de chama
S_b, u_t	[m/s]	Velocidade de propagação de frente de chama turbulenta
S_{be}	[m/s]	Velocidade de propagação da frente de chama de turbulenta de arrastamento
S_{br}	[m/s]	Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta de produção
S_L, S_n	[m/s]	Velocidade de propagação de frente de chama laminar
S_n	[m/s]	Velocidade de propagação da frente de chama laminar baseada na velocidade de arrastamento da mistura não queimada presente na chama
S_{nr}	[m/s]	Velocidade de propagação da frente de chama laminar baseada na taxa de produção de gases queimados
S_s	[m/s]	Velocidade de chama laminar não alongada
t	[s]	Tempo
T	[K]	Temperatura
T_w	[K]	Temperatura da parede
u	[m/s]	Velocidade do fluxo
u'	[m/s]	Raiz quadrada da velocidade turbulenta (intensidade de turbulência)

u_n	[m/s]	Velocidade de propagação da frente de chama laminar alongada
\tilde{W}	[1/s]	Taxa média de criação de produtos
x_{air}	[-]	Fração molar do ar admitido
\tilde{x}	[-]	Fração molar do combustível presente nos reagentes

Caracteres gregos

<u>Variável</u>	<u>Unidades</u>	<u>Designação</u>
α	[-]	Taxa de alongamento da chama
α_i	[-]	Expoente
α_T	[-]	Expoente de temperatura
$\alpha(\lambda, p)$	[-]	Expoente de temperatura
β_p	[-]	Expoente da pressão
δ_L	[m]	Espessura da frente de chama laminar
δ_b	[-]	Espessura da frente de chama turbulenta
ϵ	[-]	Taxa dissipação turbulenta
η	[-]	Eficiência
θ	[°ca]	Ângulo de cambota
μ	[Pa/s]	Viscosidade dinâmica
ν	[m ² /s]	Viscosidade cinemática
λ	[-]	Coefficiente de excesso de ar
Λ	[-]	Comprimento de onda adimensional
ρ	[kg/m ³]	Massa volúmica
ρ_{ar}	[kg/m ³]	Massa volúmica do ar de admissão
ρ_u	[kg/m ³]	Massa volúmica da massa não queimada
σ	[-]	Razão das massas volúmicas
τ	[-]	Escala de tempo dos turbilhões tubulento
τ_T	[-]	Escala integral de tempo
τ_L	[-]	Escala de tempo químico
τ_{Lr}	[-]	Escala de tempo “físico-químico”
ϕ	[-]	Razão de equivalência

Índices

<i>Variável</i>	<i>Designação</i>
0	Condição de referência
<i>b</i>	Gás queimado
<i>cl</i>	Início de celularidade
<i>cr</i>	Crítico / Início teórico de instabilidades
<i>e</i>	Gás arrastado
<i>f</i>	Combustível
H_2	Molécula de hidrogénio
H_2O	Molécula de água
<i>l</i>	Laminar
N_2	Molécula de azoto
O_2	Molécula de oxigénio
<i>s</i>	Relativo a tensão
<i>t</i>	Turbulento
<i>u</i>	Gás não queimado

Abreviauras

ABDC	<i>After Bottom Dead Center</i>
ATDC	<i>After Top Dead Center</i>
BBDC	<i>Before Bottom Dead Center</i>
BTDC	<i>Before Top Dead Center</i>
CFR	<i>Cooperative Fuel Research</i>
CI	<i>Compression Ignition</i>
CO_2	Dióxido de Carbono
DI	<i>Direct Injection</i>
DNS	<i>Direct Numeric Simulation</i>
DNS	<i>Direct Numeric Simulation</i>
EGR	<i>Exhaust Gas Recirculation</i>
EVC	<i>Exhaust Valve Close</i>
EVO	<i>Exhaust Valve Opening</i>
IT	<i>Ignition Timing</i>
IVC	<i>Intake Valve Close</i>
IVO	<i>Intake Valve Opening</i>
MBT <i>timing</i>	<i>Maximum Break Torque timing</i>
MCI	Motor de Combustão Interna
MCI- H_2	Motor de Combustão Interna a Hidrogénio
NO_x	Óxidos nítricos
NTP	Normal Temperature and Pressure
PCI	Poder calorífico inferior
PCS	Poder calorífico superior
PFI	<i>Port Fuel Injection</i>
SI	<i>Spark Ignition</i>
SOI	<i>Start of Injection</i>
TWC	<i>Three-Way Catalyst</i>

Índice

DEDICATÓRIA.....	I
AGRADECIMENTOS.....	III
RESUMO	V
ABSTRACT	VII
ÍNDICE DE FIGURAS.....	IX
ÍNDICE DE TABELAS	XIII
NOMENCLATURA.....	XV
ÍNDICE	XIX
1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1. MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS	1
1.1.1. Economia do hidrogénio – produção e utilização.....	1
Estudo energético – poço até à roda	2
Principais desafios	3
1.1.2. Motivação da seleção de motores de combustão interna a hidrogénio	3
1.2. ORGANIZAÇÃO DO DOCUMENTO.....	3
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	5
2.1. PROPRIEDADES DO COMBUSTÍVEL.....	5
2.2. COMBUSTÃO ANORMAL	6
2.2.1. Formação de mistura.....	8
2.2.2. Estratégias de controlo de carga.....	9
2.3. ASPETOS CONSTRUTIVOS DE MCI-H ₂	10
3. ANÁLISE FUNDAMENTAL DO PROCESSO DE COMBUSTÃO APLICADO AO MCI-H₂..	13
3.1. MODELOS DE SIMULAÇÃO DE MCI-H ₂	13
3.2. ESTRUTURA DE CHAMA EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA A HIDROGÉNIO	14
3.3. VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO DA FRENTE DE CHAMA LAMINAR DE MISTURAS DE AR, HIDROGÉNIO E GASES RESIDUAIS.....	17
3.3.1. Alongamento e instabilidades	18
Instabilidade de frente de chama	18
Efeito de alongamento e instabilidades.....	20
Relevância para motores de combustão interna a hidrogénio.....	23
3.3.2. Análise de estudos experimentais	24
Comparação de valores de metodologias	24
Análise de estudo experimental: Verhelst (2005).....	26
3.3.3. Simulação de chamas laminares	33
3.4. VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO DA FRENTE DE CHAMA TURBULENTA DE MISTURAS DE AR, HIDROGÉNIO E GASES RESIDUAIS	34
3.4.1. Compreensão do conceito.....	35
Análise de fenómenos	35

Papel das instabilidades e efeito do alongamento	36
Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta da mistura ar/hidrogénio.....	37
Modulação.....	37
3.4.2. Modelos de velocidade de propagação da frente de chama turbulenta	38
Damköhler e derivativas.....	38
Gülder	39
Bradley.....	40
Modelos baseados em fractal.....	40
Zimont/Lipatnikov	41
Peters.....	42
3.4.3. Comparação de resultados.....	43
4. ADAPATAÇÃO DE UM MCI DE PEQUENAS DIMENSÕES PARA HIDROGÉNIO	49
4.1. SELEÇÃO DO MCI	49
4.2. PRINCIPAIS ALTERAÇÕES A REALIZAR NO MCI GX31	49
5. SIMULAÇÃO DO CICLO DE MOTOR.....	55
5.1. PRESSUPOSTOS.....	55
5.2. METODOLOGIA	56
5.2.1. Transferência de calor.....	56
Definição do combustível.....	56
Calor específico a pressão constante	56
Poder calorífico do combustível	56
Velocidade propagação da frente de chama laminar	57
Velocidade de propagação de chama turbulenta	58
Fração de massa queimada	59
Calor libertado durante a combustão e transferência de calor.....	60
5.3. RESULTADOS OBTIDOS	62
5.3.1. Definição de simulações.....	63
5.3.2. Comparação de resultados.....	63
Binário indicado.....	63
Consumo específico indicado	64
Fração de massa queimada	65
6. TRABALHOS FUTUROS.....	67
CONCLUSÃO	69
BIBLIOGRAFIA.....	71
7. APÊNDICE 1.....	75
7.1. ANÁLISE DE CASOS PRÁTICOS	75
7.1.1. Valmet.....	75
7.1.2. General Motors.....	75
7.1.3. CFR.....	77
8. APÊNDICE 2.....	83
8.1. MÉTODOS DE MEDIÇÃO EXPERIMENTAL	83
8.1.1. Método do tubo.....	83
8.1.2. Método do queimador de Bunsen.....	83
8.1.3. Bomba de combustão	83
8.1.4. Técnica de dois núcleos.....	84
9. APÊNDICE 3.....	85
9.1. ATIVIDADE EXPERIMENTAL – MEDIÇÃO DE VELOCIDADES VERHELST	85
9.2. RESULTADOS	87
9.2.1. Influência do alongamento.....	87

9.2.2. Estabilidade	93
9.2.3. Início de celularidade	95
10. APÊNDICE 4.....	97
10.1. MEDIÇÕES NA BOMBA DE COMBUSTÃO	97
10.1.1. Velocidades de combustão turbulenta em função do tempo	97
10.1.2. Velocidades de combustão turbulenta em função do raio	100
10.1.3. Tendências qualitativas	103
11. APÊNDICE 5.....	105
Caracterização do MCI GX-31	105
12. APÊNDICE 6.....	109
12.1.1. Nomenclatura	109
12.1.2. Equações.....	120
Definição de propriedades geométricas dos motores alternativos	120
Propriedades termodinâmicas.....	129
Caudais e pressões	132
Modelo de transferência de calor	137
Cálculo de número de Peclet	142
Prestações.....	142

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

1. Introdução

A atual forma de utilização dos combustíveis fósseis como fonte primária de energia está a tornar-se cada vez mais insustentável. As reservas de combustíveis fósseis estão a ser consumidas a uma taxa muito elevada fazendo com que o preço desta fonte de energia seja muito instável uma vez que depende de fatores políticos, económicos, entre outros.

A utilização excessiva e descontrolada destes recursos provocam graves impactos no nosso planeta, como a poluição e o aquecimento global, sendo por isso necessário procurar e desenvolver outras formas de energias mais limpas e renováveis. A escolha do hidrogénio como fonte de energia é uma das opções estratégicas para a criação de um plano de energia sustentável através da conceção de motores de combustão interna (MCI) com baixas emissões, mantendo ao mesmo tempo boas prestações.

1.1. Motivação e objetivos

O hidrogénio tem um elevado potencial no combate à redução de emissões, nomeadamente emissões de dióxido de carbono (CO_2) que são apontadas como o principal mecanismo responsável pelo aquecimento global. A utilização de hidrogénio tem um papel importante na segurança energética uma vez que este combustível não se encontra concentrado em zonas geográficas específicas (associadas por isso a zonas politicamente instáveis), pelo contrário, os métodos de produção são variados e de diferentes escalas permitindo a “globalização” de produção de hidrogénio de acordo com as necessidades locais ou interesse de exploração [1].

O objetivo do presente trabalho é a realização do levantamento das alterações necessárias à conversão de um MCI de pequenas dimensões originalmente alimentado a gasolina e prever qual o impacto da alteração do combustível, baseando-se numa análise fundamental do processo combustão do hidrogénio, no desempenho geral do motor através de uma simulação computacional.

1.1.1. Economia do hidrogénio – produção e utilização

O hidrogénio pode ser produzido partindo dos combustíveis fósseis, principalmente através da reforma do vapor de água (*steam reforming*) de gás natural, bem como a partir de energias renováveis (energia geotérmica, fotovoltaica, biomassa, entre outros), permitindo que cada país possa adequar a sua produção de energia melhorando de certo modo a segurança energética [1, 2].

O hidrogénio pode ser utilizado em MCI's, turbinas [3] ou mesmo para produzir eletricidade numa pilha de combustível (*fuel cell*). O hidrogénio poderá a vir ser utilizado para produzir baterias de pequenos equipamentos ou mesmo alimentar grandes indústrias [1].

Estudo energético – poço até à roda

A análise do poço até à roda (*well-to-wheels*) é uma análise que permite perceber qual o custo, consumo energético e balanço de emissões associado a um ciclo de vida. No caso do hidrogénio esta análise foi realizada para diferentes formas de produção e transporte permitindo uma transição de uma economia baseada em hidrocarbonetos para uma baseada em hidrogénio e eletricidade [4].

A Fig. 1.1, mostra a variação do custo nivelado por quilograma de hidrogénio partindo de 7 processos de produção diferentes. Verificou-se que os processos de produção com menor custo são os que utilizam reforma do gás natural seguidos pelos de biomassa e os de carvão e os com maior custo são os processos que envolvem eletrólise [4].

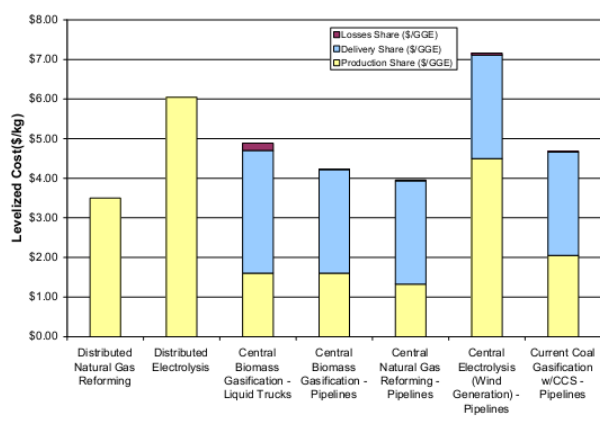


Fig. 1.1 – Comparação do custo de produção de hidrogénio [\$/kg] para diferentes processos de produção [4]

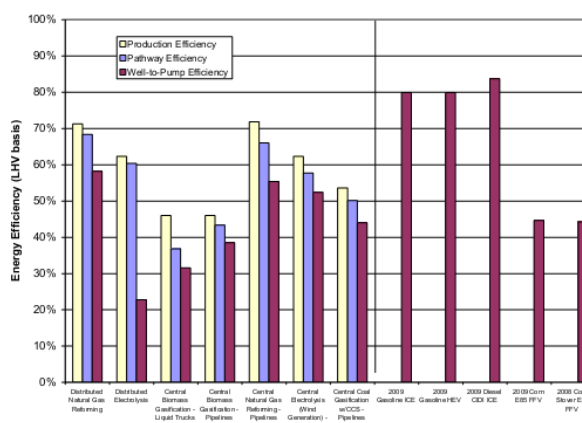


Fig. 1.2 – Comparação de eficiência da produção, processos de produção e do poço até à bomba para 7 processos de produção de hidrogénio, 3 combustíveis baseados no crude e 2 opções de E85 [4]

A Fig. 1.2 mostra a variação da eficiência associada à produção (barras a amarelo), ao processo de produção (barras a azul) e do poço até à bomba (barras a vermelho) para os 7 processos de produção de hidrogénio, 3 processos de produção de hidrocarbonetos e 2 processos de produção de E85. No caso da reforma do gás natural distribuída, a eficiência associada à produção de hidrogénio por este processo de fabrico é de 71 %, ou seja, 71 % da energia que entra na linha de produção é convertida para hidrogénio, mas, como o processo de produção incorpora o processo de fabrico, a compressão, armazenamento e a entrega do hidrogénio, a eficiência do processo de produção baixa para 68 %. Finalmente é contabilizada a energia necessária para transportar o gás natural e a energia elétrica até à instalação de produção, sendo a eficiência do poço até à bomba novamente reduzida para 58 %. Verificou-se que os processos de produção com maior eficiência são os que utilizam gás natural seguidos pelos de eletrólise e os de carvão e os com menor eficiência são os processos de produção de biomassa [4].

Para uma análise mais profunda sobre os processos de produção de hidrogénio e gestão energética associada a estes consultar Ruth *et al.* (2009) [4], Kruse *et al.* (2002) ([2])

Principais desafios

Os principais desafios para o desenvolvimento de uma economia de hidrogénio podem ser divididos em três categorias [1, 2]:

- Económicos: o custo associado à produção de hidrogénio, transporte, armazenamento e desenvolvimento de pilhas de combustível/motores a hidrogénio tem de ser competitivo;
- Tecnológicos: a questão de armazenamento tem tido maior peso, nomeadamente o armazenamento a bordo de veículos de forma a garantir uma densidade energética suficiente.
- Social: a perceção do público em geral do hidrogénio como uma fonte energética bem como a possibilidade de produção localizada por parte do utilizador final;

1.1.2. Motivação da seleção de motores de combustão interna a hidrogénio

Conforme mencionado anteriormente (sub-secção 1.1.1) existem diferentes aplicações de hidrogénio, das quais pode-se destacar os motor de combustão interna a hidrogénio (MCI-H₂) e as pilhas de combustível alimentadas a hidrogénio [1].

As principais razões pela qual este trabalho aborda o MCI-H₂ são: o facto do MCI beneficiar da investigação e desenvolvimento de mais de 100 anos, ao contrário da tecnologia pilhas de combustível que ainda está numa fase permaturo; o elevado custo associado ao desenvolvimento da pilha de combustível face à conversão de um motor para operar com hidrogénio; e o facto do MCI-H₂ poder utilizar hidrogénio com um grau de pureza inferior ao das pilhas de combustível (problemas de contaminação de célula), logo menor custo associado ao combustível. Para além destas, o MCI pode ser configurado de modo a permitir a utilização de dois combustíveis (*bi-fuel*) em separado ou em conjunto possibilitando uma introdução mais “suave” do combustível no mercado bem como “aliviar” a concentração de utentes nos postos de abastecimento [1].

1.2. Organização do documento

No capítulo 1 é realizada uma breve introdução ao tema de hidrogénio, seguida da definição dos objetivos do presente trabalho e fundamentação da escolha do estudo do MCI-H₂ através da análise da economia de produção e utilização associada ao hidrogénio.

No capítulo 2 é apresentada uma revisão bibliográfica das propriedades do hidrogénio como combustível e de fenómenos reportados em trabalhos. Foi compilada uma lista de recomendações de alterações a realizar na conversão/desenvolvimento de um MCI-H₂, sendo apresentados alguns casos práticos onde algumas dessas alterações foram implementadas.

No capítulo 3 é apresentado uma análise fundamental da combustão de hidrogénio, mais especificamente uma análise de parâmetros que influenciam a velocidade de propagação da frente de chama laminar e turbulenta. São abordadas as três vias de análise: teórica, numérica e experimental.

No capítulo 4 é realizado um levantamento de componentes a alterar num MCI de pequenas dimensões bem como os requisitos para que este possa operar a a hidrogénio.

No capítulo 5 é realizada uma simulação computacional com o intuito de prever tendências associadas à alteração do combustível.

No capítulo 6 é são apresentadas propostas de trabalhos futuros.

No capítulo 7 são apresentadas as conclusões do trabalho.

2. Revisão bibliográfica

No presente capítulo é apresentada uma análise das propriedades do hidrogénio como um combustível. Esta análise, juntamente com a análise de situações reportadas em vários trabalhos permite estabelecer a relação entre os fenómenos encontrados com as propriedades do hidrogénio.

Finalmente, com base na análise realizada, são compilados vários aspectos construtivos a ter em conta no desenvolvimento de um MCI-H₂.

2.1. Propriedades do combustível

A presente secção apresenta algumas das propriedades do hidrogénio bem como da gasolina para temperaturas e pressões normalizadas (NTP – *Normal Temperature and Pressure*, 20 °C e 1 atm) e para mistura estequiométrica (a combustão é realizada com a quantidade de ar ideal), na Tabela 1 [1].

Tabela 1 – Comparação de propriedades de hidrogénio com gasolina [1]

Propriedades	Hidrogénio	Gasolina
Massa molar [g/mol]	2.016	~107
Massa volúmica [kg/m ³]	0.08	~750
Difusividade mássica no ar [cm ² /s]	0.61	0.05
Viscosidade cinemática [mm ² /s]	110	1.18
Fração volúmica estequiométrica (no ar)	29.5	1.65
Energia mínima de ignição [mJ]	0.02	0.25
Temperatura de autoignição [K]	858	~500-750
Temperatura de chama adiabática ($\lambda = 1$) [K]	2390	~2275
Emissividade de chama normalizada [200 K, 1 atm]	1	1.7
Limite de inflamabilidade no ar [vol%]	4-75	1.0-7.6
Limite de inflamabilidade [λ] [5]	0.14-10	0.25-1.43
Distância de extinção de chama [mm]	0.64	~2.0
Poder calorífico inferior [MJ/kg]	120	45
Poder calorífico superior [MJ/kg]	142	48
Velocidade de propagação de chama ($\lambda = 1$) [m/s] [5]	1.85	0.37-0.43
Índice de octano [RON]	>120	91-99

Existem registos de investigação de MCI's-H₂ desde de meados de 1930. A elevada temperatura de autoignição do hidrogénio, faz com que o hidrogénio não seja usado em MCI's de ignição por compressão (CI – *Compression Ignition*) como combustível primário mas sim em MCI's de ignição por fâsca (SI – *Spark Ignition*) [1].

2.2. Combustão anormal

Um dos maiores desafios reportados em grande parte da bibliografia é a supressão de fenómenos de combustão anormal, pelo que esta será abordada na presente secção referindo várias medidas de prevenção da ocorrência de combustão anormal tendo em conta os fenómenos que as desencadeiam.

A supressão destes fenómenos influencia-a fortemente o desenho do MCI, formação de mistura e estratégias de controlo [1].

Em MCI's-SI a combustão anormal pode ser classificada em três diferentes tipos:

- Detonação (*knock*), autoignição da mistura ar/combustível na zona de mistura não queimada depois da ocorrência de ignição;
- Pré-ignição (*pré-ignition*), ignição incontrolada da mistura antes da ocorrência de ignição devido a pontos quentes (*hot spots*);
- Retorno da chama à conduta de admissão (*backfire*), ignição da mistura durante o tempo de abertura da válvula de admissão (pode ser considerada também como uma pré-ignição).

Na melhor das hipóteses, os efeitos da ocorrência de detonação e pré-ignição são o aumento de vibração e ruído do MCI, no entanto, na pior das hipóteses, os danos podem ser tão graves como a destruição do MCI. No caso do retorno da chama à conduta de admissão, na melhor das hipóteses, os efeitos da ocorrência deste fenómeno são um ruído bastante elevado (“*bang*”) e a paragem do MCI uma vez que o combustível é consumido antes do fecho da válvula de admissão, no entanto no pior caso, os danos podem ser tão graves como a destruição do coletor de admissão [1].

O retorno da chama à conduta de admissão é um dos principais obstáculos referidos pela literatura no desenvolvimento de MCI-H₂. Alguns dos motivos associados à ocorrência de retorno da chama à conduta de admissão encontrados na bibliografia são [1]:

- Pontos quentes na câmara de combustão: depósitos e partículas (resultantes da combustão “parcial” de óleo lubrificante e/ou formação de oxidação em motores parados durante muito tempo) [6, 7], a vela de ignição [8, 9], os gases residuais [6, 9, 10] e as válvulas de escape [10, 11, 12, 13] são também muitas vezes citados como potenciais iniciadores de retorno da chama à conduta de admissão sendo justificados pela baixa energia de ignição e pela elevada gama de inflamabilidade do hidrogénio comparativamente aos combustíveis de hidrocarbonetos (Tabela 1).
- Energia residual no sistema de ignição: devido à baixa concentração de iões da chama de ar/hidrogénio (comparativamente à chama de combustíveis hidrocarbonetos), é possível que a energia de ignição não seja totalmente “depositada” na chama (a pressões elevadas o hidrogénio este apresenta boas propriedades de isolamento elétrico) [12] e permaneça no sistema de ignição até que as condições dentro do cilindro permitam que essa energia seja descarregada de forma não controlada e indesejada, por exemplo, durante o período de admissão onde a pressão dentro do cilindro é menor.
- Indução nos cabos de ignição: em motores multi-cilindro a passagem de sinal de ignição pode induzir uma ignição indesejada noutra cilindro quando os cabos de velas estão bastante próximos.

- Combustão na zona superior do pistão (*piston top land*) persistente com o início da abertura da válvula de admissão queimando a mistura fresca [9, 15, 16, 17]. A pequena distância de extinção de chama (Tabela 1) das misturas de hidrogénio (comparativamente com os combustíveis hidrocarbonetos) permite que a chama se propague para a zona superior do pistão.

- Pré-ignição: uma ignição prematura faz com que parte da mistura fresca seja consumida principalmente durante a fase de compressão, pois nesta fase a temperatura na câmara de combustão aumenta permitindo a formação de um ponto quente levando à pré-ignição e conseqüentemente ao aumento da temperatura resultando noutra pré-ignição no ciclo seguinte. Este avanço da pré-ignição continua até que ocorre durante a fase de admissão e causa o retorno da chama à conduta de admissão [12, 16, 18, 19]. O mecanismo inicial da pré-ignição pode resultar de um ciclo de detonação em que ao aumento de temperatura levou à criação de um ponto quente [7].

A energia mínima de ignição é muitas vezes apontada como o motivo principal da ocorrência de retorno da chama à conduta de admissão. No entanto, a energia mínima de ignição é definida como a energia mínima de faísca para que haja combustão da mistura [20], ao contrário das ignições provocadas por massas térmicas como válvulas e gases residuais que são mais relacionadas com a temperatura de autoignição, ou seja, a temperatura para a qual a mistura ignita espontaneamente. Como a temperatura de autoignição do hidrogénio é elevada (superior até à da gasolina, Tabela 1), é pouco provável que estas massas térmicas pudessem provocar o retorno da chama à conduta de admissão uma vez que estas não atingem a temperatura de autoignição, admitindo que motor é relativamente bem afinado. É também citado em algumas fontes, a formação de depósitos e partículas como fontes de ignição, no entanto se for assumido que o estado do motor é razoável a concentração destas será bastante pequena (no caso dos depósitos estes podem se considerar inexistentes) [1].

Foram realizadas vários ensaios experimentais em que foram tomadas todas as precauções para a eliminação de pontos quentes (medidas descritas anteriormente tendo sido também explorada a operação sem lubrificação) bem como de ignições não controladas, no entanto continuava presente o retorno da chama à conduta de admissão [9, 16]. Partindo desta situação é possível assumir que a pequena distância de extinção de chama juntamente com a elevada gama de inflamabilidade são os responsáveis pela ocorrência de combustão na zona superior do pistão (aspeto ignorado por muitos autores), pois foi demonstrado a operação de um MCI-H₂ com misturas estequiométricas sem a ocorrência de retorno da chama à conduta de admissão, apenas através a seleção correta de pistões, segmentos e volumes de fenda (*crevice volumes*) [1, 15]. Um dos danos reportados por Stockhausen *et al.* (2002) [13] foi o aparecimento de fraturas na zona superior do pistão em ensaios que foram atingidos 130 bar dentro do cilindro, soporta a hipótese de combustão na zona superior do pistão.

Existe alguma ambiguidade sobre a relação entre a razão de compressão e o retorno da chama à conduta de admissão. Alguns autores defendem que a diminuição da razão de compressão permite aumentar a resistência ao retorno da chama à conduta de admissão [13, 21] através da diminuição da temperatura da câmara de combustão; outros defendem o aumento da razão de compressão para aumentar a razão entre a área e o volume da câmara de combustão aumentado por isso a transferência de calor, arrefecendo os gases de escape [1].

Relativamente ao fenómeno de detonação a literatura é ainda mais ambígua que no caso do retorno da chama à conduta, pois em muitas das situações os autores apresentam valores de resistência à detonação sem os relacionarem com a relação de mistura ar/combustível, ou noutros casos apresentam valores muito baixos [22, 23] ou muito altos [12, 18, 8]]. São poucos os trabalhos que apresentam valores de resistência à detonação em função da riqueza da mistura [24, 25]. No entanto, existem experiências onde o foi verificado um efeito de anti-detonação do hidrogénio quando adicionado a um combustível iso-octano [1, 8].

Existem alguns trabalhos que afirmam que a ocorrência de detonação num MCI-H₂ é provocada pela elevada velocidade da frente de chama ao contrário de uma reação na frente do gás como no caso dos MCI's a gasolina [8, 12]. Deste modo, a redução do crescimento da taxa de pressão será uma forma mais eficaz de controlar a detonação do que limitar o período de combustão [1].

Resumindo, no desenvolvimento de um MCI-H₂ deve-se ter em atenção todas as situações apontadas de modo a prevenir o retorno da chama à conduta de admissão. Mesmos os pontos quentes apresentados têm de ser evitados pois estes podem desencadear combustão anormal devido a pré-ignição [1].

2.2.1. Formação de mistura

Existem vários métodos de formação de mistura que foram testados em MCI-H₂ com o objetivo de reduzir o efeito de retorno da chama à conduta de admissão dos quais se destacam a injeção de um pré-mistura na conduta de admissão (PFI – *Port Fuel Injection*), e da injeção sem pré-mistura (difusão) diretamente dentro do cilindro (DI – *Direct Injection*) [1].

Grande parte dos trabalhos recorre ao sistema PFI por ser mais flexível e controlável. Através deste sistema foi possível atingir níveis de eficiência elevados, operações com misturas pobres, pouca variação entre ciclos e menores emissões de óxidos nítricos (NO_x) comparativamente ao sistema de DI [26, 27]. A utilização de PFI permite ao hidrogénio tem mais tempo para se misturar com o ar (maior homogeneidade da mistura) e beneficiar do efeito de turbulência presente na conduta da admissão. No entanto, a potência máxima disponível para sistemas de PFI é menor face ao sistema de DI devido à diminuição de eficiência volumétrica (baixa massa volúmica do hidrogénio - Tabela 1), pelo que é esperado obter uma redução de cerca de 18 % num MCI com sistema PFI face a um MCI a operar a gasolina e um aumento de cerca de 17 % com sistema DI face a um motor a operar a gasolina [1] (Fig. 2.1).

A grande vantagem do sistema DI face ao sistema PFI é a impossibilidade de ocorrência de retorno da chama à conduta de admissão, permitindo assim utilizar misturas menos pobres ou mesmo estequiométricas. O custo associado ao sistema de DI e as restrições relativamente ao sistema de armazenamento de hidrogénio são os principais motivos que levaram realizar uma análise focada em sistemas com pré-mistura (PFI) [1].

Gerke (2009) [14] apresenta uma revisão sobre MCI-H₂ com sistema DI, especialmente sobre a modelação da combustão de hidrogénio neste tipo de formação de mistura.

Durbin *et al.* (2013) [15], Kruse *et al.* (2002) [2] apresentam uma revisão sobre diferentes técnicas de armazenamento de hidrogénio em viagem (*on board*) aplicadas a veículos.

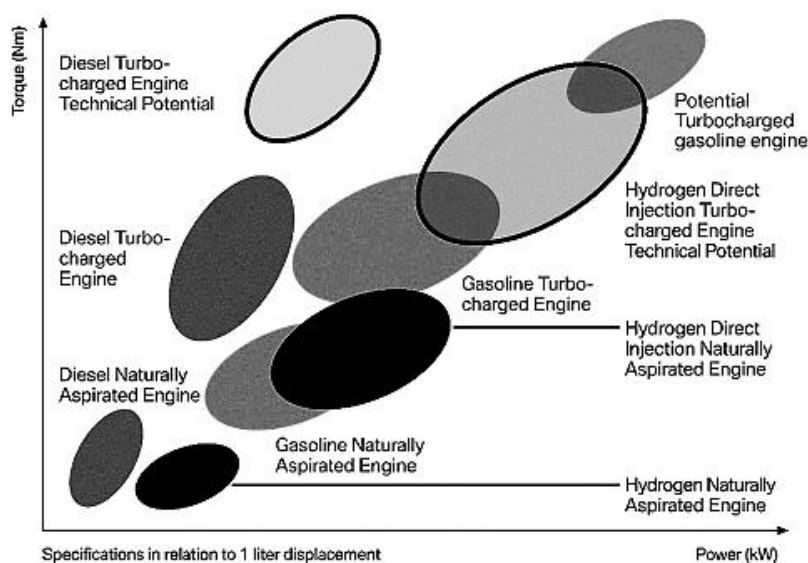


Fig. 2.1 – Indicação qualitativa de potência e binário para diferentes tipo de combustíveis [16]

2.2.2. Estratégias de controlo de carga

As propriedades do hidrogénio, elevada velocidade de frente de chama conjuntamente com a elevada gama de inflamabilidade da mistura, permitem operações com misturas muito pobres [1].

Os principais parâmetros que determinam qual o controlo de carga (controlo da solitação do utilizador) a utilizar são o nível de emissões de NO_x e a eficiência do MCI, pois estes determinam se o controlo é quantitativo (controlo da quantidade de ar admitida no MCI através de um restritor) ou é qualitativo (controlo da quantidade de combustível injetado). O controlo puramente quantitativo, com coeficiente de excesso de ar, λ , constante, é normalmente utilizado em MCI de demonstrações de conceito de MCI- H_2 . Normalmente é utilizado o controlo qualitativo para beneficiar de uma menor perda de bombagem, no entanto devido a falhas de ignição, hidrogénio não queimado no escape, baixa estabilidade de combustão para cargas baixas e valores elevados de emissões de NO_x (para cargas médias altas), é necessário recorrer a alguma restrição da admissão (através de uma borboleta) [10, 13, 18, 24, 30]. No entanto, as perdas provocadas pela restrição são compensadas pela queima de hidrogénio não queimado inicialmente, evidenciando um aumento da capacidade de conversão do combustível (rendimento de combustão) [1].

Para cargas elevadas, a temperatura da frente de chama, para misturas pobres perto da estequiometria, excede rapidamente o limite de formação de NO_x fazendo que seja criada uma gama limite de coeficiente de excesso de ar na operação sem restritor ($1 < \lambda < 2$ [5]). Pode-se no entanto operar com misturas mais pobres mantendo os níveis de NO_x abaixo dos 10 ou 100 ppm (partes por milhão) sacrificando significativamente a potência máxima do MCI. Outra alternativa passa pela utilização de restrição acima do limite de NO_x e utilização de mistura estequiométrica possibilitando a utilização de catalisadores de 3 vias para reduzir NO_x . Outra solução passa por manter a mistura estequiométrica recorrendo à recirculação de gases de escape (EGR – *Exhaust Gas Recirculation*) em vez da restrição do ar de admissão, tendo sido obtidos níveis de eficiência superiores à utilização de restrição da admissão [1]. Para garantir o correto funcionamento do catalisador de 3 vias, pode-se operar com mistura pobre até que a seja atingida a temperatura de funcionamento do catalisador e posteriormente operar com mistura estequiométrica ou mesmo

ligeiramente rica, auxiliando a redução de NO_x no catalisador [16].

2.3. Aspetos construtivos de MCI- H_2

A presente secção apresenta uma lista de alterações/seleções de componentes no desenvolvimento de um motor de combustão interna [1]:

Velas de ignição

Utilização de velas de ignição frias para prevenir que o eletrodo exceda a temperatura de autoignição causando de retorno da chama à conduta de admissão [8, 31]. Pode-se utilizar velas frias pois os resíduos/depósitos de combustão são praticamente inexistentes. Não é aconselhável a utilização de velas com eletrodos de platina pois este é um catalisador para oxidação do hidrogénio [8, 13]. Diminuição da folga de vela garantindo que a energia de ignição é depositada na frente de chama (Sierens *et al.* (2004) [12] reduziram a folga de 0,9 mm para 0,4 mm).

Sistema de ignição

Prevenir ignições não controladas devido a deposição de energia residual de ignição de uma boa ligação à “massa” ou alterar os cabos de vela [13, 31]. Prevenir a indução de ignição em cabos de ignição adjacentes recorrendo, por exemplo, a um sistema de ignição de bobine cachimbo. Providenciar um nível de tensão elevado do sistema de ignição secundário devido à baixa concentração de iões da frente de chama de hidrogénio (o sistema de ignição bobine cachimbo satisfaz este requisito).

Sistema de injeção

Deve permitir inicialmente um período de arrefecimento da câmara de combustão através da entrada de ar durante o início do tempo de admissão, e providenciar um fim de injeção que garanta que todo o hidrogénio injetado entre dentro do cilindro no fim do fecho da(s) válvula(s) de admissão ou recorrer a um sistema DI e realizar a injeção no tempo de compressão [16]. Os injetores a utilizar devem de ter um caudal elevado devido à baixa massa volúmica do hidrogénio. São utilizados atualmente injetores de gás natural para realizar a injeção de hidrogénio, devido à fraca lubrificação presente no hidrogénio.

Pontos quentes

Evitar possíveis pontos quentes na câmara de combustão que possam causar pré-ignição ou retorno da chama à conduta de admissão através do melhoramento do arrefecimento das válvulas de escape recorrendo a um sistema multiválvulas [11, 12, 13], bem com aumentar a área de exposição em torno das válvulas ao fluido de refrigeração [15], utilização válvulas frias, melhoramento do controlo de lubrificação, garantir um período de arrefecimento da câmara de combustão no início da admissão e garantir uma “limpeza” eficiente dos gases de escape (Ex: recorrendo a um sistema abertura da(s) válvula(s) de escape variável).

Pistões, segmentos e volumes de fenda

Diminuir a folga entre a zona superior do pistão e a parede do cilindro para prevenir a propagação de chamas para esta zona (Swain *et al.* [15] utilizaram uma folga de 0.152 mm para extinguir a chama de hidrogénio, [13] melhoraram a cilindridade da parede do cilindro). Selecionar segmentos de forma a minimizar a o refluxo de mistura não queimada da zona intermédia do pistão para a zona superior [15, 16, 17] (foram utilizados valores de 0.25, 0.5 e

0.4 mm para o primeiro, segundo e terceiro segmento respetivamente [13]), para prevenir a alimentação da câmara de combustão durante o tempo de escape ou admissão. Stockhausen *et al.* (2002) [13] optaram por utilizar pistões hipereutéticos, com o objetivo de aumentar a resistência mecânica e diminuição da expansão térmica.

Válvulas

Tem de se ter contabilizar o efeito não lubrificante do hidrogénio quanto à escolha de matérias/revestimentos a utilizar nas sedes de válvulas [11, 13] e nas válvulas (Ex: utilização de válvulas de escape de sódio para reduzir a temperatura dentro do motor [13]). Devem também ser escolhidos retentores de válvulas que garantam apenas a lubrificação da válvula [13].

Lubrificação e ventilação do cárter

Deve-se optar por um óleo lubrificante compatível com concentração de água no cárter. É recomendado a utilização de um óleo sem cinzas para prevenir a formação de depósitos (pontos quentes) [8] (ver secção 2.2). É também recomendado a utilização de cáter com ventilação forçada (devido à utilização de não restrição da conduta de admissão) para diminuir a concentração de hidrogénio no cárter resultante do *blowby* abaixo do limite de inflamaibilidade do hidrogénio (Tabela 1).

Razão de compressão

A escolha da razão de compressão deve ser feita como no desenvolvimento de qualquer motor, deve de ser o mais alto possível pois é um parâmetro que influencia fortemente a eficiência do MCI sendo que este é limitado pelo aumento de perdas térmicas ou pela ocorrência de combustão anormal.

Turbulência dentro do cilindro

Devido à elevada velocidade de frente de chama do hidrogénio, podem ser utilizadas câmaras de combustão de baixa turbulência (em forma de disco com condutas de admissão simétricas) que têm uma maior eficiência [12, 20].

Restrição eletrónica

Tal como foi referido os MCI-H₂ devem de operar sem restrição para toda a gama de velocidades de rotação, no entanto é necessário que ocorra alguma restrição para cargas baixas de modo a garantir estabilidade de combustão e a limitar a quantidade de hidrogénio não queimado. Para cargas médias ou elevadas poderá ser também necessária alguma restrição de ar (dependendo da estratégia de controlo). Para garantir este funcionamento é necessário recorrer a um sistema *drive-by-wire*, pois é o único que possibilita uma regulação independente do pedal do acelerador.

No Apêndice 1 é realizada uma análise mais detalha de casos práticos onde são referidas estratégias utilizadas e qual o desempenho resultante das mesmas.

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

3. Análise fundamental do processo de combustão aplicado ao MCI-H₂

Apesar da extensa bibliografia sobre MCI-H₂, é pouca a bibliografia que aborda a simulação da velocidade de propagação da frente de chama, bem como da modelação da transferência de calor em MCI-H₂. Este capítulo é dedicado à análise fundamental do processo de combustão para MCI-SI e posteriormente especificação para o caso do MCI-H₂ de forma a obter as correlações da velocidade de propagação da frente de chama.

3.1. Modelos de simulação de MCI-H₂

Na presente secção são apresentados 2 dos vários modelos desenvolvidos de simulação MCI-H₂ [1]:

Fagelson *et al.* [32] recorreram a um modelo de duas zonas quasi-dimensional para calcular o desempenho e emissões de NO_x para um MCI-H₂. Utilizaram um modelo de cálculo da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta semi-empírico $S_b = A Re^B S_L$, em que A e B são constantes; Re é o número de Reynolds baseado no diâmetro e velocidade média do êmbolo bem como as propriedades dos gases queimados; S_b e S_L são as velocidades de propagação da frente de chama turbulenta e laminar, respetivamente. É assumido que a propagação de chama é esférica, é negligenciado o efeito de transferência de calor e a formação de NO_x é calculada recorrendo a 10 constantes de zona de massa dos gases queimados e ao mecanismo alargado de Zel'dovich. A velocidade de propagação da frente de chama laminar, S_L , é calculada a partir da reação global de segunda ordem com uma estimativa de energia de ativação. O modelo foi validado com medições experimentais com a variação da razão de equivalência e ângulo de ignição. Prabhu-Kumar *et al.* [33] recorreram a este modelo para prever o desempenho de um MCI sobrealimentado sem alterações ao modelo original e obtiveram uma sobre previsão da taxa de aumento de pressão [1].

Os investigadores da Universidade Técnica de Czech [34, 35] utilizaram modelos adimensionais e multidimensionais para simular MCI-H₂. O modelo adimensional recorreu ao código de GT-POWER (programa de simulação de MCI's) juntamente com a lei de Wiebe configurada para as medições da taxa de libertação de calor. Utilizaram também o mecanismo alargado de Zel'dovich para calcular as emissões de NO_x. Para a simulação com modelo multidimensional recorreram ao modelo Euleriano de multizonas avançado. Este modelo limita a geometria da câmara de combustão devido à limitação de geração de malha e a transferência de calor do conteúdo do cilindro é modelada para como um volume de massa. O modelo de transferência de calor baseia-se em medições de taxa de libertação de calor e presume a uma propagação da frente de chama hemisférica para seguir a propagação de chama [1].

3.2. Estrutura de chama em motores de combustão interna a hidrogénio

Na presente secção é apresentada uma classificação da estrutura de chama para MCI para estimar o efeito substancial das propriedades do hidrogénio face aos combustíveis hidrocarbonetos na combustão turbulenta [1].

Partindo da proporção do produto químico para escalas turbulentas é possível distinguir diferentes regimes de chama na combustão turbulenta de pré-mistura. A vasta classificação de escalas de comprimento básicas [36, 37] levou a 3 zonas de estrutura de chama dadas pelas equações (3.1), em que δ_l é a espessura da frente de chama laminar (definida como ν/S_L , em que ν é viscosidade cinemática e S_L é a velocidade de propagação da frente de chama laminar); l_I é a escala integral de comprimento, que é a maior energia contida nas estruturas no fluxo turbulento e a sua dimensão é determinada pela geometria que contem o fluxo; e l_K é a escala de comprimento de Kolmogorov, determina a dimensão das estruturas de menor dimensão [1].

$$\begin{aligned} \text{Regime A} &: \delta_l \leq l_K \\ \text{Regime C} &: l_K < \delta_l < l_I \\ \text{Regime B} &: \delta_l < l_I \end{aligned} \quad (3.1)$$

Na escala de comprimento de Kolmogorov, l_K , a dissipação provocada pela viscosidade molecular excede a energia cinética turbulenta impossibilitando a existência de estruturas mais pequenas. A definição de l_K (equação (3.2)) é dada pela razão da viscosidade de cinemática, ν , pela taxa de dissipação de energia turbulenta, ϵ .

$$l_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4} \quad (3.2)$$

No entanto l_K também pode ser calculado a partir da relação da escala integral de comprimento, l_I , dada pela equação (3.3).

$$l_I/l_K = (Re_t)^{3/4} \quad (3.3)$$

Em que na equação (3.3), Re_t é o número de Reynolds turbulento dado pela equação (3.4) em que u' é a raiz quadrada da velocidade turbulenta.

$$Re_t = (u'l_I)/\nu \quad (3.4)$$

Deste modo o espectro da escala de comprimento turbulento está limitado por l_I e por l_K . Os maiores valores de escala de comprimento são originados pelo fluxo que passa pela geometria considerada logo, são determinados pela geometria, enquanto que os menores valores de escala de comprimento são originados pela cascata de energia turbulenta, ou seja, são formados pelo decaimento de grandes turbilhões devido à dissipação turbulenta. A escala de comprimento de Kolmogorov é o limite inferior e neste nível a energia turbulenta é dissipada na forma de calor [1].

Resumindo:

- O regime A (equação (3.1)) marca o regime em que a espessura de chama, δ_l , é menor do que a menor escala de comprimento de turbulência, l_K . A equação deste regime é denominado de critério de Klimov-Williams [36], que delimita o regime onde os movimentos turbulentos apenas provocam enrugamento ou deformação da zona de chama laminar fina (regime *flamelet*) [1];
- O regime B (equação (3.1)) marca o regime em que todas as escalas de comprimento turbulento são mais pequenas que a espessura da frente de chama laminar. A equação deste regime

é denominado de critério Damköhler [36], que delimita o regime em que o transporte para a zona de reação da chama não é determinado apenas pelo processo molecular mas também pelo movimento turbulento, ou seja, por turbilhões turbulentos tão amplos que não se pode considerar apenas uma frente de chama [1];

- E entre estes regimes encontra-se o regime C (equação (3.1)) marca o regime em que parte dos turbilhões turbulentos estão embebidos na frente de chama, nomeadamente os turbilhões com escalas de comprimento inferiores a δ_l . Não existe uma denominação específica para este regime pelo que será designado de regime de reação-distribuído.

Os regimes de chama podem ser representados num diagrama que marca as relações entre as quantidades adimensionais apropriadas. A Fig. 3.1 mostra o diagrama do número de Reynolds turbulento em função do número de Dämköhler, Da , sendo este a razão entre o tempo característico do fluxo turbulento pelo tempo característico para a reação química.

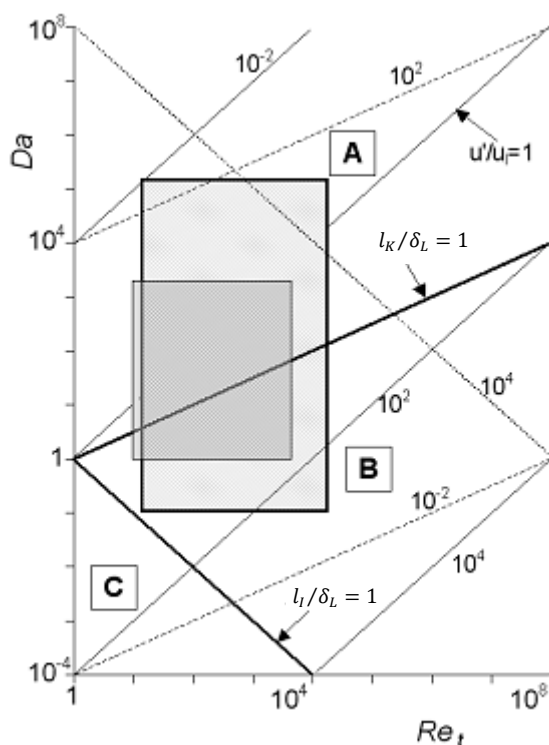


Fig. 3.1 – Regimes de combustão turbulenta de pré-mistura, adaptado de [1]

Dependendo da aplicação pode-se escolher diferentes escalas de tempo, em que uma das possíveis escolhas para a escala de tempo turbulento é a escala integral de tempo, τ_T , dada por l_l/u' que é uma medida para o tempo de vida da maior estrutura de vórtice no fluxo; a escala de tempo químico, τ_L , pode ser definida como tempo residente na chama laminar δ_L/S_L . O número de Damköhler pode ser então descrito das formas apresentadas na equação (3.5)

$$Da = \frac{\tau_T}{\tau_L} = \frac{l_l/u'}{\delta_L/S_L} = \frac{l_l S_L}{\delta_L u'} \quad (3.5)$$

Na Fig. 3.1 os diferentes regimes de chama estão divididos pelas linhas $l_k/\delta_L = 1$ e $l_l/\delta_L = 1$. Deste modo os regimes podem ser distinguidos tendo na base da escala de comprimento (conforme descrito anteriormente) [1].

Na região $l_I < \delta_L$, ou seja, abaixo da linha $l_I/\delta_L = 1$, o regime de reação-distribuído (região C da Fig. 3.1) é válido e está na região de valores pequenos de escala integral de comprimento, l_I , e de número de Damköhler, Da . A combinação de pequenas escalas integrais de comprimento, logo pequenas passagens de fluxo, e elevada intensidade de turbulência, logo velocidades elevadas, não aparece em motores de combustão interna pelo que não é claro se é possível existir combustão estável nestas circunstâncias [1, 37].

Na região $l_K > \delta_L$, ou seja, acima da linha $l_K/\delta_L = 1$, o regime *flamelet* (região A da Fig. 3.1) é válido. Neste regime $Da > 1$ o que evidencia uma química rápida (comparativamente à mistura turbulenta). Na modelação de combustão turbulenta isto permite separar química de turbulência, simplificando a abordagem a utilizar. A modelação de reações químicas pode ser então agrupada na correlação da velocidade de propagação da frente de chama laminar e a influência da turbulência está limitada ao alongamento de chama (*flame stretching*) e ao aumento da área superficial da frente de chama (*flame front surface area*) [1].

Na região intermédia (região B da Fig. 3.1) o mecanismo de combustão pode ser representado pelo modelo de fragmentação de turbilhões (*eddy-breakup*), em que a taxa de combustão é determinada pela taxa que as zonas de gases não queimados são quebradas em zonas mais pequenas (determinada pela taxa dissipação turbulenta, ϵ), portanto, aumentar a área de superfície de contacto entre a mistura não queimada e os gases quentes até que seja suficientemente grande para se iniciar a reação química. Pode-se dizer que a taxa de combustão é determinada, até certo ponto, pela taxa de mistura turbulenta logo pelas escalas de comprimento turbulento [1].

Abraham *et al.* (1985) [37] determinaram os valores mínimos e máximos para o número de Reynolds e de Damköhler que poderiam existir nos MCI com pré-mistura, sendo que estes são apresentados no retângulo com linha fina da Fig. 3.1. Neste estudo foram analisados motores de investigação (laboratório) bem como motores disponíveis comercialmente e concluiu que a combustão nos motores de investigação se situa no regime *flamelet*, e a combustão nos motores disponíveis comercialmente se situa na região intermédia com a exceção de regimes abaixo das 1500 rpm onde a combustão se situa no regime *flamelet* [1].

Verhelst (2005) [1] determinou os valores mínimos e máximos para o número de Reynolds e de Damköhler que poderiam existir nos MCI-H₂ com pré-mistura (recorrendo a [37]), uma vez que a viscosidade cinemática do hidrogénio é maior do que os combustíveis hidrocarbonetos (Tabela 1, a baixa viscosidade dinâmica é compensada pela baixa massa volúmica), e a variação de velocidade de propagação da frente de chama laminar é maior por mais que uma ordem de grandeza (Tabela 1). Os resultados obtidos são apresentados no retângulo com linha mais espessa da Fig. 3.1 onde se verifica que existe um aumento substancial da área de região de operação (Nota: o gráfico tem os eixos em escala logarítmica) devido principalmente à maior variação de razões de equivalência, que determina a velocidade de propagação da frente de chama laminar, mas também a alteração significativa das propriedades da mistura (Tabela 1, 30 % de volume ocupado por mistura estequiométrica e 9,5 % ocupado para o coeficiente de excesso de ar $\lambda = 4.0$ ($\phi = 0.25$). Verificou-se que a região *flamelet* aumenta devido às velocidades elevadas de propagação da chama laminar (regime de química rápida), no entanto a área no regime intermédio também aumenta (variação elevada de Re_t devido à elevada variação de viscosidade da mistura).

Resumindo ambos os regimes existem no MCI-H₂, para cargas baixas têm-se misturas pobres logo regime intermédio, e para cargas elevadas têm-se misturas próximas de estequiométrico logo regime *flamelet*. Heywood *et al* (1984). [39]confirmaram que as chamas de misturas estequiométricas de hidrogénio pertencem ao regime *flamelet* [1].

A resume as principais variáveis adimensionais relacionadas com a estrutura de chama e instabilidades.

Tabela 2 – Tabela de número adimensionais relacionados com a estrutura de chama e instabilidades

Nome	Fórmula	Designação
Número de Lewis	$Le = \frac{D_T}{D_{M,lim}}$	Razão entre a difusividade térmica da mistura não queimada e a difusividade do reagente deficiente, caracteriza a instabilidade difusiva
Número de Markstein	$Ma = L/\delta_L$	Razão entre o comprimento de Markstein a espessura laminar da frente de chama, caracteriza o efeito de curvatura da frente de chama
Número de Karlovitz	$Ka = \frac{(S_L - S_n)}{S_L Ma} = 1/Da$ [17]	Razão entre a escala de tempo químico e a escala de tempo turbulento, caracteriza o efeito de alongamento de chama
Número de Peclet	$Pe = r/\delta_l$	Razão entre a convecção e condução térmica de calor para um fluido, caracteriza as propriedades de transporte
Razão de massas volúmicas	$\sigma = \rho_u/\rho_b$	Razão entre a massa volúmica da mistura não queimada e a mistura queimada, caracteriza as instabilidades hidrodinâmicas

3.3. Velocidade de propagação da frente de chama laminar de misturas de ar, hidrogénio e gases residuais

Grande parte dos, senão todos, modelos de combustão assumem que a combustão ocorre no regime *flamelet* (secção 3.2), sendo assumido uma propagação local igual à velocidade de chama laminar (*laminar flame speed*) (alongada (*stretched*)). Deste modo é de extrema importância saber qual a velocidade de propagação da frente de chama laminar (*laminar burning speed*) da mistura no cilindro pois é a base dos modelos de transferência de calor [1]. Na presente secção são abordados os fenómenos associados à instabilidade de propagação da frente de chama no MCI-SI, finalizando com o caso específico das chamas em MCI-H₂.

A velocidade de propagação da frente de chama laminar, S_L , é uma propriedade físico-química da mistura ar/combustível com que uma frente de chama planar estável se propaga numa pré-mistura, mistura em repouso à frente da chama, na direção normal ao plano. De frisar que a velocidade de propagação da frente de chama laminar apenas se aplica a chamas de pré-mistura, uma vez que chamas em que não existe pré-mistura não se propagam porque a chama é fixada à interface ar/combustível, a frente chama não se pode propagar na direção do combustível devido à ausência de ar combustível e vice-versa [42]. É também de frisar que é impossível

experimentalmente reproduzir, logo medir, uma chama planar de propagação verdadeiramente unidimensional, pelo que as atividades experimentais têm de contabilizar o efeito de desvio de geometria planar. A negligência da contabilização dos efeitos de geometria de chama não planar e os efeitos de alongamento é a principal causa da dispersão encontra na literatura de velocidades de combustão laminares (Apêndice 2– breve revisão de métodos de medição). A velocidade de propagação da frente de chama de uma chama não laminar ou instável será designada de, S_n [1].

A velocidade de propagação da frente de chama laminar, S_L , depende das condições iniciais da mistura: a pressão, temperatura e composição, ou seja, da razão de equivalência e da fração mde gases residuais [1].

Gillespie *et al.*(2000) [43] apresentam uma revisão geral de alguns dos equívocos e trocas de terminologia relacionada com velocidade de propagação da frente de chama presentes na literatura. É muito importante distinguir as seguintes definições [1]:

- Velocidade de propagação da frente de chama laminar baseada na velocidade de arrastamento da mistura não queimada presente na chama, S_n , que pode ser expressa pela equação (3.6), em que A é a área de frente de chama, ρ_u , é a massa volúmica da mistura não queimada e dm_u/dt é a taxa de arrastamento da mistura não queimada na frente de chama.

$$S_n = -\frac{1}{A\rho_u} \frac{dm_u}{dt} \quad (3.6)$$

- A velocidade de propagação da frente de chama laminar baseada na taxa de produção de gases queimados, S_{nr} , que pode ser expressa pela equação (3.7), em que dm_b/dt é a taxa de produção de gases de reação (gases residuais).

$$S_{nr} = \frac{1}{A\rho_u} \frac{dm_b}{dt} \quad (3.7)$$

Estas duas definições tomam o mesmo valor para o caso ideal de uma chama planar não alongada unidimensional mas são diferentes para chamas não planares devido à espessura da frente de chama finita [1].

Outra distinção importante é a distinção entre velocidade de chama, velocidade com que a chama se propaga num quadro fixo de referência, e da velocidade de propagação da frente de chama. Estas podem ser diferentes como no caso da propagação de uma chama esférica com ignição central em que a velocidade de chama é igual à soma da velocidade de propagação da frente de chama e da velocidade de expansão de gás (expansão dos gases queimados) [1].

3.3.1. Alongamento e instabilidades

Instabilidade de frente de chama

Quando uma chama laminar considerada como uma superfície passiva, (uma interface infinitamente fina que separa os gases queimados de menor massa volúmica dos gases não queimados de maior massa volúmica) um enrugamento (*wrinkling*) da frente de chama (alongamento hidrodinâmico) não afecta a intensidade da chama mas aumenta a taxa volumétrica de combustão através do aumento da área da chama. A descontinuidade de massas volúmicas

($\rho_u \rightarrow \rho_b$) causa uma instabilidade hidrodinâmica denominada de instabilidade de Darrieus-Landau. Isto significa que o enrugamento da frente de chama irá causar o alargamento do tubo de fluxo para a saliência da frente de chama nos gases não queimados, resultando numa diminuição local da velocidade do gás. Isto causa uma maior saliência deste segmento de chama enquanto a velocidade de chama mantém-se inalterada (pois a estrutura de chama não é alterada). Logo a chama é incondicionalmente instável quando apenas é considerado o alongamento hidrodinâmico e despresado o efeito de alongamento de chama na estrutura de chama (secção 3.2) [1].

A menor massa volúmica dos gases queimados, comparativamente aos gases não queimados, é também responsável por uma segunda instabilidade proveniente do efeito gravitacional. Esta *body-force* ou instabilidade flutuante, que surge quando um fluido mais denso está sobre um fluido menos denso (Ex: propagação de chama ascendente), é também designada por instabilidade de Rayleigh-Taylor [1].

A instabilidade de chama também pode ser originada a partir da diferença de difusividades. Como a propagação da chama é fortemente influenciada pela temperatura de chama, sendo que esta é influenciada pela condução de calor da frente de chama para os gases não queimados e pela difusão dos reagentes dos gases não queimados, o desequilíbrio entre difusividades pode ter efeitos importantes. Existem três tipos de difusividades relevantes: a difusividade térmica da mistura não queimada; a difusividade de mássica do reagente deficiente (no caso de misturas ricas é o oxigénio e no caso de misturas pobres é o hidrogénio) ($D_{M,lim}$); e a difusividade de massa do reagente em excesso (no caso de misturas ricas é o hidrogénio e no caso de misturas pobres é o oxigénio) ($D_{M,exc}$). A razão entre as duas difusividades pode ser utilizada para avaliar a estabilidade da chama quando é sujeita a uma perturbação ou ao alongamento de chama [1].

A razão da difusividade térmica da mistura não queimada, D_T , pela difusividade do reagente deficiente, $D_{M,lim}$, é designada por número de Lewis (equação (3.8)) [1].

$$Le = \frac{D_T}{D_{M,lim}} \quad (3.8)$$

Se o número de Lewis for maior que a unidade, ou seja, a difusividade térmica excede a difusividade de massa do reagente limitador, a frente de chama enrugada (Fig. 3.2) terá partes que se propagam para os gases não queimados onde perdem calor de tal forma que os reagentes não conseguem compensar, e terá partes que se retraem para os gases queimados aumentando de temperatura mais rapidamente do que esgotando os reagentes. Resultado, a velocidade de chama dos “cumes” irá diminuir e velocidade de chama dos “vales” irá aumentar, neutralizando o enrugamento e promovendo uma frente de chama suave, sendo a mistura designada de estável termo-difusivamente. Quando o número de Lewis é menor que a unidade, o mesmo raciocínio demonstrou que a perturbação amplificada evidenciando um comportamento instável [1].

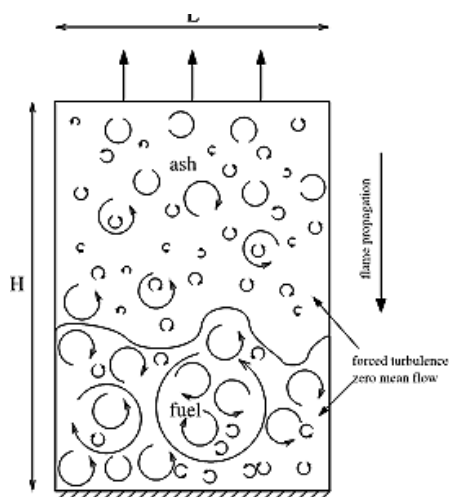


Fig. 3.2 – Esquema exemplo de propagação de chama [18]

Outro mecanismo relacionado com difusividades desiguais ocorre quando o reagente limitante se difunde de forma mais rápida que o reagente em excesso ($D_{M,lim} > D_{m,exc}$), atinge uma protuberância da frente de chama nos gases não queimados mais rápida, provocando uma alteração local da razão da mistura. Como o reagente mais difusivo é o reagente limitador, a razão da mistura local irá mudar para valores próximo do estequiométrico e por isso aumentar a velocidade de chama. Logo, a perturbação é amplificada e a instabilidade resultante é denominada de instabilidade de difusão preferencial. Este mecanismo é facilmente ilustrado pela propensão dos combustíveis ricos “mais leves que o ar” (Ex: ar/propano [45], ar/iso-octano [46]) e dos combustíveis pobres “menos leves que o ar” (Ex: ar/metano [47, 48]), ar/hidrogénio [45]) para desenvolverem frentes de chama celulares [49]. A difusão seletiva dos reagentes pode ser vista com uma estratificação da mistura [1, 50].

Ambos os mecanismos que envolvem difusividades desiguais são por vezes designados de instabilidades de difusão diferencial ou instabilidades devido a não equi-difusão [1].

Efeito de alongamento e instabilidades

Na realidade os mecanismos descritos anteriormente estão presentes na chama em simultâneo. Os distúrbios da frente de chama que fazem com que esta seja desviada da chama planar estável podem ser agrupados num parâmetro escalar, a taxa de alongamento de chama, α , que é definida pela taxa normalizada de alterações de uma área infinitesimal da chama (equação (3.9)) [1].

$$\alpha = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (3.9)$$

O efeito combinado dos mecanismos de instabilidade surge apenas quando a chama é alongada e depende da magnitude da taxa de alongamento, isto é, chamas com propagação esférica estáveis termo-difusivamente inicialmente são suaves uma vez que a taxa de alongamento é suficientemente elevada para que a termo-difusão equilibre a instabilidade hidrodinâmica, estabilizando a chama. Para taxas de alongamento moderadas, o efeito de alongamento na velocidade de propagação da frente de chama pode ser expresso pela equação (3.10), em que o índice "n" é referência para a o valor de alongado da velocidade de propagação da frente de chama normal e L é o comprimento de Markstein [1].

$$S_L - S_n = L\alpha \quad (3.10)$$

Dependendo do sinal do comprimento de Markstein (positivo ou negativo) e se a chama é alongada positivamente ou negativamente a velocidade de propagação da frente de chama pode ser superior ou inferior que a velocidade de propagação da frente de chama livre de alongamento, S_L . Um valor positivo de comprimento de Markstein é um índice de uma chama difusamente estável, enquanto que o alongamento da chama diminui a velocidade de propagação da frente de chama. Um valor negativo do comprimento de Markstein é um índice de uma chama instável, uma vez que a perturbação da frente de chama será estimulada fazendo com que as chamas desenvolvam uma estrutura celular rapidamente [1].

Pode ser definido um comprimento de Markstein para todas as velocidades de chama bem como para todas as velocidades de propagação de frente de chama, sendo estes normalmente normalizados para um número de Markstein adimensional, Ma (equação (3.11)) [1].

$$Ma = L/\delta_L \quad (3.11)$$

Existem diferentes definições para a espessura da frente de chama laminar, δ_L , recorrendo a propriedades difusivas, térmicas ou hidrodinâmicas da mistura. Verhelst (2005) [1] recorreu à equação (3.12) em que ν_u é a viscosidade cinemática da mistura não queimada [1].

$$\delta_L = \nu_u/S_L \quad (3.12)$$

Quando a taxa de alongamento é normalizada pelo tempo químico δ_L/S_L para produzir uma taxa de alongamento adimensional, Ka , (número de Karlovitz) obtém-se a forma adimensional de equação (3.10) (equação (3.13)) [1].

$$(S_L - S_n)/S_L = Ka Ma \quad (3.13)$$

Tem-se então que a alteração da velocidade de propagação da frente de chama devido ao alongamento de chama é dado pelo produto do número de Karlovitz, Ka , pelo número de Markstein adimensional, Ma [1].

O comprimento de Markstein é também um parâmetro físico-químico e incorpora o efeito de alteração da estrutura de chama quando a chama é alongada, logo, ao medir a velocidade de propagação da frente de chama é importante que seja feita a uma taxa de alongamento bem definida e a medição em simultâneo do comprimento de Markstein para permitir o cálculo da velocidade de propagação da frente de chama livre de alongamento, razão pela qual existe tantas bases de dados de velocidades de propagação da frente de chama (secção 3.3.1) [1].

Verhelst (2005) [1] analisou o efeito de instabilidades para o caso da chama de expansão esférica (*albeit*). Para este tipo de chama existe uma gama de comprimentos de onda que podem desencadear instabilidade: o limite inferior é definido pela estrutura de chama e é um múltiplo da espessura da frente de chama laminar (Bradley *et al.*(2000) [51] sugeriram $\sim 50\delta_L$), e o limite superior é definido pelo tamanho global da chama; logo, a gama de comprimentos de onda instáveis é alterado à medida que a chama aumenta. Para o caso de uma chama difusamente estável, a chama é estável para todos os comprimentos de onda até atingir o raio crítico, r_{cr} [52], (ou o parâmetro adimensional Pe_{cr} , $Pe_{cr} = r_{cr}/\delta_L$). Neste caso, o comprimento de onda inferior é o comprimento de onda em que o efeito termo-difusivo estabiliza a instabilidade hidrodinâmica. Quando o raio de chama excede o raio crítico, aparecem fendas na superfície da chama que se propagam, cruzam-se entre si até que a frente de chama se desenvolva numa estrutura

celular [96]. Assim que a frente de chama torna celular existe uma aceleração substancial da chama devido ao aumento da área da frente de chama, devido ao aumento da gama do comprimento de onda que enrugam a chama. As células crescem à medida que o núcleo da chama cresce até que a taxa de alongamento local não consegue estabilizar a célula e a célula subdivide-se em células mais pequenas e estabilizadas pelo maior alongamento de chama local. Desenvolve-se uma sequência progressiva de diminuição de comprimentos de onda causando um efeito “fractal” do enrugamento da chama [1].

O aumento da gama de comprimentos de onda instáveis à medida que a chama cresce é apresentado na Fig. 3.3 em que, n é o número de onda ($n = 2\pi Pe/l_f$) e é função do tamanho de chama adimensional, Pe ($Pe = r/\delta_L$). O comprimento de onda adimensional, Λ , é obtido normalizando a espessura da frente de chama laminar, δ_L . O número de Peclet para quando a chama se torna celular e apresenta um aumento da velocidade de chama, Pe_{cl} , é a extremidade da zona de comprimentos de onda instáveis (Fig. 3.3). Várias medições revelaram que Pe_{cl} é linearmente dependente do número de Markstein associado com a influência da taxa de tensão na S_{nr} , Ma_{sr} [1, 48, 46].

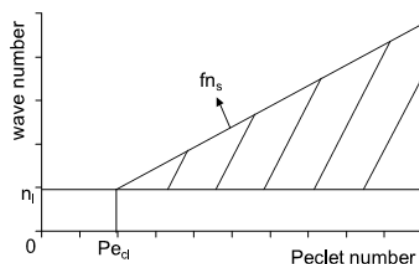


Fig. 3.3 – Zona de instabilidade com limites inferior e superior para números de onda instáveis [1]

Quando uma chama difusamente estável é menor que o raio crítico então é estável para todos os comprimentos de onda. Assim que o raio crítico é atingido existe uma gama de comprimentos de onda que enrugam a chama (área da Fig. 3.3), sendo que esta aumenta à medida que a chama cresce [1].

O número de onda, n , é essencialmente a razão da circunferência da chama pelo comprimento de onda associado. Quando maior for o número de onda, maior é o potencial da celularidade da superfície de chama, no entanto, tal como referido anteriormente, este número é limitado tal como o tamanho mínimo das células é limitado a cerca de $50\delta_L$ para chamas difusivamente instáveis ou para tamanhos em que a termo-difusão estabiliza a célula contra a instabilidade hidrodinâmica. O limite superior para os números de onda instáveis aumenta de forma linear com o tamanho da chama ou com Pe (fn_s da Fig. 3.3) [1].

A teoria apresentada por Bechtold *et al.* (1987) [52] pode ser usada para calcular a gama de números de onda em função de Pe . No entanto o limite superior, n_s , previsto pela teoria é superior ao medido experimentalmente pois o número de Peclet quando a velocidade de chama aumenta significativamente, Pe_{cl} , é maior que o número Peclet crítico teórico, Pe_{cr} [46, 48] logo, o limite superior prático é reduzido por um fator, f , resultando no fn_s para o maior número de onda instável [53]. O limite inferior, n_l , verificou-se que é praticamente constante sendo esta uma consequência do maior comprimento de onda instável ser limitado pelo tamanho da chama logo, proporcional ao

raio da chama, r , resultando num número de onda constante, n_l [1].

A zona de comprimentos de onda representada na Fig. 3.3 foi confirmada experimentalmente por Bradley *et al.* (2000) [51]. A gama de comprimentos de onda limitados por n_l e fn_s pode ser expressa como uma função da razão das massas volúmicas $\sigma = \rho_u/\rho_b$ (forma de medição de instabilidade hidrodinâmica) e do número de Marstein, Ma_{sr} (representando os efeitos difusionais) [1].

Assumindo um enrugamento da chama tipo fractal permite estimar a velocidade de propagação da frente de chama da chama celular: o aumento da área superficial da chama devido ao aumento de enrugamento pode ser calculada pela razão da escala de corte exterior para o interior para o enrugamento de chama, que pode ser expressa por fn_s/n_l e é igual à razão das velocidades de propagação da frente de chama com e sem instabilidades, dada pela equação (3.14) onde D_3 é a dimensão fractal associada (o valor de 7/3 é utilizado em [53] mas é provavelmente exagerado [54, 55]). O enrugamento da frente de chama de uma chama tipo fractal foi confirmado experimentalmente [1, 54, 55].

$$S_{n,cellular}/S_{n,smooth} = (fn_s/n_l)^{D_3-2} \quad (3.14)$$

Resumindo, quando Pe_{cl} , σ , D_3 e Ma_{sr} são conhecidos, a velocidade de propagação da frente de chama de uma chama celular pode ser calculado a partir da velocidade de propagação da frente de chama de uma chama estável. Revertendo o método, é possível derivar a velocidade de propagação da frente de chama estável para condições onde apenas se medem velocidades de combustão celulares, providenciando os valores ou estimá-los com algum rigor (Al-Shahrany *et al.* (2004) [56] demonstraram esta hipótese para misturas de ar/isso-octano) [1].

Uma outra alternativa é a prevenção de chamas celulares através da supressão das instabilidades através de, por exemplo, utilizando gases inertes (nitrogénio por hélio) aumentando a difusibilidade térmica da mistura e o número de Lewis e por isso melhorando a estabilidade termo-difusiva; ou retardando a instabilidade hidrodinâmica através da diluição e diminuição da razão das massas volúmicas, σ . Segundo Verhelts (2005) [1] este processo não tem aplicabilidade prática à chama “real”. Na realidade o comprimento de Markstein diminui com a pressão [46], **101** enquanto que a gama de comprimentos instáveis aumenta, logo grande parte das chamas “práticas” (pressões elevadas) são instáveis (ver Apêndice 3) [1].

Relevância para motores de combustão interna a hidrogénio

Devido à elevada difusividade do hidrogénio (a maior de todos os combustíveis), uma mistura ar/hidrogénio pobre a estequiométrica (misturas vulgarmente utilizadas em MCI-H₂), são difusivamente instáveis quer do ponto de vista do número de Lewis ($D_T \ll D_{M,H_2}$) quer da difusão preferencial ($D_{M,H_2} \gg D_{M,O_2}$). Dados experimentais [**101**] revelaram que para condições atmosféricas as chamas ar/hidrogénio próximas de estequiométrico têm valores positivos de número de Markstein enquanto que para misturas pobres ($\lambda \geq 1$ ($\phi \leq 1$)) têm valores negativos assim que a pressão excede cerca de 4 bar [1].

Têm sido sugeridas várias hipóteses para o aumento da região de instabilidade com o aumento da pressão. A instabilidade hidrodinâmica é determinada principalmente pela razão das massas

volúmicas, σ , e espessura de chama, δ_L [54]: a diferença entre a massa volúmica da mistura queimada da não queimada é a força que desencadeia a instabilidade hidrodinâmica (secção 3.3.1) e a espessura da frente de chama é uma medida da massa volúmica e do gradiente de pressão ao longo da chama. A espessura da frente de chama diminui com o aumento da pressão que por sua vez aumenta os gradientes. A razão das massas volúmicas aumenta (ligeiramente) com o aumento da pressão logo, a instabilidade hidrodinâmica aumenta com a pressão. Mais ainda, conforme mencionado anteriormente, a gama de comprimentos de onda instáveis está relacionada com um múltiplo da espessura de chama, implicando uma gama bastante elevada com o aumento da pressão e correspondente diminuição da espessura da frente de chama [102,103,104]; Também foi sugerido que um aumento da instabilidade termo-difusiva (ou diminuição da dos efeitos de estabilidade termo-difusiva) tem desencadeado um aumento da região instável com o aumento de pressão [105], embora tenha sido contradito pelo facto do número de Lewis se ter mantido praticamente constante com o aumento de pressão, no entanto as reações de recombinação tornam-se bastante mais importantes com o aumento da pressão influenciando a difusão preferencial [106] que não é refletida no conceito de número de Lewis (este assume que a taxa de reação pode ser determinada /limitada por apenas um reagente). Uma vez que o número de Markstein diminui com ao aumento da pressão é um parâmetro melhor para caracterizar a estabilidade [107] [1].

De acordo com os dados referidos anteriormente, conclui-se que as chamas em condições de motor são instáveis e serão celulares desde o início ($Pe_{cl} = 0$), sendo por isso impossível medir a velocidade de propagação da frente de chama laminar diretamente. Mesmo para pressões moderadas, o início rápido de instabilidades limita a região onde se pode aplicar a equação (3.10) para derivar a velocidade de propagação da frente de chama livre de alongamento (secção 3.4) resultando numa baixa precisão [1].

Será abordado na secção 3.4 o efeito significativo das instabilidades de chama laminar na velocidade de propagação da frente de chama turbulenta.

3.3.2. Análise de estudos experimentais

As primeiras medições da velocidade de propagação da frente de chama laminar de misturas ar/hidrogénio datam do fim do século 19. Apesar de haver bastante dados de velocidade de propagação da frente de chama de misturas ar/hidrogénio existe pouco dados sobre velocidade de propagação da frente de chama laminar de hidrogénio para condições de motor. Grande parte dos trabalhos experimentais serviu para recolher dados para medidas de segurança ou validação de mecanismo de reação [1]. Na presente secção são comparados alguns dos trabalhos desenvolvidos no passado para condições de motor.

Comparação de valores de metodologias

Verhelst (2005) [1] enuncia alguns dos trabalhos desenvolvidos no campo da velocidade de propagação da frente de chama, descrevendo quais os compromissos associados com cada um dos métodos bem como uma breve análise da influência de alguns dos parâmetros constituintes. Partindo dessa análise é possível afirmar que não se pode utilizar “cegamente” os valores obtidos nas medições realizadas.

A Fig. 3.4 mostra a variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar, S_L , com

o coeficiente de excesso de ar, λ , para diferentes estudos.

As correlações que implementam o efeito da riqueza da mistura, Liu&MacFarlane [115], Iijima&Takeno [117] e Koroll *et al.* [118] são apresentadas nas séries de linhas na Fig. 3.4. Estas são relativamente próximas para a região $\lambda > 1$, desviando-se na região rica da mistura, no entanto, todos atingem o valor máximo de velocidade de propagação da frente de chama para o mesmo valor de coeficiente de excesso de ar $\lambda = 0.6$ ($\phi = 1.7$) [1].

A velocidade de propagação da frente de chama estequiométrica calculada pela correlação de Milton&Keck [116] (apresentada na Fig. 3.4 na série de símbolo diamante preenchido) é significativamente inferior aos valores obtidos pelas correlações descritas anteriormente [1].

As séries de símbolos na Fig. 3.4 foram utilizadas para denotar os dados de velocidade de propagação da frente de chama livre de alongamento. A medição de Taylor [120], conforme as correlações abordadas anteriormente, apresenta o seu valor máximo para $\lambda = 0.6$. Já as medições de Faeth *et al.* [127] é desviada em torno deste máximo, no entanto existe uma boa correspondência para os outros coeficientes de excesso de ar. Nos dados de Law *et al.* [123], o valor para mistura estequiométrica é retirado de [113] e os valores para misturas pobres são retirados de [123]. Existe uma boa correspondência entre os dados livres de alongamento e existe uma diferença clara entre estes dados e os que não contabilizaram o efeito de alongamento [1].

A Fig. 3.5 mostra a variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar com a temperatura da mistura não queimada para diferentes estudos.

Mais uma vez, as correlações de Liu&MacFarlane, Iijima&Takeno e Koroll *et al.* são próximas, mas os valores obtidos por Milton&Keck demonstram um comportamento bastante diferente.

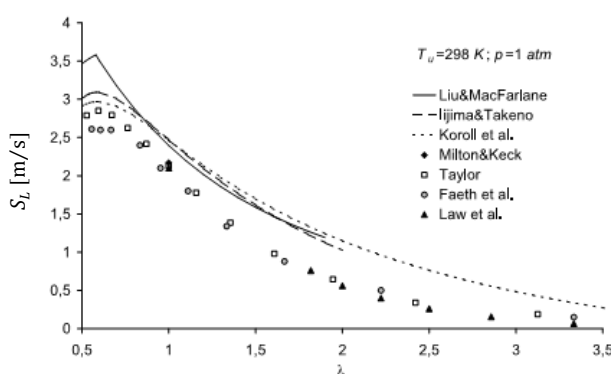


Fig. 3.4 – Variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar com o coeficiente de excesso de ar, adaptado de [1]

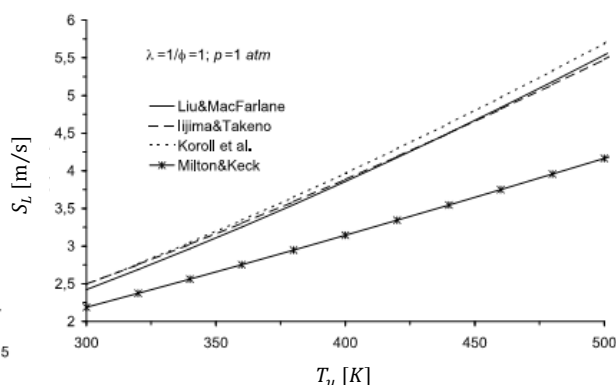


Fig. 3.5 – Variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar com a temperatura da mistura não queimada, adaptado de [1]

A Fig. 3.6 mostra a variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar com a pressão para diferentes estudos.

Apenas duas correlações implementaram a dependência da pressão, Milton&Keck e Iijima&Akeno. Ambos prevêm um aumento da velocidade de propagação da frente de chama com o aumento da pressão (ao contrário do que acontece com a velocidade de propagação da frente de chama dos combustíveis constituídos por hidrocarbonetos), no entanto existe uma grande diferença

entre as fórmulas. Nesta mesma figura foram apresentados os dados livres de alongamento de Aung *et al.* [101] para chamas de $\lambda = 0.95 (\phi = 1.05)$, em que é possível ver um pequeno aumento da velocidade de propagação da frente de chama com a pressão (significativamente diferente da previsão das correlações anteriormente referidas) [1].

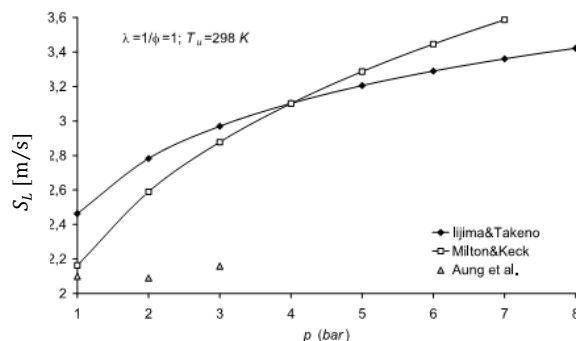


Fig. 3.6 – Variação da velocidade de propagação da frente de chama laminar com a pressão, adaptado de [1]

Através dos gráficos das Fig. 3.4, Fig. 3.5 e Fig. 3.6 é possível ver a dependência da velocidade de propagação da frente de chama com a riqueza da mistura, temperatura e pressão, respetivamente. Das das correlações referidas apenas uma, Iijima&Takeno, é que implementou estas 3 variáveis. No entanto nenhuma das correlações permitiu estimar o efeito dos gases residuais, sendo este um parâmetro importante nos MCI-H₂ onde é esperada a utilização de elevadas percentagens de EGR esperando uma velocidade de propagação de frente de chama e gama de inflamabilidade elevadas [1].

Análise de estudo experimental: Verhelst (2005)

Conforme apresentado na secção 3.3.2, existe uma quantidade de valores de velocidade de propagação da frente de chama de mistura ar/hidrogénio para condições de operação de motor elevada. No entanto existem casos de influências contraditórias (como no caso da influência da pressão) e noutros casos essa influência é inexistente (influência dos gases residuais). No caso da velocidade de frente de chama laminar livre de alongamento a quantidade de valores é ainda mais alargada. Como visto anteriormente (secção 0), o cálculo directo da velocidade de propagação da frente de chama é possível mas existe um grau de incerteza associado aos valores de cinéticos e de transporte, que são constantemente refinados, mesmo para o sistema de reação relativamente bem conhecido de oxigénio-hidrogénio. Por este motivo são indispensáveis os dados experimentais [1].

A descrição da actividade experimental e resultados obtidos de influência do alongamento, estabilidade e início de celulariedade são apresentadas no Apêndice 3.

Correlação da velocidade de propagação da frente de chama laminar

Verhelst (2005) [1] utilizou a correlação dada pela equação (3.15) para calcular a velocidade de propagação da chama laminar [1].

$$S_L(\phi, p, T, f) = S_{L0}(\phi) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_T} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\beta_p} (1 - \gamma f) \quad (3.15)$$

Em que na equação (3.15), ϕ é a razão de equivalência, f é a fracção volúmica de gases residuais, T é a temperatura inicial da mistura, p é a pressão inicial da mistura, T_0 é a temperatura de referência, p_0 é a pressão de referência, S_{L0} é a velocidade de propagação da frente de chama livre de alongamento para as condições de referência (T_0 e p_0), α_T é o expoente de temperatura, β_p

é o expoente de pressão e γ é a influência dos gases residuais [1].

Não foi possível obter velocidades de combustão laminares livres de alongamento para pressões elevadas, pelo que para estudar a influência da temperatura, pressão e percentagem de gases residuais foi medida a velocidade para o raio de 10 mm, $S_{n,10mm}$, e dividida pela razão das massas volúmicas, ρ_u/ρ_b , obtendo a velocidade de propagação da frente de chama, $S_{n,10mm}$. Esta velocidade de propagação da frente de chama não é um parâmetro fundamental mas é um indicativo da taxa de combustão numa condição fixa e repetível. Esta representa um compromisso entre um raio suficientemente grande para minimizar o efeito provocado pela ignição “mecânica” e ao mesmo tempo suficientemente pequena para limitar a aceleração devido às instabilidades [1].

Efeito da temperatura

A Fig. 3.7 mostra o efeito da temperatura inicial na velocidade de propagação da frente de chama, em função da razão de equivalência, ϕ , para 1 bar e para 5 bar (10 mm) (Fig. 3.7 – a) e Fig. 3.7 – b) respetivamente). Os símbolos preenchidos representam os valores medidos, enquanto que os símbolos não preenchidos representam os valores experimentais após a calibração da temperatura exatamente 300 K, 365 K e 430 K através do expoente de temperatura, α_T , definido pela equação (3.16) [1].

$$\alpha_T = \frac{\log(S_l/S_{l0})}{\log(T/T_0)} \quad (3.16)$$

Foi implementada a equação (3.16) para todas as combinações de baixa e alta temperatura, razão de equivalência e pressão para obter um valor do expoente de temperatura mais preciso possível. Os valores médios para cada caso de razão de equivalência e pressão são apresentados na Fig. 3.8, em que também são apresentadas as regressões lineares para 1 bar e 5 bar (embora não seja evidente uma tendência linear destes valores, $R \ll 1$). Verificou-se também que para as medições de 5 bar o expoente de temperatura aumenta com enriquecimento da mistura sendo este um comportamento contrário comparativamente a outros combustíveis como iso-octano [89] ou metano [31].

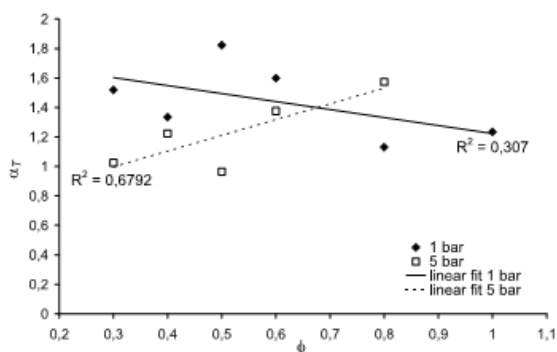
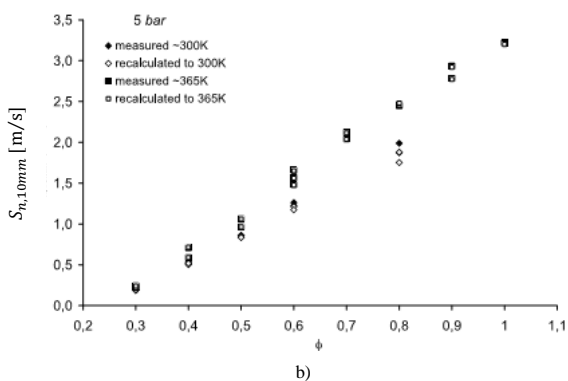
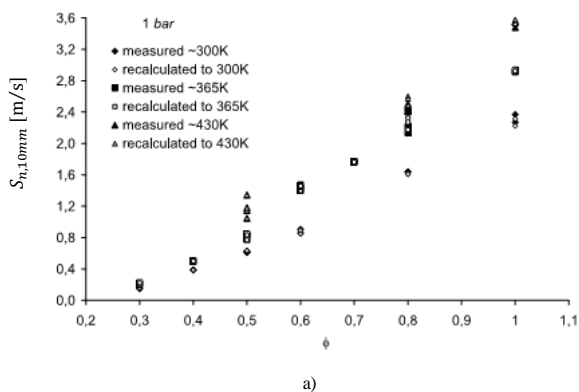


Fig. 3.7 – Velocidade de propagação da frente de chama em função da riqueza da mistura para 300 K, 365 K e 430 K a 1 bar (a) e 5 ar (b)), adaptado de [1]

Fig. 3.8 – Expoente de temperatura em função da razão de equivalência para 1 bar e 5 bar [1]

Efeito da pressão

A Fig. 3.9 mostra o efeito da pressão inicial da velocidade de propagação da frente de chama, $S_{n,10mm}$, em função da razão de equivalência, ϕ , para 1 bar e 5 bar a 300 K (Fig. 3.7 – a) e a 365 K (Fig. 3.7 – b)). Os valores apresentados na Fig. 3.9 são valores médios das várias experiências para as mesmas condições, e recalculados para as respectivas temperaturas recorrendo ao expoente de temperatura (secção 9.1) [1].

Verificou-se que na Fig. 3.9 –a) o efeito da pressão na velocidade de propagação da frente de chama depende a razão de equivalência. Para chamas muito pobres ($\lambda = 3.3(\phi = 0.3)$), o aumento de pressão causa uma diminuição da velocidade de propagação da frente de chama, ao contrário das restantes misturas em que a velocidade de propagação da frente de chama aumenta com a pressão e com a riqueza da mistura. A mesma situação verificou-se quando a temperatura aumentou para 365 K (Fig. 3.9 –b)), uma diminuição da velocidade de propagação da frente de chama para misturas muito pobres e um aumento da velocidade à medida que a mistura vai enriquecendo [1].

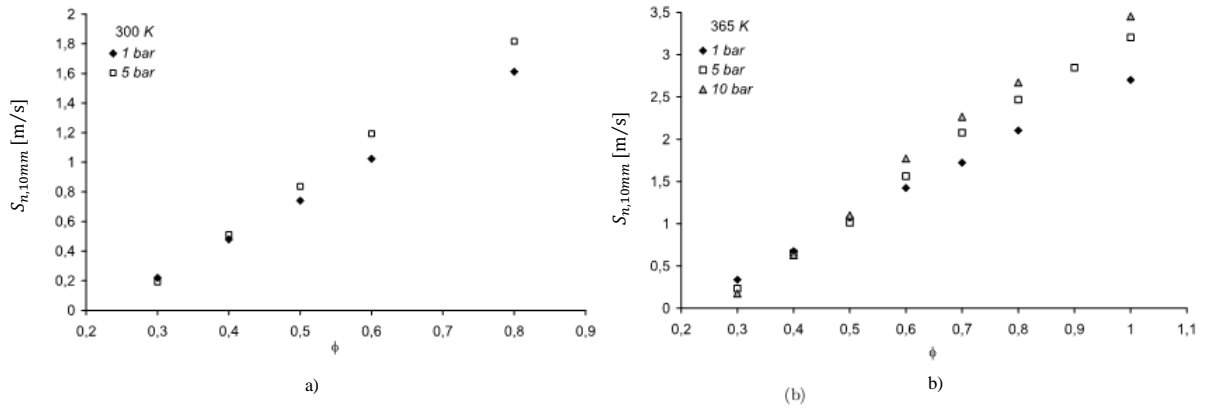


Fig. 3.9 – Velocidade de propagação da frente de chama em função da pressão para 1 bar, 5 bar e 10 bar a 300 K (a) e 365 K (b), adaptado de [1]

A Fig. 3.10 mostra o efeito da pressão inicial da velocidade de propagação da frente de chama, S_n , em função do raio de chama, r , para $\lambda = 1.0$ ($\phi = 1.0$) (Fig. 3.10 – a) e $\lambda = 3.3$ ($\phi = 0.3$) (Fig. 3.10 – b) para 1 bar, 5 bar e 10 bar a 365 K. Verificou-se que o aumento da velocidade de propagação da frente de chama para a mistura estequiométrica é muito mais pronunciada para pressões de 5 e 10 bar ao contrário de 1 bar, evidenciando a passagem de uma estrutura de chama suave para uma celular. As misturas pobres apresentam uma diminuição inicial da velocidade de propagação da frente de chama procedida por um aumento à medida que a celularidade se desenvolve (sub-seção 3.3.1) [1].

Os valores de $\log(S_n/S_{n0})$ em função de $\log(p/p_0)$ são apresentados na Fig. 3.11, bem como a relação linear correspondente, onde se verificou uma dependência da velocidade de propagação da frente de chama, $S_{n,10mm}$, na pressão p dada pela equação (3.17) em que na β_p é o expoente de pressão [1].

$$S_{n,10mm} \sim S_{n0,10mm} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\beta_p} \quad (3.17)$$

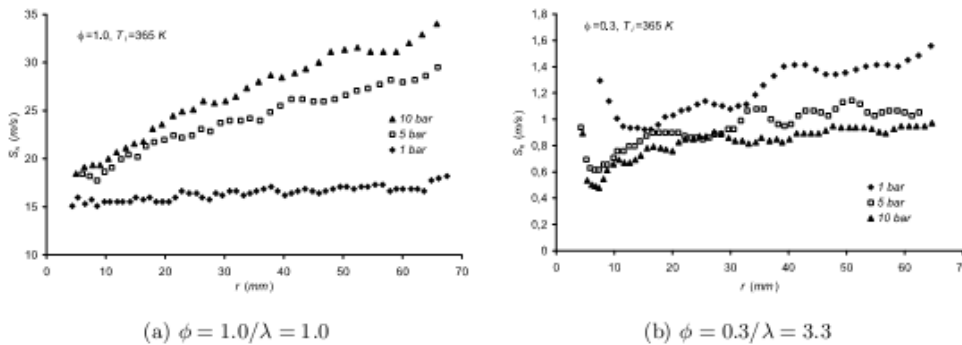


Fig. 3.10 – Velocidade de chama em função do raio de chama para 1 bar, 5 bar e 10 bar e 365 K a $\lambda = 1.0$ (a) e $\lambda = 3.3$ (b) [1]

O expoente de pressão, β_p , foi calculado diretamente das medições de 300 K (dois níveis de pressão) e obtida a partir da equação (3.17) para as medições de 365 K (três níveis de pressão). A Fig. 3.12 mostra a variação do expoente de pressão, β_p , em função da razão de equivalência, ϕ . Verificou-se que para ambas as temperaturas iniciais, o expoente de pressão aumenta à medida que a mistura enriquece. O expoente muda de sinal (negativo para positivo) entre $\lambda = 3.3$ ($\phi = 0.3$) e $\lambda = 2.0$ ($\phi = 0.5$), e atinge o valor máximo de 0.1, o que significa que a velocidade de propagação da frente de chama aumenta 1.5 vezes para cada incremento de 50 vezes o valor de pressão inicial

(ex: 1 bar para 50 bar) [1].

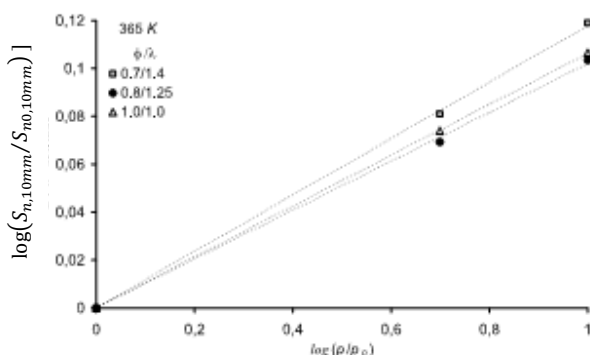


Fig. 3.11 – $\log(S_{n,10mm}/S_{n0,10mm})$ em função de $\log(p/p_0)$, adaptado de [1]

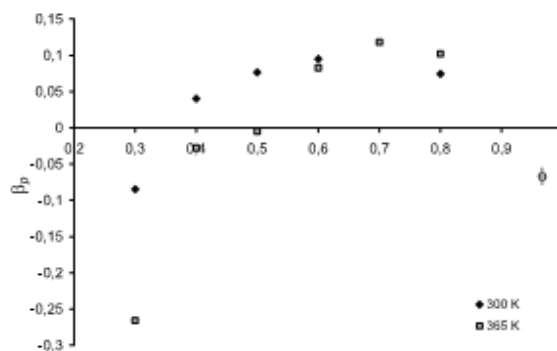


Fig. 3.12 – Expoente da pressão em função da razão de equivalência para 300 K e 365 K [1]

Efeito dos gases residuais

O efeito dos gases residuais (fração volúmica), f , na velocidade de propagação da frente de chama, juntamente com a correspondente relação linear, é apresentado na Fig. 3.13.

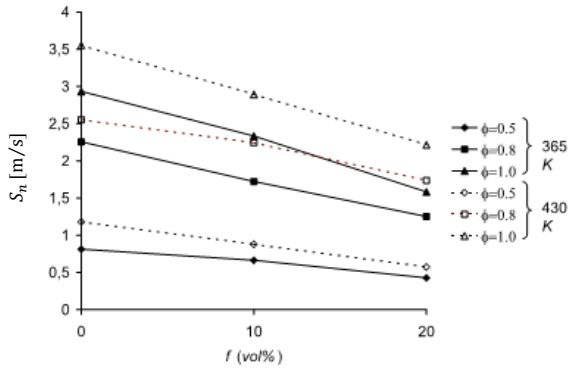
Na Fig. 3.13 – a) são apresentadas as velocidades de propagação de frente de chama livres de alongamento, S_n , em função da percentagem de gases residuais (0, 10 e 20 vol.%) para 1 bar, para três razões de equivalência a 365 K e 430 K. Na Fig. 3.13 – b) é apresentada as velocidades de combustão para raios de chama de 10 mm, $u_{n,10mm}$, em função da percentagem de gases residuais para 365 K, para quatro razões de equivalência a 1 bar e 5 bar [1].

A relação linear entre a fração mássica de gases residuais, f , e a velocidade de propagação da frente de chama é apresentada pela equação (3.18) em que γ é a influência dos gases residuais na velocidade de propagação da frente de chama [1].

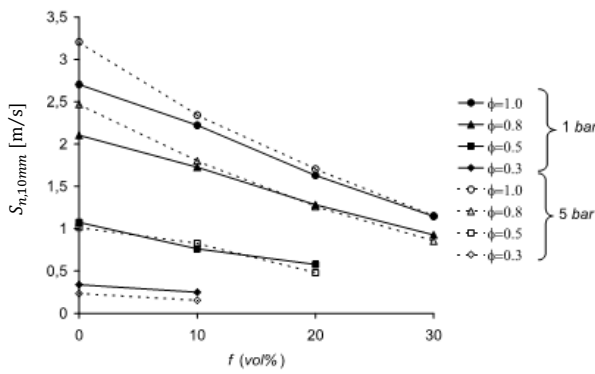
$$S_n = S_{n0}(1 - \gamma f) \quad (3.18)$$

Os valores obtidos da influência dos gases residuais na velocidade de propagação da frente de chama pela equação (3.18) são apresentados na Fig. 3.14 em função da razão de equivalência. Foram utilizadas duas séries de dados para 1 bar e 365 K, uma para os dados da velocidade de propagação da frente de chama livre de alongamento (Fig. 3.13 – a)) e outra para os dados de velocidade de propagação da frente de chama para chamas de raio 10 mm (Fig. 3.13 – b)).

Verificou-se que a influência dos gases residuais na velocidade de propagação da frente de chama é relativamente constante, tal como se verificou na Fig. 3.13 – b) uma vez que a pressão inicial pouco influenciou o efeito da existência de gases residuais, apresentando apenas uma pequena diminuição para misturas estequiométricas [1].



a)



b)

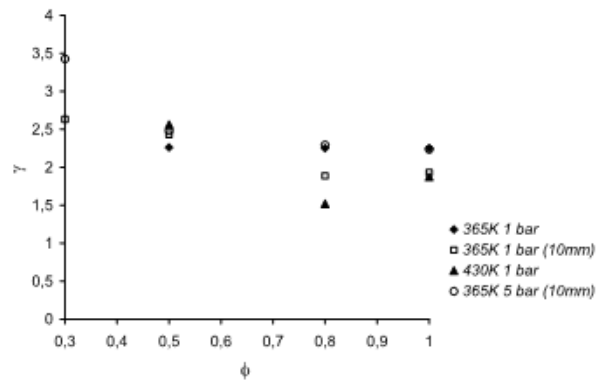


Fig. 3.13 – Efeito da percentagem dos gases residuais na velocidade de propagação da frente de chama, adaptado de [1]

Fig. 3.14 – Influência dos gases residuais em função do razão de equivalência [1]

Correlação

Tal como mencionado anteriormente, as chamas laminares de hidrogénio tornam-se celulares à medida que a temperatura e pressão se aproximam das condições de motor. Deste modo Verhelst (2005) [1] optou por desenvolver uma correlação baseada nos dados mais relevantes para condições de motor, ou seja, os valores obtidos para chamas de raio 10 mm obtendo uma equação semelhante à equação (3.15) mas baseada na velocidade de propagação da frente de chama alongada, S_n (equação (3.19)) em que T_0 e p_0 tomam os valores de 365 K e 5 bar respetivamente [1].

$$S_n(\phi, p, T, f) = S_{n0}(\phi) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_T} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\beta_p} (1 - \gamma f) \quad (3.19)$$

A influência da razão de equivalência, ϕ , nas condições de referência foi incorporada na velocidade de combustão de referência, u_{n0} , dada pela equação (3.20) [1].

$$S_{n0} = -4.77\phi^3 + 8.65\phi^2 - 0.394\phi - 0.296 \quad (3.20)$$

Os valores do expoente de temperatura, α_T , foram baseados nas medições para 5 bar através da comparação das velocidades de combustão para 300 K com as de 365 K resultando num valor médio de 1.232; o expoente de pressão, β_p , foi baseado nas medições para 300 K através da comparação das velocidade de combustão para 1 bar com as de 5 bar bem como nas medições para 365 K através da comparação das velocidade de combustão para 1 bar com as de 5 bar e as de

10 bar em que, devido à forte dependência da razão de equivalência, resultou em duas funções (equações (3.21) e (3.22)):

$$\phi < 0.6 : \beta_p = 2.90\phi^3 - 6.69\phi^2 + 5.06\phi - 1.16 \quad (3.21)$$

$$\phi \geq 0.6 : \beta_p = 0.0246\phi + 0.0781 \quad (3.22)$$

Estas equações são apresentadas na Fig. 3.15; e influência dos gases residuais, γ , foram baseados nas medições para 5 bar e 365 K através da comparação das velocidades de combustão para $\lambda = 2.0(\phi = 0.5)$ com as de $\lambda = 1.25(\phi = 0.8)$ e as de $\lambda = 1.0(\phi = 1.0)$ resultando na função dada pela equação (3.23) [1].

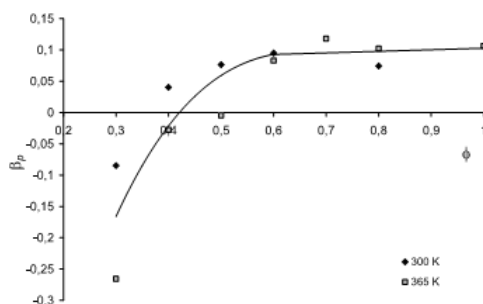


Fig. 3.15 – Expoente da pressão em função da razão de equivalência [1]

$$\gamma = -0.5\phi + 2.715 \quad (3.23)$$

No entanto esta correlação tem vindo a ser melhorada ao longo dos anos para gamas mais elevadas de pressões, temperaturas riqueza de mistura e percentagem de gases residuais. A nova correlação apresentada por Verhelst *et al.* (2011) [19] foi desenvolvida para variações do coeficiente de excesso de ar de $0.2 \leq \lambda \leq 3.0$, para variações de temperatura de $500 \text{ K} \leq T \leq 900 \text{ K}$, para variações de pressão de $5 \text{ bar} \leq p \leq 45 \text{ bar}$ e para variações de percentagem volumica de gases residuais de $0 \text{ vol}\% \leq f \leq 50 \text{ vol}\%$, dada pela equação (3.24). Nesta nova correlação foi dada grande relevância às correlações de forma a obter correlações mais precisas e que facilitem a implementação em códigos de simulação de MCI's-H₂ e a pressão e temperatura de referência (p_0 e T_0) foram definidas como 1 bar e 300 K respetivamente.

$$S_l(\lambda, p, T, f) = S_{l0}(\lambda, p) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\alpha(\lambda, p)} F(\lambda, p, T, f) \quad (3.24)$$

A velocidade de propagação da frente de chama de referência, $S_{l0}(\lambda, p)$, dada pela equação (3.25), é apresentada na forma logarítmica de base “e” para facilitar a leitura da equação.

$$\begin{aligned}
 \ln S_{i0}(\lambda, p) = & 7.505661 - 1.903711\lambda + 5.38084 \times 10^{-2} \frac{p}{p_0} - 3.936929 \\
 & \times 10^{-2} \frac{p}{p_0} \lambda + 1.896873 \times 10^{-2} \lambda^2 + 5.964468 \times 10^{-4} \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \\
 & - 3.0105525 \times 10^{-2} \lambda^2 \frac{p}{p_0} - 3.431092 \times 10^{-4} \lambda \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 + 9.023031 \\
 & \times 10^{-4} \lambda^3 \frac{p}{p_0} - 1.556492 \times 10^{-5} \lambda \left(\frac{p}{p_0}\right)^3 + 8.452404 \\
 & \times 10^{-4} \lambda^2 \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 - \frac{0.478534}{\lambda} - 3.105883 \times 10^{-2} \frac{p}{p_0} \frac{1}{\lambda}
 \end{aligned} \quad (3.25)$$

O expoente de temperatura, $\alpha(\lambda, p)$, é dado pela equação (3.26).

$$\begin{aligned}
 \alpha(\lambda, p) = & 0.584069 + 1.097884\lambda - 3.683272 \times 10^{-2} \frac{p}{p_0} + 2.454259 \times 10^{-2} \frac{p}{p_0} \lambda \\
 & + 0.104381\lambda^2 - 4.111935 \times 10^{-4} \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 + 7.621143 \times 10^{-3} \lambda^2 \frac{p}{p_0} \\
 & + 7.62759 \times 10^{-4} \lambda \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 - 4.49838 \times 10^{-4} \lambda^2 \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 + \frac{0.331465}{\lambda} \\
 & + 2.165434 \times 10^{-2} \frac{p}{p_0} \frac{1}{\lambda}
 \end{aligned} \quad (3.26)$$

A influência dos gases residuais, $F_1(\lambda, p, T, f)$, é dada pela equação (3.27)

$$\begin{aligned}
 F_1(\lambda, p, T, f) = & 1.782191 - 1.945813 \times 10^{-1} \frac{T}{T_0} - 4.071734 \times 10^{-3} \frac{p}{p_0} \\
 & - 4.987061 \times 10^{-1} \lambda - 4.347767f + 8.576177 \times 10^{-5} \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \\
 & + 4.49015 \times 10^{-2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 + 7.878902 \times 10^{-2} \lambda^2 + 4.243647f^2 \\
 & - 2.052509 \times 10^{-3} \frac{T}{T_0} \frac{p}{p_0} + 3.724404 \times 10^{-3} \frac{p}{p_0} \lambda - 2.114637 \\
 & \times 10^{-1} f \lambda - \frac{2.224738 \times 10^{-1}}{\lambda} + \frac{4.624703 \times 10^{-2}}{\lambda} \frac{T}{T_0} + 2.116186 \\
 & \times 10^{-1} \frac{p_0}{p} \frac{T}{T_0} - 2.098941 \frac{T}{T_0} f^3 + 7.029643 \times 10^{-2} \frac{p}{p_0} f^3 \\
 & + 1.334951 \lambda f^3 + 4.861730 \times 10^{-4} \frac{p}{p_0} \frac{1}{\lambda} - 1.915344 \times 10^{-2} \frac{p}{p_0} f \\
 & + 6.146191 \times 10^{-1} f \frac{T}{T_0}
 \end{aligned} \quad (3.27)$$

3.3.3. Simulação de chamas laminares

Os cálculos das chamas laminares são realizados através da resolução das equações de conservação de massa, momento e energia para as chamas laminares, adaptadas para a inclusão de espécies químicas presentes, reações químicas de difusão de componentes múltiplos, fluxo de calor, entre outros. Um dos obstáculos à realização destes cálculos é são as grandes diferenças do comprimento e escalas de tempo da combustão. A diferença da taxa de reação entre duas reações

elementares ser de várias ordens de magnitude [1].

Mecanismos de reação – cinética química

Verhelst (2005) [1] recorreu a um código computacional (Chem1D [140]) para calcular uma chama adiabática unidimensional, para a qual a velocidade de propagação da frente de chama é a velocidade de propagação da frente de chama laminar fundamentada na sub-seção 3.3.1, no entanto este necessita de um mecanismo de reação para o conjunto de espécies.

Existem vários mecanismos de reação H_2-O_2 presentes na literatura, uma vez que estes também são utilizados na fundamentação da combustão de hidrocarbonetos. Alguns destes são o mecanismo proposto por Warnatz [139], composto por 18 reações elementares e 9 espécies diferentes, que calcula a dependência da velocidade de propagação da frente de chama na concentração, temperatura e pressão da mistura $H_2-O_2-N_2$ (Mass et al. [121] estendeu este mecanismo para 37 reações para as mesmas espécies); Marinov et al. [142] desenvolveu um mecanismo de reação para o sistema H_2-O_2 que utilizou posteriormente para estudar as características de combustão de hidrogénio para condições de motor, sendo este constituído por 20 passos de reação envolvendo 9 espécies [143] [1].

3.4. Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta de misturas de ar, hidrogénio e gases residuais

Na presente secção é abordada a velocidade de propagação da frente de chama de turbulenta, S_b , que, contrariamente à velocidade de propagação da frente de chama laminar, não depende apenas nas propriedades da mistura mas também do fluxo, da geometria e do histórico da chama. Deste modo foi feita uma distinção entre a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta de arrastamento, S_{be} , e a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta de produção, S_{br} , análoga à distinção feita para as chamas laminares (secção 0) relacionada com o arrastamento dos gases não queimados na frente de chama e o aparecimento de gases queimados atrás da frente de chama. Estas velocidades podem ser calculadas através da equação (3.28) em que o índice x passa a "e" e "r" para velocidade de propagação da frente de chama turbulenta de arrastamento, S_{be} , e a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta de produção, S_{br} , respetivamente. Estas definições requerem uma área de superfície para a avaliação da taxa de combustão/arrastamento de massa [1].

$$S_{bx} = \dot{m}_x / \rho_u A \quad (3.28)$$

No entanto existe incerteza da escolha mais relevante/apropriada/prática de calcular esta área de superfície [84,107] devido à espessura da frente de chama turbulenta. Pode se optar por: uma superfície que inclua a massa dos gases não queimados igual à quantidade de gases queimados à frente desta (hipótese relevante para o desenvolvimento de pressão dentro do cilindro); média da superfície obtida pelas imagens Schlieren (hipótese prática). Para chamas turbulentas de expansão esférica estáticas, o raio da esfera que envolve um volume igual aos gases não queimados rodeado de gases queimados foi relacionado com o raio médio da fotografia Schlieren [107] [1].

3.4.1. Compreensão do conceito

Análise de fenômenos

Para turbulência baixa a moderada, é conhecido que a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , aumenta com a raiz quadrada da velocidade, u' [149,150]. Nos MCI isto significa que a duração de combustão, descrita em ângulos de cambota, é bastante constante para diferentes velocidades de rotação de motor [151]. O aumento de velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , com a raiz quadrada velocidade, u' , pode ser explicado pelo aumento da área de superfície devido ao enrugamento turbulenta da chama. Para valores de raiz quadrada da velocidade turbulenta baixos, a razão velocidade de propagação da frente de chama turbulenta por laminar, S_b/S_L , aumenta de forma quase linear com a razão de raiz quadrada da velocidade turbulenta com a velocidade de propagação da frente de chama laminar, S_b/S_L [152] [1].

Para turbulência elevada, logo valores elevados de raiz quadrada da velocidade, u' , a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , aumenta menos com a raiz quadrada da velocidade, podendo mesmo diminuir [152,153,154], devido ao alongamento excessivo da chama levando à extinção da chama [153,154]. Deste modo a produção de superfície compete com a extinção de chama [1].

Estes mecanismos competitivos resultam numa diferença clara do comportamento da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , para valores baixos e elevados de u'/S_L , logo a abordagem a utilizar tem de ser diferente [37,105,150,155,156] [1].

O crescimento da importância do contra-gradiente de transporte (transporte na direção oposta ao gradiente da difusão turbulenta em fluxos turbulentos não reativos que pode ocorrer quando o campo de fluxo próximo da chama é dominado pela dilatação térmica devido às reações químicas) para valores baixos de u'/S_L é um fator adicional complicado [1].

Têm havido alguma incerteza sobre a continuidade da frente de chama turbulenta. A separação das “extremidades” (“*fingers*”) dos gases queimados pelo forte movimento turbulento pode ocorrer; ou a destruição da frente de chama por um forte fluxo turbulento; ou a união de “extremidades” de chama de forma a criar bolsas de gás não queimado atrás da frente de chama. No entanto existe evidência de continuidade de superfície da chama para grande parte das condições e aplicações, pois é possível distinguir zonas de gases queimados e a formação de “extremidades” de chama na frente de chama [84,157] [1].

Lipatnikov *et al.* [105] reviu dados experimentais da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , e tentou derivar as tendências da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta com a raiz quadrada da velocidade, u' , com a velocidade de propagação da frente de chama laminar, S_L , com a escala integral de comprimento da turbulência, l_t , com a pressão, p [104,152,158], e com as propriedades de transporte (difusividade térmica, D_T). As dependências da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta obtidas foram [1]:

Raiz quadrada da velocidade, u'

Para turbulência moderada, todos os dados indicam a tendência $S_b \sim u'^{\alpha_1}$, sendo o expoente α_1 compreendido entre 0.5 e 1;

Velocidade de propagação da frente de chama laminar, S_L

A dependência da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta na velocidade de propagação da frente de chama laminar encontrada em várias experiências foi $u_t \sim u_l^{\alpha_2}$, sendo o expoente α_2 compreendido entre 0.5 e 0.8;

Escala integral de comprimento da turbulência, l_I

Existe uma grande incerteza da influência da escala integral de comprimento da turbulência na velocidade de propagação da frente de chama turbulenta pois existem dados contraditórios. O único consenso é que existe uma relação entre ambas, em que grande parte dos estudos revelam um aumento da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta com a escala integral de comprimento da turbulência, $S_b \sim S_L^{\alpha_3}$ não sendo definido ao certo a gama de valores de α_3 ;

Pressão, p

Existe uma evidência do aumento da velocidade de propagação da frente de chama com a pressão mas a gama de valores do expoente correspondente é incerta. Para pressões mais elevadas, a estrutura da chama turbulenta sobre um enrugamento mais fino [104,152,158];

Propriedades de transporte

Existem poucos dados sobre a influência de transportes (gases de escape) na velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, no entanto a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta aparenta diminuir com o aumento do termo difusividade [105].

É importante frisar que a chama turbulenta completamente desenvolvida, em termos de velocidade de chama turbulenta e espessura da frente de chama constantes, nunca foi observada experimentalmente [106,159], havendo mesmo a dúvida por parte de alguns autores a sua existência teórica [105], no entanto para aplicações práticas de motor as chamas turbulentas nunca se desenvolvem completamente [1].

Papel das instabilidades e efeito do alongamento

Grande parte dos modelos de velocidade de propagação de frente de chama turbulenta assumem que o movimento turbulento “neutraliza” as instabilidades de chama fazendo com que estes não tenham efeito na velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , no entanto outros modelos assumem que os efeitos de instabilidades apenas se fazem sentir para valores baixos da razão u'/S_L (secção 4.2.4) [1].

Verhelst (2005) [1] apresenta uma revisão de vários trabalhos experimentais bem como simulações onde se verifica claramente a existência de efeitos de instabilidades da chama na velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , sendo esta bastante incidente em alguns dos casos. Pode-se assumir que o efeito do alongamento local na velocidade de propagação da frente de chama turbulenta diminui com o aumento de pressão, p , ([84,152]), pois os números de Marstein diminuem com o aumento de pressão([89,91,129]) tornando a chama menos sensível ao alongamento. No entanto, verificou-se que as chamas tornam-se mais instáveis com o aumento

da pressão, tal como se verificou na secção 3.4, devido à dependência início de celularidade na pressão. Deste modo é esperado que os efeitos de instabilidades de chama sejam relevantes na velocidade de propagação da frente de chama turbulenta de MCI-SI [1].

Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta da mistura ar/hidrogénio

Devido à difusividade mássica elevada do hidrogénio, as misturas de hidrogénio manifestam um efeito de difusão muito preferencial [1].

Conforme apresentado na sub-secção 3.3.10, existe um comportamento diferente da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , com raiz quadrada da velocidade, u' , para valores baixos e elevados da razão u'/S_L . Para a combustão de hidrocarbonetos, a razão u'/u_l é bastante elevada logo muitos modelos de cálculo da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta partem deste pressuposto, no entanto, o mesmo não se passa no MCI-H₂ pois esta razão é muito menor para misturas perto da estequiometria devido à elevada velocidade de propagação da frente de chama, logo o pressuposto não é aplicável [1].

Modulação

A abordagem utilizada na modelação da combustão turbulenta tem vindo a ser alterada à medida que o conhecimento sobre determinados mecanismos é melhorado de forma gradual. Inicialmente os modelos de combustão assumiam que o único efeito da turbulência seria o aumento da área de superfície de chama através do enrugamento da chama turbulenta [1, 37].

À medida que mais dados são publicados, surgem mais fenómenos que não conseguem explicados apenas pelo enrugamento da chama. Foram propostos modelos que incluíam a extinção de chama para alongamentos excessivos [154,171], e posteriormente foram propostas várias correlações da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , baseadas em medições experimentais, ou obtidas partindo de trabalhos teóricos, com mais dependências: nomeadamente uma escala de comprimento turbulento e propriedades de transporte da mistura não queimada. [1].

No entanto, a simulação de chamas laminares altamente perturbadas [173], a simulação numérica direta (DNS – *Direct Numeric Simulation*) de chamas turbulentas [168] bem como dados experimentais [165], demonstraram que com o aumento do alongamento a relação linear entre velocidade de chama e alongamento de chama já não se verificava [1].

Por fim, os modelos devem de incluir um enrugamento e alongamento da frente de chama dependente da velocidade de chama local através de uma biblioteca de *flamelet* laminar alongada, no entanto esta necessita de mais dados do que os disponíveis na altura (Verhelst (2005)) nomeadamente de velocidades de propagação da frente de chama laminares, deformação e curvaturas do números de Marstein para uma extensa gama de pressões, temperaturas e composição da mistura. Existe também incerteza nesta abordagem, no entanto, à medida que estes modelos recorrem à biblioteca de *flamelet* alongada estável ao passo que as *flamelet* revelaram comportamentos durante a transição de alongamento [93] (Ex: serem mais resistentes à extinção de chama durante alongamento transiente do que alongamento estável) [1].

Grande parte dos modelos mencionados anteriormente assumem um regime de reação fino onde uma fina interface (frente de chama) separa os gases queimados dos não queimados. Deste modo é assumido que a turbulência não tem qualquer efeito na espessura da frente de chama laminar, δ_L , (à parte do efeito de alongamento) e é assumido que a zona de reação é a mesma que na chama laminar alongada, implicando que não existe penetração dos turbilhões turbulentos na zona de reação (regime *flamelet*, secção 3.2). Este pressuposto parece ser justificado em regiões para além das baseadas na teoria (equação (3.1) – Regime A) que exprimem que o regime *flamelet* é válido se as menores escalas de comprimento turbulento, l_K , forem maiores que a espessura da frente de chama laminar, δ_L : mesmo que uma pequena porção da escala de comprimento turbulenta for pequena o suficiente para penetrar a frente de chama, estes pequenos turbilhões são dissipados rapidamente na zona pré-aquecida não sendo capazes de afetar a fina camada da zona de reação [105]. Uma escala de comprimento turbulento alternativa designada escala de Gibson foi proposta para a delimitação da velocidade de rotação do motor *flamelet* [174, 175], pois algumas observações anteriores indicaram que a equação (3.1) – Regime A, critério de Klimov-Williams, é demasiado restritivo [154] [1].

3.4.2. Modelos de velocidade de propagação da frente de chama turbulenta

Nesta secção serão abordados alguns dos modelos e correlações para o cálculo da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta que foram utilizados em códigos de ciclo de MCI-H₂. Uma vez que não existe até à data nenhum modelo de transferência de calor universal para o hidrogénio [20], a situação mais provável será a utilização de vários códigos diferentes para diferentes condições de motor. Todos os modelos apresentados assumem que o regime *flamelet* é válido pelo menos para a zona de reação, ou seja, todos os modelos assumem que a zona de reação química é uma fina interface que separa os produtos dos reagentes sem que haja penetração de turbilhões nesta zona [1].

Alguns dos modelos também assumem que a espessura da zona pré-aquecida é menor que a menor escala de comprimento turbulento, no entanto a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta não é afetada (sub-secção 3.4.1) [1].

Damköhler e derivativas

Conforme mencionado na sub-secção 3.4.1, um número elevado de modelos propostos consideram que o único efeito da turbulência na taxa de combustão é o enrugamento da frente de chama e, conseqüentemente, aumento da área de superfície de chama, logo, é assumido que a razão de velocidades de propagação da frente de chama, S_b/S_L , é igual à razão de superfície de área de chama, A_b/A_L , em que A_b é a área de superfície da frente de chama enrugada e A_L é a área de superfície da frente de chama média “suave”. Damköhler (1940) relacionou esta razão de áreas com a razão da raiz quadrada da velocidade turbulenta pela velocidade de propagação da frente de chama laminar: $A_b/A_L \sim u'/S_L$, logo $S_b \sim u'$, válido para a gama u'/S_L . Muitos modelos de combustão ainda utilizam este princípio embora grande parte destes recorrem a $S_b \sim u' + S_L$ para recuperar a velocidade de propagação da frente de chama laminar quando $u' \rightarrow 0$ [1].

Este pressuposto tem sido utilizado na maioria dos modelos de “arrastamento”. Este nome deriva do trabalho de Blizard *et al.* [151] que apresentou um mecanismo de combustão onde

ocorria um arrastamento na frente de chama a uma velocidade característica, S_e , com comprimento característico, l_e . Foi admitido que a combustão destes turbilhões ocorre a partir de locais de ignição periféricos para o interior e que são consumidos num período de tempo, $\tau = l_e/S_L$. Foi também assumida uma distribuição exponencial dos tempos de combustão dos turbilhões arrastados levou a equação (3.29) [1].

$$m_b = \int_0^t (1 - e^{-(t-t')/\tau}) \rho_u A_f S_e dt' = m_e - \tau \dot{m}_b \quad (3.29)$$

Com

$$m_e = \int_0^t \rho_u A_f S_e dt' \quad (3.30)$$

$$\dot{m}_b = \int_0^t e^{-(t-t')/\tau} \rho_u A_f S_e dt' / \tau \quad (3.31)$$

Em que na equação (3.29), m_e é a massa arrastada pela frente de chama, A_f é a área da superfície da frente de chama dos turbilhões e m_b a massa queimada [1].

Os modelos de combustão com arrastamento assumem que a combustão ocorre em duas fases: inicialmente, a massa não queimada é arrastada pela frente de chama a uma determinada velocidade, dada pela equação (3.32), e os turbilhões turbulentos arrastados são queimados num período de tempo que é função do tamanho dos turbilhões e da velocidade de propagação da frente de chama laminar. Deste modo a velocidade de queima da massa é dada pela equação (3.33) [1].

$$\dot{m}_e = \rho_u A_f S_e \quad (3.32)$$

$$\dot{m}_b = (m_e - m_b) / \tau \quad (3.33)$$

As equações (3.32) e (3.33) são a base para muitos modelos de combustão, em que são admitidos diferentes valores do comprimento característico dos turbilhões, l_e (que determina o valor de τ) e da velocidade de arrastamento, S_e [1].

Tabaczynski *et al.* [181,182,183] introduziram a estrutura de turbulência sugerida por Tennekes no modelo de cálculo do arrastamento, levando a um mecanismo de combustão em que turbilhões de escala integral de comprimento, l_I , são arrastados e os locais de ignição propagam-se de tubos vórtices de tamanho l_K em que o espaçamento é dado pela escala de comprimento turbulento de Taylor, l_M ($l_M = u' / (\partial u / \partial x) \sim l_I (Re_t)^{-1/2}$, onde u é a velocidade de fluxo). É assumido que o comprimento de escala é o comprimento característico para quando a difusão laminar torna-se importante, e que velocidade de arrastamento é dada por $S_e = u' + S_L$ [1].

A velocidade de arrastamento, S_e , utilizada nos modelos de arrastamento é equivalente à definição da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_{be} , dada pela equação (3.28). Como estes modelos propõem que a $S_{be} = u' (+u_i)$, tem-se a equação (3.34). Esta equação será designada de modelo de Damköhler [1].

$$S_b = u' + S_L \quad (3.34)$$

Gülder

Gülder [185] derivou a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , para o regime *flamelet* de chama enrugada admitindo que a espessura da frente de chama turbulenta pode-se

ser expressa como $\delta_b \approx S_b \tau$, se τ for o tempo médio necessário para consumir uma “parcela de fluido” (um turbilhão turbulento). Esta espessura pode também ser expressa recorrendo à difusividade turbulenta, D_b , $\delta_L \approx D_t/S_b$, através da analogia da definição da espessura da frente de chama laminar $\delta_L = D/S_L$, com a difusividade molecular, D . Com a $D_t = u' l_I$ e assumindo que uma estrutura de turbulência como a descrita no modelo de Tabaczynski para produzir o tempo de vida químico $\tau \approx l_M/(\sqrt{2}S_L)$, é derivada a equação (3.35) para a S_b , com os pressupostos adicionais de turbulência isotrópica dada a relação entre l_M e l_I : $l_M/l_I = \sqrt{15}/\sqrt{Re_t}$, e o termo laminar a forçar $S_b \rightarrow S_L$ para $u' \rightarrow 0$ [1].

$$S_b = S_L + 0.6u'^{0.5}S_L^{0.5}Re_t^{0.25} \quad (3.35)$$

Gülder verificou os valores de $S_b/S_L - 1$ em função de $(u'/S_L)^{0.5}Re_t^{0.25}$ para um número elevado de dados experimentais de diferentes estudos e encontrou a correlação linear dada pela equação (3.36) que é muito semelhante à dada pela equação (3.35).

$$S_b/S_L - 1 = 0.62(u'/S_L)^{0.5}Re_t^{0.25} \quad (3.36)$$

Bradley

Bradley *et al.* [153] compilaram um número significativo de dados experimentais de velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, cobrindo uma gama elevada de valores de raiz quadrada de velocidade turbulenta, combustíveis e razões de equivalência. Posteriormente procuraram por correlações através de parâmetros adimensionais para descreverem as bases de dados, baseando-se na teoria de [153,154]. A primeira correlação apresentada em termos de número de Karlovitz, Ka , para dois grupos de número de Lewis (a cima e a baixo de $Le = 1.3$) [153], com Ka a representar o campo de tensões de fluxo adimensional $(u'/l_M)(\delta_L/S_L)$. Posteriormente o efeito do número de Lewis foi incluindo pelo agrupamento de Ka e Le através da relação de produto (equação (3.37)), em que $Ka = 0.157(u'/S_L)^2Re_t^{-0.5}$ [1].

$$S_b/u' = 0.88(Ka Le)^{-0.3} \quad (3.37)$$

A dependência de S_b/u' no produto de $Ka Le$ originado pela consideração do efeito de alongamento de chama em S_b , a começar da relação linear (equação (9.4)) entre a velocidade de chama e alongamento de chama para a chama local laminar. Foi demonstrado que os números de Marstein variam linearmente com o número de Lewis, em que o número de Lewis foi adotado na correlação uma vez que a sua determinação é bastante mais directa (equação (3.8)) e a limitação de dados do comprimento de Marstein é bastante elevada. A dependência $Ka^{-0.3}$ apresentada na equação (3.37) foi baseada em dados experimentais [105] tendo esta sido também utilizada em várias aplicações, bem como em códigos de MCI-SI [186]. A equação (3.37) será designada como modelo Bradley [1].

Modelos baseados em fractal

Matthews *et al.* discordam com a descrição física da combustão utilizada para derivar os modelos de arrastamento descritos anteriormente, voltando à hipótese original do melhoramento taxa de combustão pelo aumento da área de superfície da frente de chama provocado pelo enrugamento turbulento de chama. Partindo da sugestão de Gouldin, utilizando uma geometria fractal para a determinação do aumento da área, foi desenvolvido um modelo para a combustão em MCI-SI [187,187]. O método proposto de derivação do aumento da área (equação (3.38)), assume que a superfície da frente de chama turbulenta é fractal e o enrugamento provocado pelo espectro

da escala de comprimento turbulenta é proposto como semelhante [1].

$$A_b/A_L = (L_{max}/L_{min})^{D_3-2} \quad (3.38)$$

L_{max} e L_{min} são os valores máximo e mínimo, respetivamente, do enrugamento e D_3 é a dimensão fractal da superfície da frente de chama. Enquanto que os valores máximo e mínimo da escala de enrugamento da chama não são claros, Matthews *et al.* [187] experimentaram vários pressupostos e concluíram que os melhores resultados são atingidos para situação em que $L_{max}/L_{min} = l_I/l_K$. A dimensão fractal D_3 foi relacionada com a raiz quadrada da velocidade turbulenta e com a velocidade de propagação da frente de chama laminar (equação (3.39)), descrevendo o equilíbrio entre o enrugamento turbulento da chama e “suavização” da chama laminar através da propagação de chama, logo $S_b \rightarrow S_L$ é recuperado para $u' \rightarrow 0$ [1].

$$D_3 = 2.35 \frac{u'}{u' + S_L} + 2.0 \frac{u_l}{u' + S_L} \quad (3.39)$$

Matthews *et al.* também ponderaram o efeito do alongamento na velocidade de chama local implementando a velocidade de chama laminar, S_n , no seu modelo (equação (3.40)), em que S_n foi derivado da S_L recorrendo a um modelo de alongamento simples [187]. A equação (3.40) será designada de modelo fractal [1].

$$S_b = S_n \left(\frac{L_{max}}{L_{min}} \right)^{D_3-2} \quad (3.40)$$

Zimont/Lipatnikov

Um método comum utilizado no cálculo da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em computações multidimensionais é através de um progresso variável, c , com $c = 0$ para os gases não queimados e $c = 1$ para os gases queimados [171]. A equação (3.41), é uma equação para o progresso variável médio Favre (Favre-averaged) em que t é o tempo, x_j e u_j são as componentes de coordenadas e velocidades de fluxo, respetivamente, ρ é a massa volúmica do gás e \tilde{W} é a taxa média de criação de produtos. As barras superiores, como $\bar{\rho}c = \overline{\rho c}$ ou $c'' = c - \bar{c}$ ou mesmo $c' = c - \bar{c}$, simbolizam Reynolds médio (valor médio) e Favre médio (massa volúmica média ponderada). Os termos à esquerda da equação (3.41) representam a taxa local de alteração e convecção local, enquanto que os termos à direita representam a difusão turbulenta e o termo de fonte química [1].

$$\frac{\partial \bar{\rho}c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j c) = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j'' c''}) + \bar{\rho} \tilde{W} \quad (3.41)$$

Zimont propôs um método, para calcular a parcela à direita da equação (3.41) (necessário para “fechar” a computação da combustão turbulenta), baseado na modelação separada do comportamento da espessura média das “extremidades” da chama (*flame brush*) (controlada principalmente por turbilhões de escalas elevadas) e da taxa de combustão de massa (controlada principalmente por turbilhões de escalas baixas) [105,191] (equação (3.42)).

$$\frac{\partial \bar{\rho}c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j c) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} D_b \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j} \right) + \rho_u S_b |\nabla \tilde{c}| \quad (3.42)$$

$$|\nabla \tilde{c}| = \left\{ \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (3.43)$$

Em que na equação (3.42), D_b é a difusividade turbulenta, ρ_u é a massa volúmica dos gases não queimados e S_b é a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, que necessita de ser modelada [1].

A particularidade deste modelo é que a equação (3.42) é reduzida para equação de difusão padronizada para a “chama” planar, unidimensional e de massa volúmica contante (equação (3.44)), produzindo um crescimento médio da espessura das “extremidades” de chama.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[D_t \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right] \quad (3.44)$$

Zimont sugeriu o modelo dado pela equação (3.45) para calcular a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, S_b , onde τ_L é a escala de tempo químico, D_T é a difusividade de calor molecular e A é uma constante de ajuste. A escala de tempo químico é baseada na espessura da frente de chama laminar, δ_L , utilizando D_T como difusividade relevante: $\tau_L = \delta_L/S_L = D_T/S_L^2$. A equação (3.45) será designada como modelo de Lipatnikov.

$$S_b = Au'Da^{1/4} = Au' \left(\frac{\Lambda}{u'\tau_L} \right)^{1/4} \sim u'^{3/4} l_l^{1/4} S_L^{1/2} D_T^{1/4} \quad (3.45)$$

Lipatnikov *et al.* demonstraram a incapacidade o modelo prever as tendências da S_b para chamas de misturas de hidrogénio muito pobres [165] e propuseram uma extensão do modelo base através da substituição da escala de tempo químico, τ_L , por uma outra escala de tempo “físico-químico”, τ_{Lr} , determinado a partir da velocidade de propagação da frente de chama de “chamas extremamente alongadas” [173], conseguindo assim prever com sucesso (comparação com medições experimentais) misturas com diferentes velocidades de combustão e diferentes números de Lewis [1].

Peters

Peter [175] derivou uma equação que relacionava a área da superfície da frente de chama com a turbulência recorrendo à estrutura da equação G (ver trabalho [86]). Peter, considerou um regime de combustão de elevada turbulência, com uma zona de reação fina mas com a zona pré-aquecida aumentada pela à penetração de turbilhões de pequena escala. Obteve a equação (3.46), em que o número de Damköhler, Da , é calculado pela equação (3.5), D_b é a difusividade turbulenta, D é a diusividade molecular e a_4 , b_1 e b_3 são constantes proporcionais dados pelas equações (3.47), (3.48) e (3.49) respetivamente [1].

$$S_b = S_L + u' \left\{ -a_4 b_3^2 Da / 2b_1 + [(a_4 b_3^2 Da / 2b_1)^2 + a_4 b_3^2 Da]^{1/2} \right\} \quad (3.46)$$

$$D_b = a_4 u' l_l \quad (3.47)$$

$$S_b (Re_t \rightarrow \infty, u'/S_L \rightarrow \infty) = b_1 u' \quad (3.48)$$

$$S_b/S_L = b_3 (D_b/D)^{1/2} \quad (3.49)$$

A equação (3.48) expressa o limite das maiores escalas de turbilhões onde a propagação da frente de chama se torna independente da taxa de reação química. A equação (3.49), é baseada no pressuposto de Damköhler (ver secção 3.2) logo, é análoga à relação de escala para a velocidade de propagação da frente de chama laminar, $S_L \sim (D/\tau_L)^{1/2}$, a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta pode ser obtida substituindo a difusividade molecular com uma turbulenta e

manter a escala de tempo química, $\tau_L: S_L \sim (D_b/\tau_L)^{1/2}$, resultando em $S_b/S_L \sim (D_b/D)^{1/2}$. Peter sugeriu os valores de 0.78, 2.0 e 1.0 para a_4 , b_1 e b_3 respetivamente [1].

3.4.3. Comparação de resultados

Verhelst (2005) [1] comparou valores experimentais (no Apêndice 4 é apresentada uma análise qualitativa das tendências da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta) (representados nas figuras por símbolos preenchidos e linhas contínuas) com os modelos de combustão abordados na sub-seção 3.4.2 (representados nas figuras por símbolos não preenchidos e linhas descontínuas), sendo que esta comparação é apresentada pelas Fig. 3.16, Fig. 3.17, Fig. 3.18 e Fig. 3.19. Os valores das velocidades de propagação da frente de chama laminar utilizadas pelos modelos de combustão foram a S_L e as $S_{n,10mm}$ para os gráficos de 1 bar e 5 bar respetivamente, enquanto que as propriedades da mistura não queimada foram calculadas recorrendo a uma base de dados termodinâmica [73].

É de frisar que a condição $u' \gg S_L$, assumida em vários modelos, não é aplicável pois a velocidade de propagação da frente de chama laminar do hidrogénio é elevada e, em alguns casos, superior a u' [1].

É também necessário ter em conta que o desenvolvimento da chama (ver secção 3.4) desde da fonte de ignição, onde esta é inicialmente demasiado pequena para o aumento da sua velocidade de propagação da frente de chama pelo espetro turbulento, pois não é possível ter uma escala de comprimento maior que o diâmetro da chama que influencie a velocidade de propagação da frente de chama [195] [1].

As Fig. 3.16 e Fig. 3.17 mostram a variação da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta com a raiz quadrada da velocidade turbulenta para diferentes razões de equivalência, para 365 K a 1 bar (Fig. 3.16) e a 5 bar (Fig. 3.17). Verificou-se que os valores dos modelos de Gülder, Bradley, Fractal e Lipatnikov são bastante semelhantes, no entanto nenhum dos modelos conseguiu prever de forma clara as tendências da S_b com a variação de u' [1].

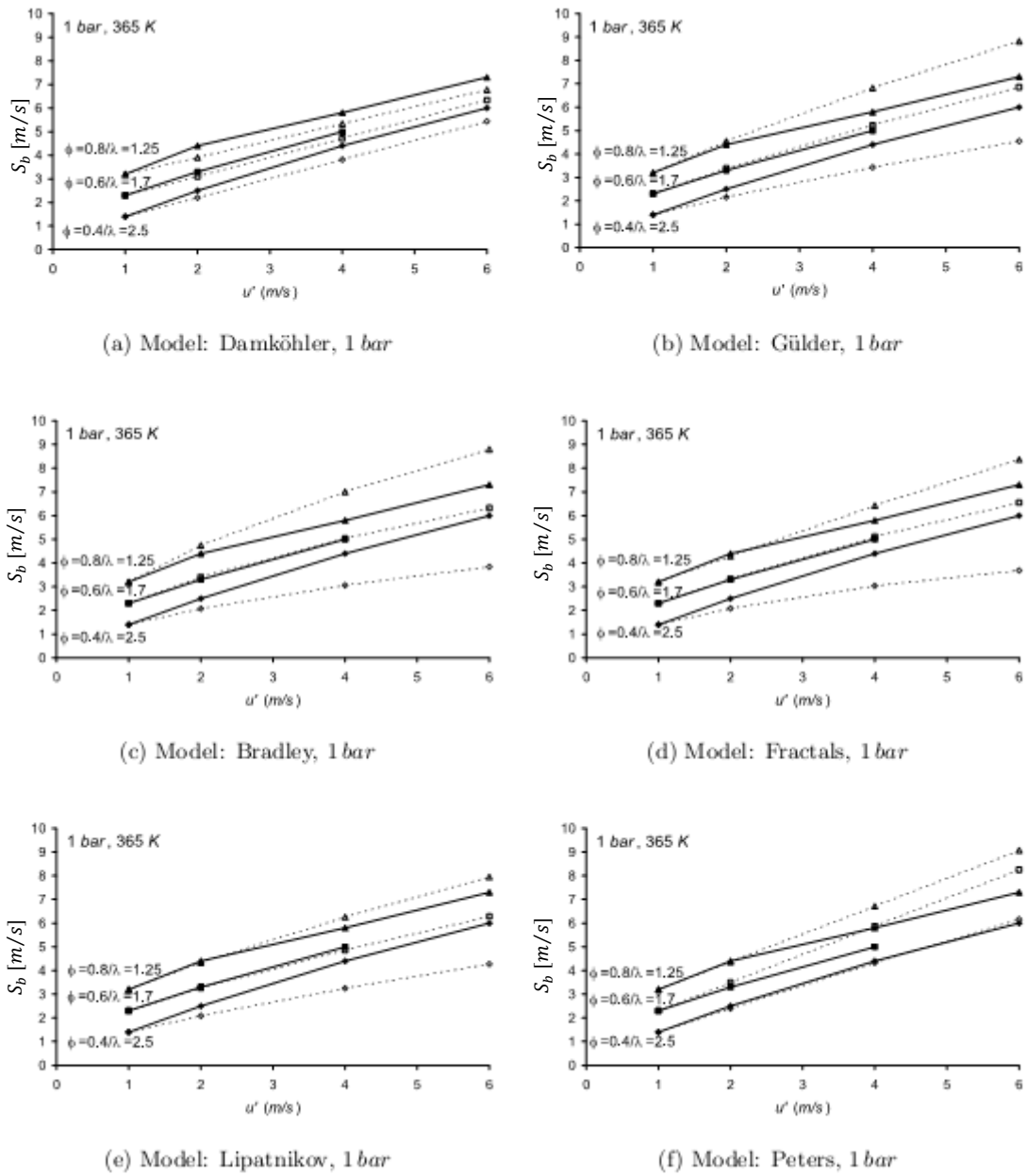


Fig. 3.16 – Comparação de velocidades de propagação da frente de chama turbulenta em função da raiz quadrada da velocidade turbulenta para 1 bar, adaptado de [1]

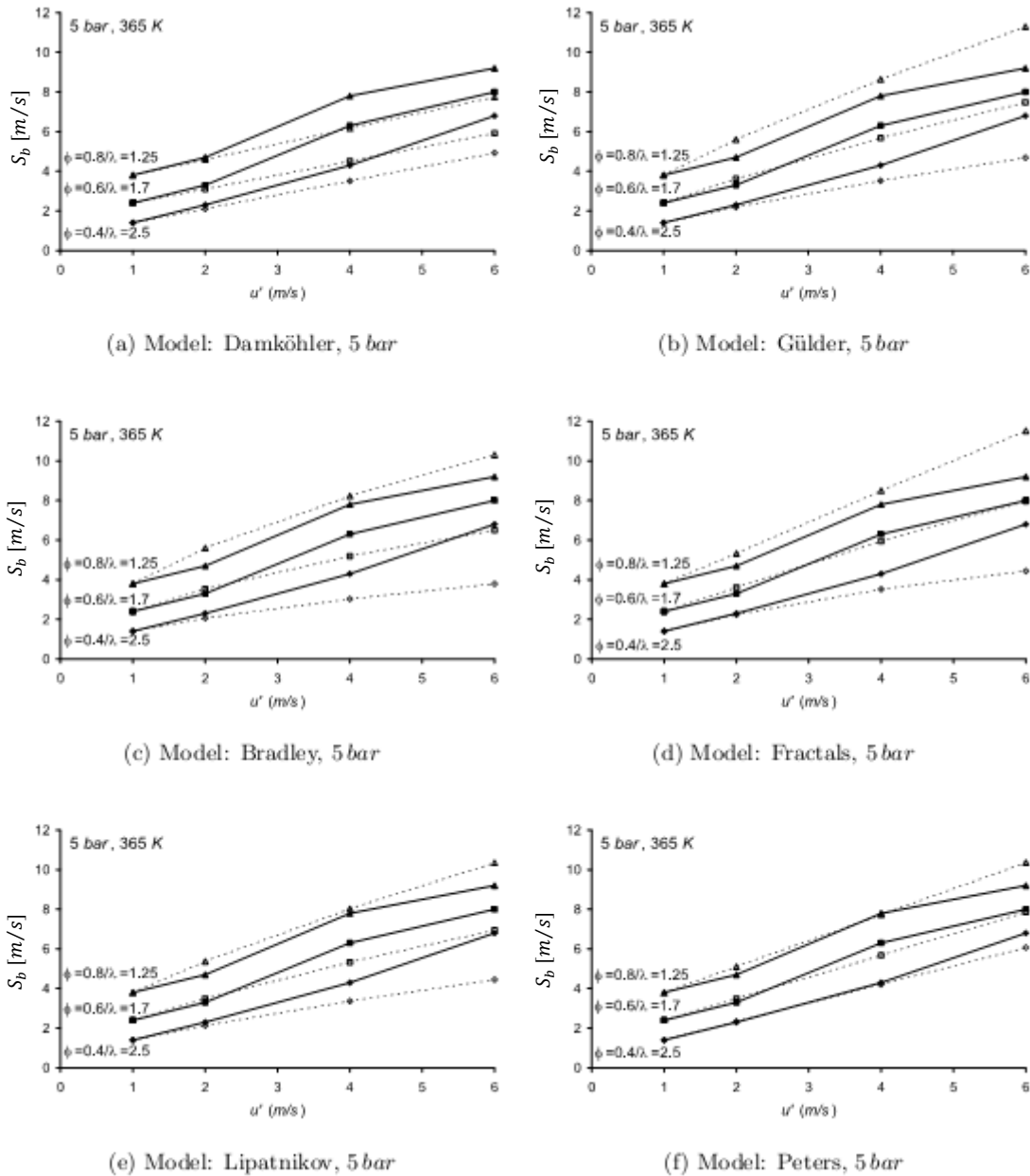


Fig. 3.17 – Comparação de de propagação da frente de chama turbulenta em função da raiz quadrada da velocidade turbulenta para 5 bar, adaptado de [1]

As Fig. 3.18 e Fig. 3.19 mostram a razão da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta com a velocidade de propagação da frente de chama laminar ($S_{n,10mm}$ para a situação de 5 bar) em função da razão de equivalência para diferentes valores de u' , para 365 K a 1 bar (Fig. 3.18) e a 5 bar (Fig. 3.19). Mais uma vez, verificou-se que os valores dos modelos de Gülder, Bradley e Lipatnikov são bastante semelhantes, no entanto, neste caso, o modelo Fractal apresentou um comportamento diferente dos restantes. Os valores previstos pelo modelo de Peter conseguiram uma correspondência bastante boa para com os valores experimentais [1].

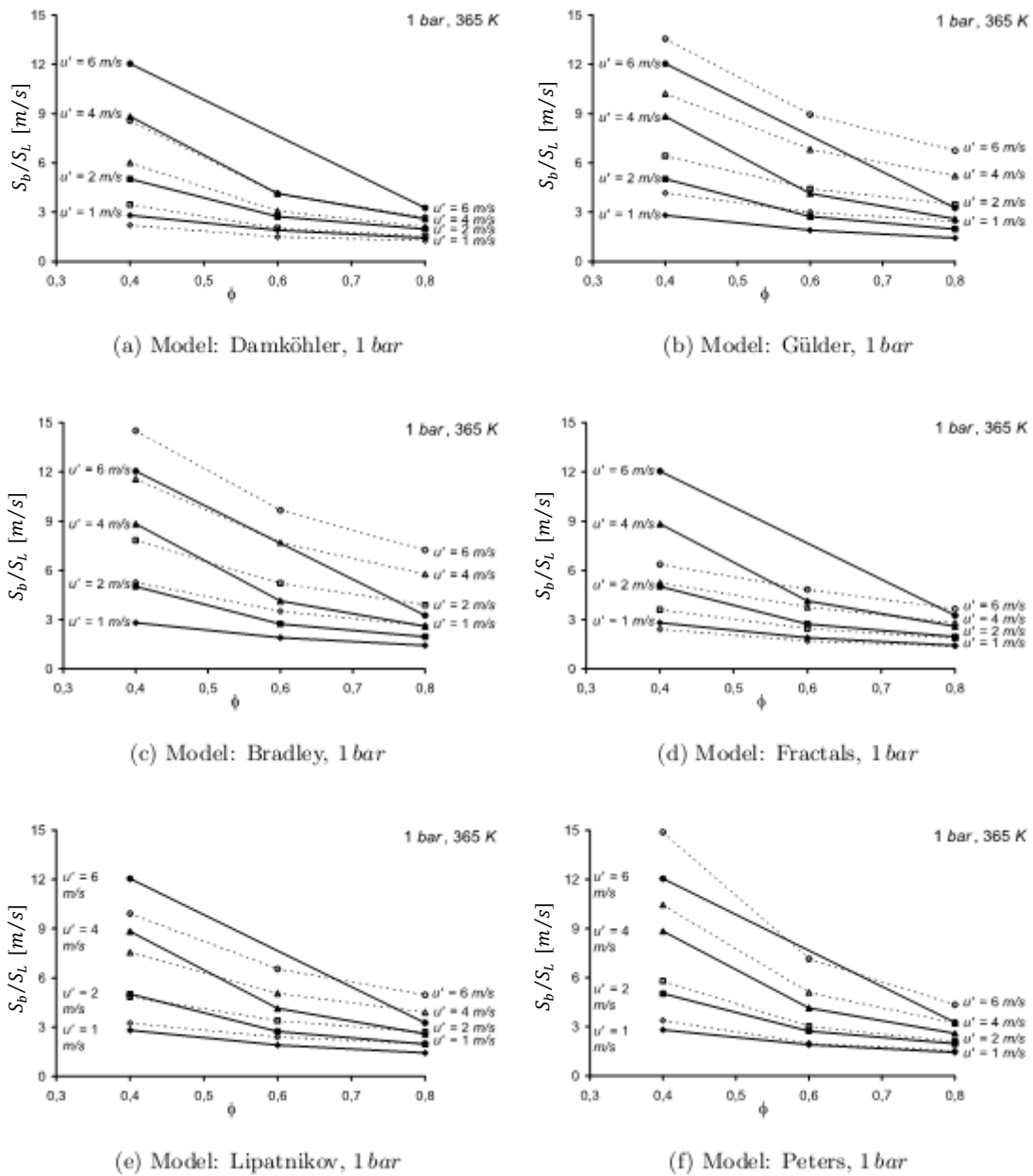


Fig. 3.18 – Relação de velocidades de propagação da frente de chama em função da razão de equivalência para 1 bar, adaptado de [1]

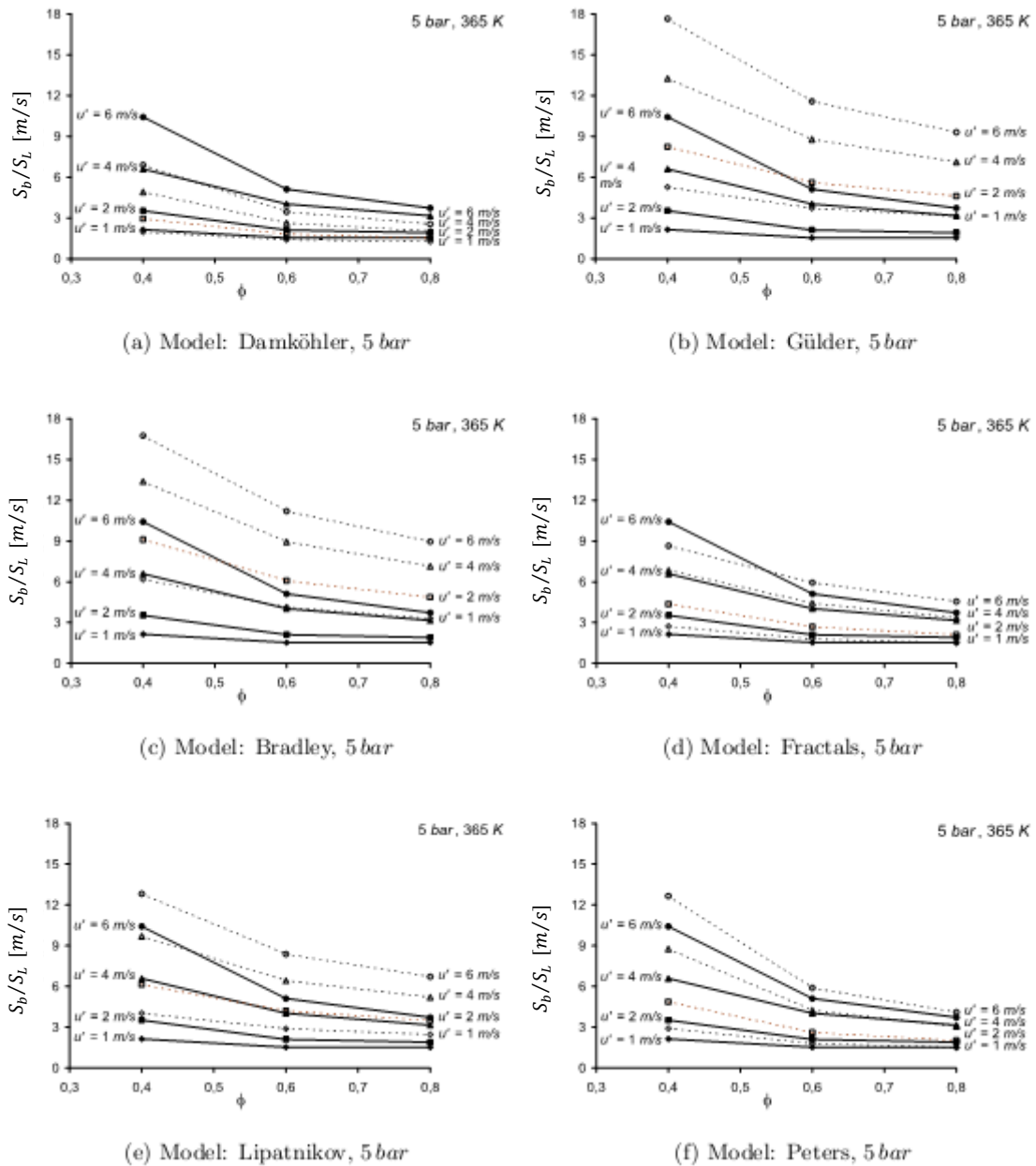


Fig. 3.19 – Relação de velocidades de propagação da frente de chama em função da razão de equivalência para 5 bar, adaptado de [1]

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

4. Adaptação de um MCI de pequenas dimensões para hidrogénio

No presente capítulo serão abordados alguns dos principais requisitos necessários para a conversão de um MCI-SI-gasolina de pequena cilindra para a operação a hidrogénio. Inicialmente apresentada a motivação da seleção do MCI, procedendo ao levantamento de componentes e infra-estruturas a alterar para a operação a hidrogénio

4.1. Seleção do MCI

Partindo das propriedades do hidrogénio com combustível (secção 2.1), verificou-se que o tipo de MCI a utilizar seria de SI uma vez que a temperatura de autoignição é elevada. Mais ainda, verificou-se que a massa volúmica do hidrogénio é muito mais baixa que a gasolina, pelo que o sistema de armazenamento do combustível tem de ser redesenhado para que seja possível ter uma densidade energética próxima do caso original (gasolina). Deste modo, dos vários MCI's-SI existentes no Laboratório de Engenharia Automóvel da ESTG-IPL, o Honda GX31 foi o MCI selecionado para realizar a conversão. Uma vez que este MCI apresenta um baixo volume, isto significa que a quantidade de combustível a utilizar durante os ensaios será reduzida. O objectivo inicial da conversão deste MCI era a demonstração do conceito de MCI-H₂ e a empresas com o objetivo de encontrar patrocínios a estudos a desenvolver sobre o tema no futuro. No entanto esta conversão pode também ser aplicada a nível de competição, como no caso do ECO-Shell hidrogénio [21], no desenvolvimento do sistema de propulsão de um pequeno veículo híbrido, em que este MCI é afinado para uma velocidade de rotação específica com a única função de carregar baterias, ou ainda no desenvolvimento de um gerador de baixo consumo e emissões, a utilizar em gabinetes médicos ambulantes ou mesmo veículos de lazer.

4.2. Principais alterações a realizar no MCI GX31

Na presente secção são apresentados várias alterações a realizar na conversão do MCI GX31.

Analisando os vários sistemas presentes no MCI GX31, verificou-se que grande parte destes sistemas têm de ser alterados para garantir um funcionamento seguro e controlável do MCI utilizando hidrogénio como combustível.

O sistema de alimentação de combustível original do GX31, carburador. Como este limita bastante a estratégia de controlo de carga a implementar, foi selecionado um sistema de controlo eletrónico para a injeção e ignição, permitindo assim uma maior liberdade de controlo do ângulo de ignição (face ao sistema mecânico original).

Marinho e Oliveira (2011) [22] desenvolveram uma unidade de comando para o MCI GX31 em que a quantidade de combustível injetada era controlada através da medição do ângulo do restritor (borboleta), da pressão do combustível, da velocidade de rotação do motor com sinal de

sincronismo e temperatura do ar ambiente, MCI e combustível. Esta unidade permite definir a variação do ângulo de ignição e do ângulo e duração de injeção com base nestes sinais de entrada. No entanto, esta unidade ainda poderia ser melhorada para a operação de hidrogénio através da substituição da borboleta mecânica por uma electrónica; implementação de um sensor de oxgéni no escape permitindo a utilização de um controlo fechado (correção do erro existente entre o valor de saída com o definido pelo utilizador); instalação de um sistema de ventilação forçada do cárter, para garantir que a concentração de hidrogénio, resultante do *blowby*, seja inferior ao limite de inflamabilidade.

No Apêndice 5 é apresentada uma lista da caracterização do MCI GX31, bem como das condições atmosféricas de operação e parâmetros referentes ao modelo de transferência de calor a utilizar na simulação do MCI.

Infra-estrutura e sistema de alimentação de combustível

A Fig. 4.1 mostra um esquema genérico da infra-estrutura necessária para a implementação de um posto de trabalho no Laboratório de Engenharia Automóvel da ESTG-IPL (Legenda da Fig. 4.1 apresentada na Tabela 3). Neste esquema não são mencionadas as ligações e secções de tubagens, no entanto admite-se que a zona de atividade experimental possua uma tubagem maneável para realizar a ligações entre o posto de trabalho e a instalação do MCI. O relatório de Santos e Sintra (2013) [23] apresenta uma análise mais detalha de infra-estruturas, de montagens e sobre componentes a utilizar numa instalação de hidrogénio.

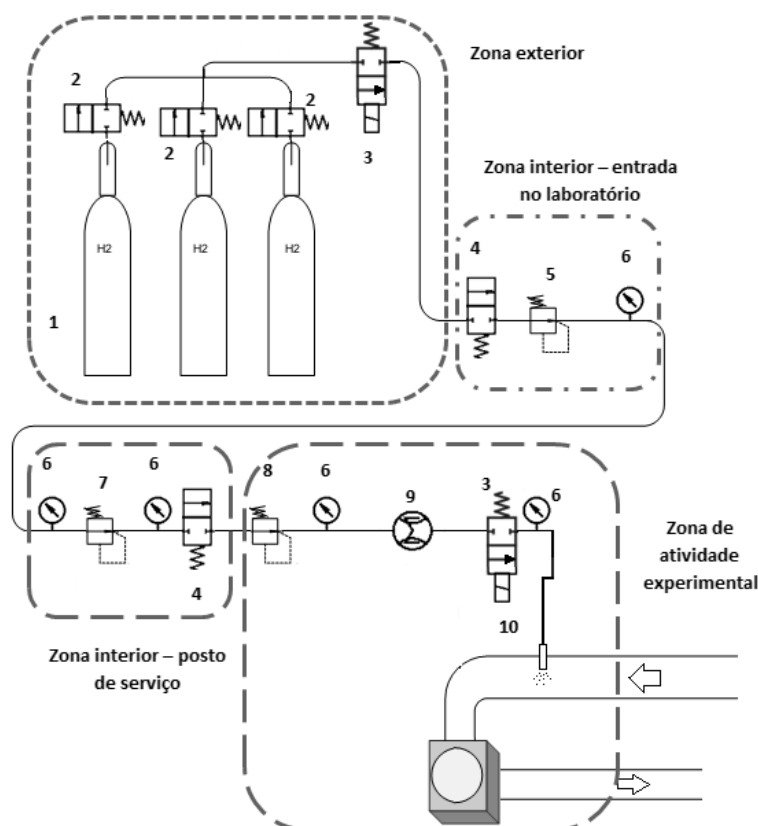


Fig. 4.1 – Esquema genérico de uma instalação de alimentação de hidrogénio

Tabela 3 – Legenda da Fig. 4.1

Nº	Designação	Função
1	Depósito de hidrogénio 200 bar	Armazenar hidrogénio
2	Válvula de duas vias, normalmente fechada com atuação mecânica	Permitir a troca individual de depósitos
3	Válvula de duas vias, normalmente fechada com atuação elétrica	Permitir cortar a alimentação de combustível em caso de emergência
4	Válvula de duas vias, normalmente fechada com atuação mecânica	Permitir cortar a alimentação de combustível em caso de emergência
5	Regulador de pressão 200-40 bar	Diminuir a pressão do hidrogénio
6	Indicador de pressão	Verificar a existência de fuga na linha
7	Regulador de pressão 40-4,5 bar	Diminuir a pressão do hidrogénio
8	Regulador de pressão 4,5-2 bar	Diminuir a pressão do hidrogénio
9	Sensor de caudal mássico de hidrogénio	Quantificar o caudal mássico de hidrogénio
10	Injetor de hidrogénio	Permitir controlar a injeção de hidrogénio na conduta

A Fig. 4.2, mostra um exemplo da disposição dos vários sensores e atuadores de um MCI-SI adaptado para hidrogénio (Legenda da Fig. 4.2 apresentada na Tabela 4).

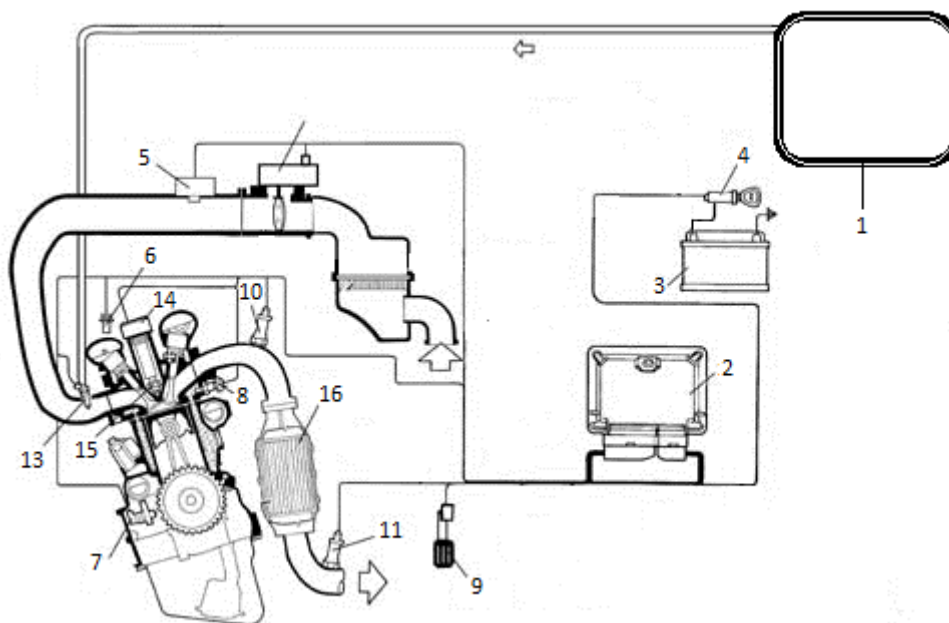


Fig. 4.2 – Esquema de disposição dos vários sensores e atuadores de um MCI-SI adaptado para hidrogénio, adaptado de [24]

Tabela 4 – Legenda da Fig. 4.2, adaptado de [24]

Nº	Designação
1 -	Sistema de armazenamento
2 -	Unidade de comando
3 -	Bateria
4 -	Chave de ignição
5 -	Sensor de pressão e temperatura do ar de admissão

6 -	Sensor de sincronismo
7 -	Sensor de rotação
8 -	Sensor de temperatura do fluido de refrigeração
9 -	Potenciómetro no pedal do acelerador
10 -	Sonda de oxigénio
11 -	Sonda de oxigénio (pós-catalizador)
12 -	Borboleta eletrónica com sensor de posição de borboleta
13 -	Injetor
14 -	Bobine cachimbo
15 -	Vela de ignição
16 -	Catalizador de 3 vias

Segundo alguns estudos, devem de ser utilizados sensores de deteção de hidrogénio na zona mais elevada do espaço onde são realizados ensaios com hidrogénio, bem como junto ao MCI de forma a prevenir uma eventual concentração de hidrogénio que poderia desencadear uma explosão. Estes sensores podem ser eletroquímicos, catalíticos, *catharometers*, semicondutores, resistivo de paládio, entre outros. Os autores HySafe (2007) [25] e Yia *et al.* (2013) [26] apresentam s informação detalha sobre sensores de deteção de hidrogénio.

Existem normas de segurança que devem ser respeitadas sobre a renovação periódica do ar “aprisionado” dentro das instalações, sendo esta renovação dependente do caudal de fuga de hidrogénio máximo admissível, do limite inferior de inflamabilidade e do fator de segurança. Mais uma vez o objectivo é manter a concentração de hidrogénio abaixo do nível de inflamabilidade (4 %vol - Tabela 1). Para mais informações sobre medidas de segurança no manuseamento de hidrogénio consultar HySafe (2007) [25].

Swain (2001) [27] comparou os danos resultantes da ignição de uma fuga de combustível num veículo a hidrogénio e a gasolina e concluiu que, não só a explosão num veículo a hidrogénio tem uma duração menor como o veículo não fica totalmente destruído como praticamente não sobre danos. As Fig. 4.3 e Fig. 4.4 possibilitam uma comparação qualitativa dos danos provocados pela fuga de hidrogénio (à esquerda) e gasolina (à direita) [27]. É de destacar que no caso da explosão de hidrogénio a temperatura máxima atingida foi no vidro traseiro (47,22 °C). Na bagageira traseira foi atingida uma temperatura máxima de 19,46 °C [27].



Fig. 4.3 – 3 segundos após o início da ignição do combustível, hidrogénio (2100 SCFM) (à esquerda) e gasolina (680 cc/min) (à direita), adaptado de [27]



Fig. 4.4 – 60 segundos após o início da ignição do combustível, hidrogénio (2100 SCFM) (à esquerda) e gasolina (680 cc/min) (à direita), adaptado de [27]

Seleção do injetor

Para seleccionar o injetor a utilizar no MCI GX31 é necessário primeiro saber qual o caudal mássico de combustível necessária injetar em cada ciclo, bem como qual o tempo disponível de

injeção. Para tal foi calculado o volume varrido, o volume da câmara de combustão e o volume total, através das equações (4.1), (4.2) e (4.3) (os valores das características do motor são apresentados no Apêndice).

$$V_{d,cil} = \pi B^2 L/4 = 3,1059 \times 10^{-5} \text{ [m}^3\text{]} \quad (4.1)$$

$$r_c = \frac{V_{d,cil} + V_{c,cil}}{V_{c,cil}} \Leftrightarrow V_{c,cil} = \frac{V_{d,cil}}{(r_c - 1)} = 4,4371 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]} \quad (4.2)$$

$$V_{t,cil} = V_{d,cil} + V_{c,cil} = 3,5496 \times 10^{-5} \text{ [m}^3\text{]} \quad (4.3)$$

De seguida, recorreu-se à equação de combustão ideal, dada pela equação (4.4), ideal pois despreza fenómenos como dissociação de moléculas, radicais livres, entre outros, foi possível calcular a quantidade dos constituintes da mistura ar/hidrogénio (equações (4.4),(4.5) e (4.6), combustível, oxigénio e azoto, respetivamente) e, assumindo que a percentagem de volume ocupado, tendo como base o número de moles da equação de combustão, é aproximadamente igual à eficiência volumétrica (equação (4.9)).

$$C_a H_b + \frac{(a + \frac{b}{4})}{\Phi} (O_2 + 3.773 N_2) \Rightarrow a C O_2 + \frac{b}{2} H_2 O + \left(a + \frac{b}{4}\right) \left(\frac{1}{\Phi} - 1\right) O_2 \quad (4.4)$$

$$n_f = 1 \text{ mol} \quad (4.5)$$

$$n_{O_2} = \frac{(a + \frac{b}{4})}{\Phi} = \frac{0.5}{\Phi} \text{ [mol]} \quad (4.6)$$

$$n_{N_2} = 3.773 \frac{(a + \frac{b}{4})}{\Phi} = \frac{1.8865}{\Phi} \text{ [mol]} \quad (4.7)$$

$$e_{vol} = \frac{n_{O_2} + n_{N_2}}{n_f + n_{O_2} + n_{N_2}} = \frac{2.3865}{\Phi + 2.3865} \quad (4.8)$$

Finalmente é possível calcular o caudal mássico de combustível por ciclo partindo da equação (4.9), em que ρ_{ar} é a massa volúmica do ar de admissão [kg/m^3], n é velocidade de rotação do motor [rot/s], n_r é o número de rotações necessárias para realizar um ciclo de motor ($n_r=2$ para motores de 4 tempos), A/F é a relação de massa ar/combustível, p_{ar} é a pressão do ar (101330 Pa), $R_{p,ar}$ é a constante particular do ar (287 J/kg*K), T_{ar} é a temperatura do ar (293.15 K), N é a velocidade de rotação [rpm] e M_{O_2} , M_{N_2} , M_C e M_H são as massas molares da molécula de oxigénio, da molécula de azoto, do átomo de carbono e do átomo de hidrogénio (63.9976 g/mol, 28.0134 g/mol, 24.0223 g/mol e 2.01594 g/mol).

$$\begin{aligned} \dot{m}_f &= e_{vol} \frac{\rho_{ar} V_{t,cil} \frac{n}{n_r}}{A/F} = e_{vol} \frac{\left(\frac{p_{ar}}{R_{p,ar} \times T_{ar}}\right) V_{t,cil} \frac{N}{60 n_r}}{\frac{n_{O_2} M_{O_2} + n_{N_2} M_{N_2}}{n_f (a M_C + b M_H)}} \\ &= \frac{2.49447 \times 10^{-8} N \Phi}{\Phi + 2.3865} \text{ [kg/s]} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Para determinar qual a massa injetada por ciclo, recorreu-se à equação (4.10).

O tempo máximo de injeção possível, este foi admitido como sendo igual ao período de abertura

da válvula de admissão, dado pela equação (4.11), em que IVO (*Intake Valve Opening*) e IVC (*Intake Valve Close*) são os ângulos de abertura (40 °ca) e fecho (70 °ca) da válvula de admissão, respetivamente.

$$m_f = e_{vol} \frac{\rho_{ar} V_{t,cil}}{A/F} = e_{vol} \frac{\left(\frac{p_{ar}}{R_{p,ar} \times T_{ar}}\right) V_{t,cil}}{\frac{n_{O_2} M_{O_2} + n_{N_2} M_{N_2}}{n_f (a M_C + b M_H)}} = \frac{2.99336 \times 10^{-6} \Phi}{\Phi + 2.3865} \text{ [kg]} \quad (4.10)$$

$$I_j = \frac{3600}{2\pi N} \frac{(IVO + 180 + IVC)}{720} \text{ [s]} \quad (4.11)$$

Partindo das equações (4.9), (4.10) e (4.11) é possível obter o caudal mássico de combustível por ciclo em função da velocidade de rotação do motor e coeficiente da riqueza da mistura, a massa de combustível por ciclo em função da riqueza e o período de abertura da válvula de admissão em função da velocidade de rotação do motor. Para uma mistura estequiométrica ($\Phi = 1$), a massa por ciclo é de 0.88391 mg, o caudal varia entre 29,46369 mg/s (4000 rpm) e 58.92739 mg/s (8000 rpm) e o período de abertura da válvula de admissão varia de 57.69367 ms (4000 rpm) a 28.84683 ms (8000 rpm)

Para uma mistura pobre ($\Phi = 0.5$), a massa por ciclo é de 0.51851 mg, o caudal varia entre 17.28370 mg/s (4000 rpm) e 34.56740 mg/s (8000 rpm).

Santos e Sintra (2013) [23] pesquisaram por injetores adequados para combustíveis gasosos de baixo caudal e identificaram o injetor Quantum (Type 110764) como um possível candidato ao desenvolvimento do MCI-H₂ GX31. A Fig. 4.5 mostra a variação do volume injetado para diferentes pressões, em função da largura de pulso para valores experimentais com hidrogénio com uma simulação.

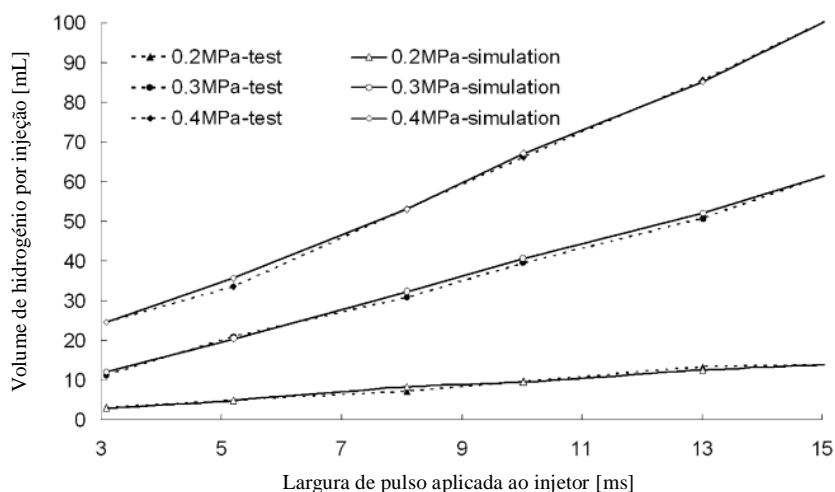


Fig. 4.5 – Variação do volume injetado de hidrogénio, adaptado de [28]

Convertendo os valores de massa para volume, dividindo a massa pela massa volúmica do hidrogénio (0.1241 kg/m³ para as mesmas condições de temperatura e pressão utilizadas para o ar), tem-se um volume de 7.12256 mL e 4.17872 mL (para $\Phi = 1$ e $\Phi = 0.5$ respetivamente), verifica-se que para a condição de pressão 0.2 MPa os valores de volume necessário por ciclo são atingidos, para um período de injeção “aparentemente” praticável.

5. Simulação do ciclo de motor

As estruturas da modelação do ciclo de motor de ignição por faísca podem ser classificadas como modelos adimensionais, modelos quasi-dimensionais, em que estes dois são modelos termodinâmicos que se baseiam na conservação de energia e dependem apenas do tempo (equações diferenciais); ou modelos multidimensionais, modelos dinâmicos em que a conservação de massa e energia são definidas pela equação de Navier-Stokes (as equações também dependem de coordenadas espaciais, logo são equações diferenciais parciais) [1].

Os modelos quasi-dimensionais, ao contrário dos modelos adimensionais, incluem alguns parâmetros geométricos (Ex: raio da interface fina que separa a mistura queimada da não queimada) na abordagem termodinâmica. Os modelos adimensionais, também designados de modelos de zona única, utilizam uma taxa de combustão de massa pré-definida (Ex: Lei de Wiebe) para cada ponto de operação, no entanto não é expressa em quantidades físicas pelo que não é possível realizar a extrapolação para outras condições de operação [1].

Nos modelos quasi-dimensionais e multidimensionais, a taxa de combustão de massa é modelada recorrendo a, por exemplo, modelos de velocidade de propagação da frente de chama turbulenta [1].

O modelo apresentado neste capítulo foi desenvolvido pelo professor Pedro Carvalheira [29]. Este modelo permite a simulação de um MCI-SI a gasolina, recorrendo a um método iterativo, tendo como grande vantagem, face a outros programas de simulação, a possibilidade de alterar partes do código e visualização de todas as variáveis presentes no decorrer do cálculo do ciclo. Deste modo o presente capítulo dedica-se à simulação do MCI GX31 a gasolina, recorrendo aos valores apresentados no Apêndice 5, e a hidrogénio. Serão por isso apresentadas as alterações realizadas ao código original e realizada uma comparação qualitativa da variação do binário indicado, do consumo específico e fração de massa queimada.

No Apêndice 4 são apresentadas as equações e nomenclatura utilizada no código de simulação.

5.1. Pressupostos

No desenvolvimento do código de simulação foram definidos vários pressupostos, tais como a uniformização da pressão, temperatura e composição do gás para o volume durante o ciclo (admissão, compressão, expansão e escape), e a composição do gás. Todos os gases são tratados como gases ideais.

5.2. Metodologia

O primeiro passo a realizar na simulação de um MCI é a caracterização dos parâmetros geométricos base do motor, como volumes, áreas, velocidades, bem como as características geométricas das válvulas e condutas de admissão. De seguida são calculados os caudais mássicos e pressões de entrada, saída e dentro do motor permitindo assim ter uma caracterização do escoamento no volume de controlo (MCI).

O passo seguinte é a caracterização do modelo de transferência de calor, ou seja, a capacidade de conversão da energia presente na mistura fresca (ar/combustível) em calor. Nestes modelos são considerados fenómenos de transferência de calor para as paredes da câmara de combustão (válvulas, cabeça do motor, parede do cilindro e pistão). Este passo será abordado de forma mais detalhada para compreender quais os parâmetros associados à alteração do combustível.

5.2.1. Transferência de calor

Definição do combustível

Partindo da equação de combustão ideal, dada pela equação (4.4), que estabelece a relações molar entre os reagentes e os produtos da reação físico-química da combustão, verifica-se que os parâmetros “*a*” e “*b*”, correspondentes ao número de átomos de carbono e hidrogénio do combustível têm de ser alterados ($C_{8.26}H_{15.5} \Rightarrow C_{0.0001}H_2$). A presente folha de cálculo impossibilita a operação com hidrogénio puro (C_0H_2), no entanto, a pequena porção de carbono definida no combustível pode ser associada à pequena porção de óleo queimado durante um ciclo “real”. Definido o combustível, foi possível calcular os valores de quantidades, frações molares e massas molares dos reagentes e produtos.

Calor específico a pressão constante

Um dos parâmetros que foi necessário alterar face ao código original foi o calor específico a pressão constante do hidrogénio em função da temperatura. Recorrendo à tabela de calores específicos a pressão constante em função da temperatura dados em [30], foi possível traçar a regressão polinomial do calor específico a pressão constante do combustível em função do ângulo de cambota, $\bar{c}_{p_f}(\theta)$ [J/mol K] dada pela equação (5.1).

$$\begin{aligned} \bar{c}_{p_f}(\theta) = & 13.54312 + 1.311024 \times 10^{-1} T(\theta) - 4.351487 \times 10^{-4} T(\theta)^2 \\ & + (7.326834 \times 10^{-7} T(\theta)^3 - 6.611101 \times 10^{-10} T(\theta)^4 \\ & + 3.063689 \times 10^{-13} T(\theta)^5 - 5.723143 \times 10^{-17} T(\theta)^6 \end{aligned} \quad (5.1)$$

Poder calorífico do combustível

Uma das propriedades do combustível é o poder calorífico do combustível, ou seja, a quantidade de energia disponível por quilograma de um combustível. Para calcular este valor é necessário analisar a entalpia de combustão de hidrogénio, h_c , ou seja, a diferença entre a entalpia dos produtos, H_p , e a entalpia dos reagentes, H_R . Para caracterizar as entalpias dos produtos e dos reagentes é necessário ter a quantidade dos constituintes dos produtos, n_{H_2O} e n_{N_2} , e dos reagentes,

n_{H_2} , n_{O_2} e n_{N_2} , bem como as entalpias de formação de referência (25 °C e 1 atm) dos produtos, $\bar{h}_{f,H_2O}^o(\text{vapor de água}) = -241.82$ kJ/kmol, $\bar{h}_{f,H_2O}^o(l) = -285.83$ kJ/kmol e $\bar{h}_{f,N_2}^o = 0$ kJ/kmol, e dos reagentes, $\bar{h}_{f,H_2}^o = 0$ kJ/kmol, $\bar{h}_{f,O_2}^o = 0$ kJ/kmol e $\bar{h}_{f,N_2}^o = 0$ kJ/kmol. Como no caso dos produtos existe duas hipóteses de entalpia de formação de referência para a situação da água, tem-se duas as equações (5.2) e (5.3) [31, 32].

$$h_c = H_P - H_R = (n_{H_2O} \bar{h}_{f,H_2O}^o(\text{vapor de água}) + n_{N_2} \bar{h}_{f,N_2}^o) - (n_{H_2} \bar{h}_{f,H_2}^o + n_{O_2} \bar{h}_{f,O_2}^o + n_{N_2} \bar{h}_{f,N_2}^o) = -241.82 \text{ kJ/kmol} \quad (5.2)$$

$$h_c = H_P - H_R = (n_{H_2O} \bar{h}_{f,H_2O}^o(l) + n_{N_2} \bar{h}_{f,N_2}^o) - (n_{H_2} \bar{h}_{f,H_2}^o + n_{O_2} \bar{h}_{f,O_2}^o + n_{N_2} \bar{h}_{f,N_2}^o) = -285.83 \text{ kJ/kmol} \quad (5.3)$$

Uma vez que os valores obtidos nas equações (5.2) e (5.3) são negativos significa que a reação de combustão liberta energia (entre 241.82 kJ/kmol e 285.83 kJ/kmol). Se estes valores forem divididos pela massa molar do hidrogénio obtém-se o poder calorífico inferior (PCI) do combustível, dado pela equação (5.4), e o poder calorífico superior (PCS) do combustível, dado pela equação (5.5), respetivamente. Para fins de cálculo optou-se pelo PCI pois é o pior caso (em que o combustível não consegue condensar o vapor de água) [31, 32].

$$PCI = h_c / (2M_H) = 120 \text{ MJ/kg} \quad (5.4)$$

$$PCS = h_c / (2M_H) = 142 \text{ MJ/kg} \quad (5.5)$$

Velocidade propagação da frente de chama laminar

O código de modelação recorreu à equação (5.6) para modelar a velocidade de propagação da frente de chama laminar.

$$S_{L,xb}(\theta) = \begin{cases} 0 < \theta < 540 \Rightarrow \begin{cases} \theta > \theta_0 \Rightarrow [B_m + B_\phi (\phi - \phi_m)^2] \left(\frac{T(\theta)}{298.15} \right)^\alpha \left(\frac{p_m(\theta)}{101325} \right)^\beta \\ \times [1 - (2,06(\tilde{x}_b)^{0,77})] \\ \theta \leq \theta_0 \Rightarrow 0 \end{cases} \\ \theta > 540 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.6)$$

Em que na equação (5.6), B_m [m/s], B_ϕ [], ϕ_m [], α e β são coeficientes para o cálculo da velocidade de propagação da frente de chama laminar em função do ângulo de cambota [] dados pelas equações (5.7) e (5.8), \tilde{x}_b é a fração molar da diluição da massa queimada na mistura fresca, dada por $n(720)/n(285)$ [], $T(\theta)$ é o calor libertado durante a combustão em função do ângulo de cambota [K], e $p_m(\theta)$ é a pressão média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota [Pa].

$$\alpha = 2,18 - 0,8(\phi - 1) \quad (5.7)$$

$$\beta = -0,16 + 0,22(\phi - 1) \quad (5.8)$$

Tal como foi referido na secção 3.3, a velocidade de propagação de chama laminar do hidrogénio pode ser determinada através da equação (3.19) e ou através da equação (3.24). Para o cálculo destas equações é necessário saber qual a riqueza da mistura, temperatura inicial, pressão

inicial e fração mássica de gases residuais. Os valores de temperatura inicial e pressão inicial foram assumidos como os valores de temperatura, $T(\theta)$, e pressão, $p_m(\theta)$, para o ângulo de início de combustão, θ_o , enquanto que a fração mássica de gases residuais foi admitida como a razão entre a soma dos caudais mássicos de saída retidos no cilindro e a soma da soma dos caudais mássicos de saída retidos no cilindro com a soma dos caudais mássicos de entrada que entram no cilindro, dada pela equação (5.9).

$$f = \frac{\sum_{\theta=0}^{720} \dot{m}_{e_{in_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{e_{in_{ch}}}(\theta)}{\sum_{\theta=0}^{720} \dot{m}_{e_{in_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{e_{in_{ch}}}(\theta) + \sum_{\theta=0}^{720} \dot{m}_{i_{in_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{i_{in_{ch}}}(\theta)} \quad (5.9)$$

Por motivos desconhecidos não foi possível reproduzir com sucesso a velocidade de propagação de frente de chama laminar dada pela equação (3.24) (os valores obtidos eram ireais) e no modelo dado pela equação (3.19) ocorreram erros de simulação assim que o valor de fração mássica de residuais foi introduzido. No entanto como o valor obtido pela equação (5.9) ficou a baixo do 1 % vol, este foi considerado como nulo.

Velocidade de propagação de chama turbulenta

Uma vez definida a velocidade de propagação da chama laminar, o código de simulação calcula a velocidade de propagação turbulenta segundo dois modelos resultando nas velocidades $S_{b_1}(\theta)$ e $S_{b_{Kilmov}}(\theta)$ e apenas utiliza o menor valor de ambas para continuar os cálculos das restantes variáveis.

Modelo de Kilmov

Equação (5.10) representa o cálculo da velocidade de propagação turbulenta segundo o modelo de Kilmov, em que $S_{L,xb}(\theta)$ toma o valor da velocidade da frente de chama laminar do hidrogénio em função do ângulo de cambota [m/s] e $u_T(\theta)$ é a velocidade característica [m/s] dada pela equação (5.11).

$$S_{b_{Kilmov}}(\theta) = \begin{cases} 0 < \theta < 540 \Rightarrow \begin{cases} \theta > \theta_o \Rightarrow S_{L,xb}(\theta) \times 3.5 \left(\frac{u_T(\theta)}{S_{L,xb}(\theta)} \right)^{0,7} \\ \theta \leq \theta_o \Rightarrow 0 \end{cases} \\ \theta > 540 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.10)$$

$$u_T(\theta) = \begin{cases} 0 \leq \theta \leq 540 \Rightarrow 0,08 \times u_i \left(\frac{\rho_u(\theta)}{\rho_{ar}} \right) = 0,08 \times u_i \left(\frac{\rho_u(\theta)}{\frac{0,028962 p_{atm}}{R_u T_{ar}}} \right) \\ \theta > 540 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.11)$$

Na equação (5.11), u_i é a velocidade média do gás de entrada [m/s], dado pela equação (5.12), ρ_{ar} é a massa volúmica do ar de admissão [kg/m³], p_{atm} é a pressão do ar de admissão [Pa] e R_u é a constante universal dos gases ideais [J/mol K].

$$u_i = \eta_v \times \frac{A_p}{\text{Máximo}(AI(0): AI(720))} \times \bar{S}_p \quad (5.12)$$

Na equação (5.12), η_v é o rendimento volumétrico [], $\text{Máximo}(AI(0): AI(720))$ é o valor máximo da área máxima de passagem na válvula de admissão em função do ângulo de cambota [m²] e \bar{S}_p é a velocidade média do êmbolo [m/s].

Modelo 1

Equação (5.13) representa o cálculo da velocidade de propagação turbulenta segundo o modelo 1, em que $S_{L,xb}(\theta)$ toma o valor da velocidade da frente de chama laminar do hidrogénio em função do ângulo de cambota [m/s], *Fator de aceleração da chama laminar a turbolenta* = $0,5 \times (1 + \pi/2)$, $ISL/l_k(\theta)$ [] é dado pela equação (5.14)

$$S_{b_1}(\theta) = \begin{cases} 0 \leq \theta \leq 540 \Rightarrow SL_{x_B}(\theta) \\ \times (\text{Fator de aceleração da chama laminar a turbolenta}) \times ISL/l_k(\theta) \\ \theta > 540 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.13)$$

$$\frac{ISL}{l_k}(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow 0 \\ 0 < \theta \leq 540 \Leftrightarrow \begin{cases} \theta > \theta_0 \Rightarrow ISL/l_k(\theta - 1) + \left[\frac{SL_{xb}(\theta) (t(\theta) - t(\theta - 1))}{l_k(\theta)} \right] \\ \theta \leq \theta_0 \Rightarrow 0 \end{cases} \\ \theta > 540 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.14)$$

Na equação (5.14) $l_k(\theta)$ é a escala de comprimento de Kolmogorov [m], dado pela equação (5.15), em que $Re_T(\theta)$ [m] é dado pela equação (5.16).

$$l_k(\theta) = \begin{cases} \theta \leq 540 \Rightarrow \begin{cases} \theta > \theta_0 \Rightarrow \frac{4V_{cil}}{\pi B^2 Re_T(\theta)^{0.75}} \\ \theta \leq \theta_0 \Rightarrow 0 \end{cases} \\ \theta > 540 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.15)$$

$$Re_T(\theta) = \begin{cases} \theta \leq 540 \Rightarrow u_T(\theta) \frac{4V_{cil}}{\pi B^2} \frac{\rho_u(\theta)}{\rho_{air}(\theta)} \\ \theta > 540 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.16)$$

Fração de massa queimada

Para calcular o processo de combustão o código recorre a duas frações de massa queimada em função do ângulo de cambota: $x_b(\theta)$ [], fração de massa queimada em função do ângulo de cambota segundo a função de Wiebe, dada pela equação (5.17); e $x_{b_{teste}}(\theta)$ [], fração de massa queimada em função do ângulo de cambota segundo a lei dos gases ideais, dado pela equação (5.19).

$$x_b(\theta) = \begin{cases} \theta < \theta_0 \Rightarrow 0 \\ \theta > \theta_0 \Rightarrow 1 - e \left[-a \times \left(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta} \right)^{m+1} \right] \end{cases} \quad (5.17)$$

Na equação (5.17), θ_0 é o ângulo de início de combustão [°], dado pela equação (5.18), $\Delta\theta$ é a duração da combustão [°], a e m são coeficientes da lei de Weibe [], $\Delta\theta$ é a duração da combustão [°].

$$\theta_0 = 360 - TI - \Delta\theta_d \quad (5.18)$$

Na equação (5.18), é TI é o ângulo de ignição BTDC [°] e $\Delta\theta_d$ é a duração da fase de desenvolvimento de chama [°].

$$x_{b_{teste}}(\theta) = \begin{cases} \theta \leq \theta_o \Rightarrow 0 \\ \theta > \theta_o \Rightarrow \left[1 + \frac{\rho_u(\theta)}{\rho_b(\theta)} \left(\frac{1}{y_b(\theta)} - 1 \right) \right] \end{cases} \quad (5.19)$$

Na equação (5.19), $\rho_u(\theta)$ é a massa volúmica da massa não queimada em função do ângulo de cambota [kg/m³], $\rho_b(\theta)$ é a massa volúmica da massa queimada em função do ângulo de cambota [kg/m³], $y_b(\theta)$ é a fração volúmica ocupada pelo gás queimado [] dado pela equação (5.20) em que $r_b(\theta)$ é o raio da frente de chama equivalente em função do ângulo de cambota [m], r_b/B é a razão entre o raio da frente de chama e o diâmetro do cilindro quanto a razão entre o volume total e o volume de massa queimada é 1 [] e $a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, a_5$ e a_6 são coeficientes para o cálculo de $y_b(\theta)$ [].

$$y_b(\theta) = \begin{cases} r_b(\theta) < r_b/B \times B \Rightarrow a_6 \left(\frac{r_b(\theta)}{B} \right)^6 + a_5 \left(\frac{r_b(\theta)}{B} \right)^5 + a_4 \left(\frac{r_b(\theta)}{B} \right)^4 + a_3 \left(\frac{r_b(\theta)}{B} \right)^3 \\ \quad + a_2 \left(\frac{r_b(\theta)}{B} \right)^2 + a_1 \left(\frac{r_b(\theta)}{B} \right) + a_0 \\ r_b(\theta) \geq r_b/B \times B \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.20)$$

Nota: $y_b(0) = 0$.

A equação (5.21) apresenta o cálculo do raio da frente de chama equivalente em função do ângulo de cambota, $r_b(\theta)$ [m], em que $u_b(\theta)$ é a velocidade média de expansão do gás queimado em função do ângulo de cambota [m/s] dada pela equação (5.22).

$$r_b(\theta) = r_b(\theta - 1) + u_b(\theta) \times (t(\theta) - t(\theta - 1)) \quad (5.21)$$

Nota: $r_b(0) = 0$.

$$u_b(\theta) = \begin{cases} 0 \leq \theta \leq 540 \Rightarrow \begin{cases} \theta > \theta_o \Rightarrow \left[\left(\frac{\rho_u(\theta)}{\rho_b(\theta)} (1 - y_b(\theta - 1)) \right) + y_b(\theta - 1) \right] S_b(\theta) \\ \theta \leq \theta_o \Rightarrow 0 \end{cases} \\ \theta > 540 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.22)$$

Calor libertado durante a combustão e transferência de calor

Para avaliar a quantidade de calor libertado durante a combustão, $Q(\theta)$, o código recorre à equação (5.23) em que, $h_c(\theta)$ é a condutibilidade térmica média do cilindro em função do ângulo de cambota [W/m²K], $A_{ch_{sv}}$ é a área da câmara de combustão sem válvulas [m²], T_{ch} é a temperatura média da superfície da cabeça do cilindro [° C], A_p é a área da superfície da coroa do pistão [m²], T_p é a temperatura média da superfície da coroa do pistão [° C], nVI é o número de válvulas de admissão [], AVI é a área da válvula de admissão [m²], TVI é a temperatura média da válvula de admissão [° C], nVE é o número de válvulas de escape [], AVE é a área da válvula de escape [m²], TVE é a temperatura média da válvula de escape [° C], $A(\theta)$ é a área de superfície da câmara de combustão em função do ângulo de cambota [m²] e $T_{scil}(\theta)$ é a temperatura média da superfície da parede do cilindro em função do ângulo de cambota [K].

$$\begin{aligned}
 Q(\theta) = & -h_c(\theta) \left\{ [A_{ch_{SV}} (T(\theta) - [T_{ch} + 273,15])] + [A_p (T(\theta) - [T_p + 273,15])] \right. \\
 & + [nVI AVI (T(\theta) - [TVI + 273,15])] \\
 & + [nVE AVE (T(\theta) - [TVE + 273,15])] \\
 & \left. + [(A(\theta) - A_p - nVI AVI - nVE AVE) (T(\theta) - T_{scil}(\theta))] \right\} \\
 & \times (t(\theta - 1) - t(\theta))
 \end{aligned} \tag{5.23}$$

Um dos trabalhos mais atuais sobre a comparação dos poucos modelos de transferência de calor desenvolvidos [20], menciona que ainda não existe um modelo de transferência de calor que consiga reproduzir uma boa correlação da transferência de calor para diferentes condições de motor. Deste modo são normalmente utilizados os modelos de Annand ou de Woschini, em que a principal diferença entre ambos é a consideração da velocidade característica, enquanto que no modelo de Annand a velocidade característica é constante (velocidade média do êmbolo), no modelo de Woschini para além da velocidade média do êmbolo incorpora também a diferença de pressão do ciclo em operação sem ignição e com ignição com o objetivo de considerar o efeito de transferência de calor durante a combustão. Uma vez que o código original recorreu à lei de Annand, optou-se por manter este modelo resultando no cálculo da condutibilidade térmica média do cilindro em função do ângulo de cambota, $h_c(\theta)$, dada pela equação (5.24) em que $K(\theta)$ é a condutibilidade térmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota [$W/m^2 K$], a e b são os coeficientes da lei de Annand, $\rho(\theta)$ é a massa volúmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota [kg/m^3], \bar{S}_p é a velocidade de média do êmbolo [m/s], B é o diâmetro do cilindro [m] e $\mu(\theta)$ é a viscosidade dinâmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota [$Pa s$].

$$h_c(\theta) = \frac{K(\theta) \times a \times \left(\frac{\rho(\theta) \times \bar{S}_p \times B}{\mu(\theta)} \right)^b}{B} \tag{5.24}$$

Calor libertado durante a combustão

No código de simulação em estudo, a fase de compressão do ciclo é descrito como sendo isentrópica, ou seja, a entropia mantém-se constante durante o processo de compressão. Deste modo a relação entre o volume, $V(\theta)$, e a razão de calores específicos, $\gamma(\theta)$, em função do ângulo de cambota é dada pela equação (5.25).

$$\begin{aligned}
 T(\theta) V(\theta)^{\gamma(\theta)-1} &= T(\theta - 1) V(\theta - 1)^{\gamma(\theta)-1} \Leftrightarrow T(\theta) \\
 &= T(\theta - 1) \times \left(\frac{V(\theta - 1)}{V(\theta)} \right)^{\gamma(\theta)-1}
 \end{aligned} \tag{5.25}$$

Adicionando as perdas térmicas resultantes da transferência de calor em função do ângulo de cambota, $\Delta Tht(\theta)$, à equação (5.25), obtém-se a equação (5.26).

$$T(\theta) = T(\theta - 1) \times \left(\frac{V(\theta - 1)}{V(\theta)} \right)^{\gamma(\theta)-1} + \Delta Tht(\theta) \tag{5.26}$$

Relativamente ao processo de combustão este foi definido como isocórico, ou seja, a combustão ocorre de forma instantânea (sem variação de volume). Uma vez que a compressão foi definida como isentrópica logo a temperatura de combustão pode ser definida em função da temperatura do

ar mais a adição de calor proveniente da queima de combustível, resultando na equação (5.27) [33].

$$T(\theta) = (T_{ar} r_c^{\gamma-1}) + \frac{\dot{m}_f Q_{LHVP} \times 1000000 \times 1}{\dot{m}_{mist} C_{vMist}} \quad (5.27)$$

A Tabela 5 mostra as equações utilizadas no cálculo do calor libertado durante a combustão, $T(\theta)$, para diferentes fases do ciclo.

Tabela 5 – Temperatura ao longo do ciclo

$\theta = 0$	858.047
$\theta = 0.25$	$\frac{1240m(\theta - 1) T(\theta - 1) + [\dot{m}_i(\theta - 1) + \dot{m}_e(\theta - 1)] \times [t(\theta) - t(\theta - 1)] \bar{C}_{pMist} T_{ar}}{1240m(\theta - 1) + [\dot{m}_i(\theta - 1) + \dot{m}_e(\theta - 1)] [t(\theta) - t(\theta - 1)] \bar{C}_{pMist} + \Delta T_{ht}(\theta - 1)}$
$0,50 \leq \theta \leq 270$	$\frac{m(\theta - 1) \bar{C}_{pR}(\theta) T(\theta - 1) + [\dot{m}_i(\theta - 1) + \dot{m}_e(\theta - 1)] \times [t(\theta) - t(\theta - 1)] \bar{C}_{pMist} T_{ar}}{m(\theta - 1) \bar{C}_{pR}(\theta) + [\dot{m}_i(\theta - 1) + \dot{m}_e(\theta - 1)] [t(\theta) - t(\theta - 1)] \bar{C}_{pMist} + \Delta T_{ht}(\theta - 1)}$
$270 < \theta \leq 360.25$	$T(\theta - 1) \left(\frac{V(\theta - 1)}{V(\theta)} \right)^{\gamma(\theta)-1} + \Delta T_{ht}(\theta - 1)$
$\theta = 360.25$	$(T_{ar} r_c^{\gamma-1}) + \frac{\dot{m}_f Q_{LHVP} \times 1000000 \times 1}{\dot{m}_{mist} C_{vMist}}$
$360.25 < \theta \leq 540$	$T(\theta - 1) \left(\frac{V(\theta - 1)}{V(\theta)} \right)^{\gamma(\theta)-1} + \Delta T_{ht}(\theta - 1)$
$540 < \theta \leq 720$	$T(\theta - 1) + \Delta T_{ht}(\theta - 1)$

Na Tabela 5, $m(\theta)$ é a massa da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota [kg/s], $t(\theta)$ é o tempo de ciclo em função do Ângulo de cambota, $\dot{m}_i(\theta)$ é o caudal de entrada em função do ângulo de cambota [kg/s], $\dot{m}_e(\theta)$ é o caudal de saída em função do ângulo de cambota [kg/s], \bar{C}_{pMist} é o calor específico a pressão constante dos reagentes para condições NTP função do ângulo de cambota [J/mol K], T_{ar} é a temperatura do ar de admissão [K].

5.3. Resultados obtidos

Após a alteração das propriedades do combustível e da velocidade de propagação da frente de chama pode-se definir qual o estudo a desenvolver. No caso em estudo o objectivo da presente análise é ter uma “sensibilidade” do impacto da alteração do combustível, pelo que a análise realizada apenas será de carácter qualitativo não assumindo os valores obtidos como finais, uma vez que a modelação da velocidade de frente de chama laminar utiliza uma correlação com instabilidades, e não uma correlação livre de instabilidades como seria ideal, mais, o modelo baseia-se numa equação de combustão onde não é considerado o fenómeno de combustão incompleto

(fenômeno verificado em caso reportados no presente relatório para misturas pobres e estequiométricas) pelo que a dissociação de elementos como o Azoto, tipo de emissão característico dos MCI's-H₂, não é contabilizada.

5.3.1. Definição de simulações

Devido às pequenas dimensões do MCI GX-31 as aplicações deste MCI são um pouco limitadas (seção 4.1), no entanto isto significa que maior atenção pode ser dada à optimização de parâmetros para condições (ex: optimização do MCI para desempenhar a função de gerador). Deste modo as simulações incidem numa situação de carga máxima (não existe perda de carga no restritor), ângulo de ignição fixo (valor referido no Apêndice 5) e mistura estequiométrica para o caso da operação com gasolina e duas composições de mistura para a operação a hidrogénio, mistura estequiométrica, para uma situação de desempenho máximo, e mistura pobre ($\phi = 0.5$), para uma de melhor eficiência (de acordo com a revisão bibliográfica). Os parâmetros selecionados para comparar as simulações realizadas foram o binário indicado e consumo específico indicado, tendo em conta as aplicações mencionadas, e as frações de massa queimada, permitindo avaliar a tendência da duração de combustão.

5.3.2. Comparação de resultados

Binário indicado

A Fig. 5.1 mostra a variação do binário em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$). Nesta figura é evidente a diminuição do binário para toda a gama de rotação da transição de gasolina para hidrogénio. Esta situação vai de acordo com a revisão bibliográfica (ver capítulo 2), sendo a menor eficiência volumétrica e a menor capacidade calorífica a pressão constante (cerca de 10 vezes menor) os possíveis responsáveis por estes resultados. Também se verificou uma ligeira tendência da ocorrência do binário máximo para rotações mais elevadas para as operações a hidrogénio. No caso da composição da mistura os valores obtidos da mistura pobre são esperados uma vez que é injetado metade do combustível.

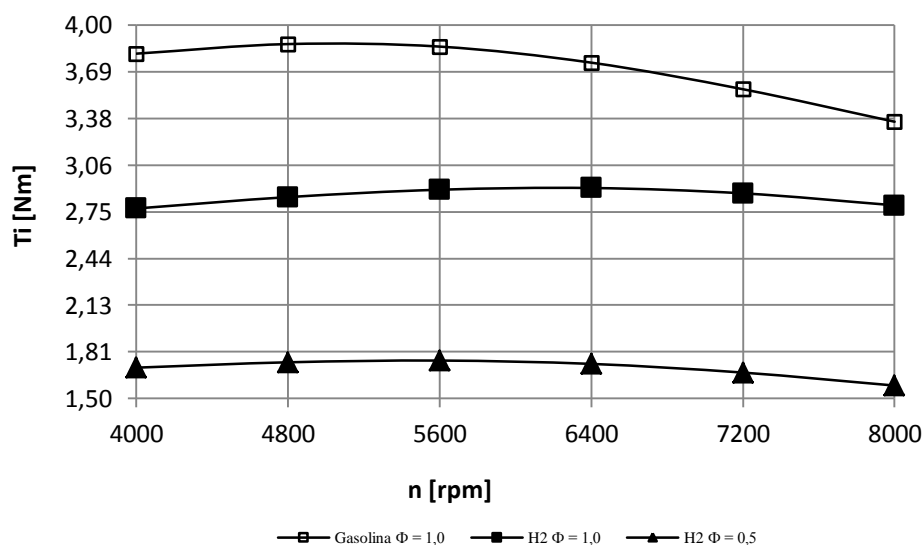


Fig. 5.1 – Variação do binário em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$)

Consumo específico indicado

A Fig. 5.2 mostra a variação do consumo específico indicado em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$). Nesta figura é evidente a diminuição do consumo específico indicado para toda a gama de rotação da transição de gasolina para hidrogénio. Mais uma vez esta situação vai de acordo com a revisão bibliográfica (ver capítulo 2), sendo a densidade muito baixa do combustível (face à gasolina) um forte motivo para os resultados obtidos.

A Fig. 5.3 mostra a variação do consumo específico indicado em função da velocidade de rotação do motor para hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$), uma vez que na Fig. 5.2 é difícil estabelecer alguma tendência. Nesta figura verificou-se que a diferença entre ambas as composições da mistura é reduzida e que esta diminuiu com o aumento de rotação. Neste caso era de esperar que para misturas pobres o consumo específico fosse significativamente inferior face a uma mistura estequiométrica, de acordo com a revisão bibliográfica (ver capítulo 2). No entanto este desfecho é provavelmente resultante da fraca definição da velocidade de chama laminar.

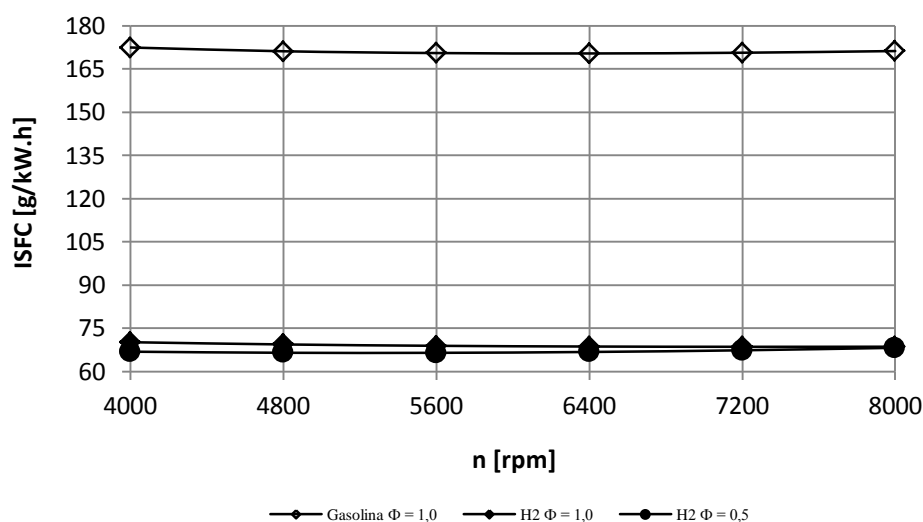


Fig. 5.2 – Variação do consumo específico indicado em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$)

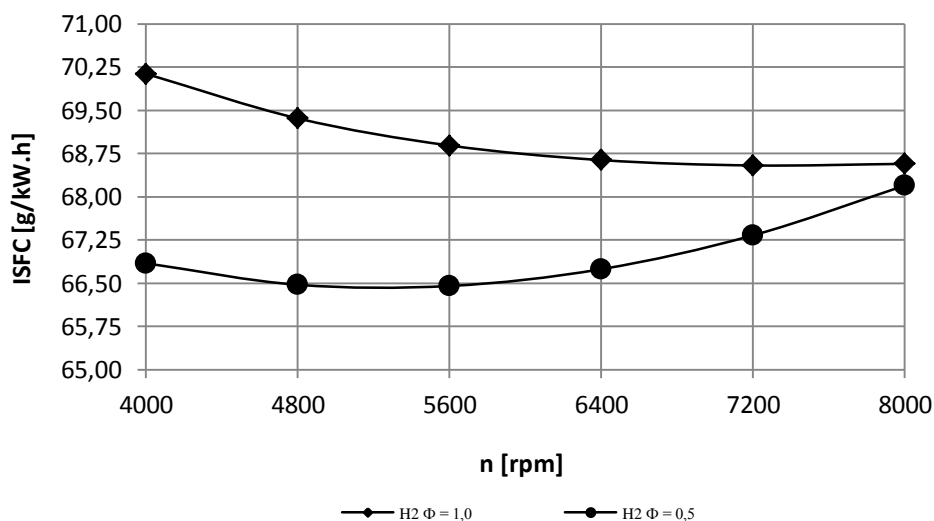


Fig. 5.3 – Variação do consumo específico indicado em função da velocidade de rotação do motor para hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$)

Fração de massa queimada

A Fig. 5.4 mostra a variação da fração de massa queimada em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$). Nesta figura verificou-se que, para misturas estequiométricas, a transição de gasolina para hidrogénio provocou uma diminuição do tempo de combustão, o que significa que a combustão simulada tende a aproximar-se da combustão isocórica. No entanto era de esperar que a duração da combustão para misturas pobres de hidrogénio fosse menor que a duração com operação a gasolina [19]. A presente situação resulta provavelmente da fraca definição da velocidade de chama laminar.

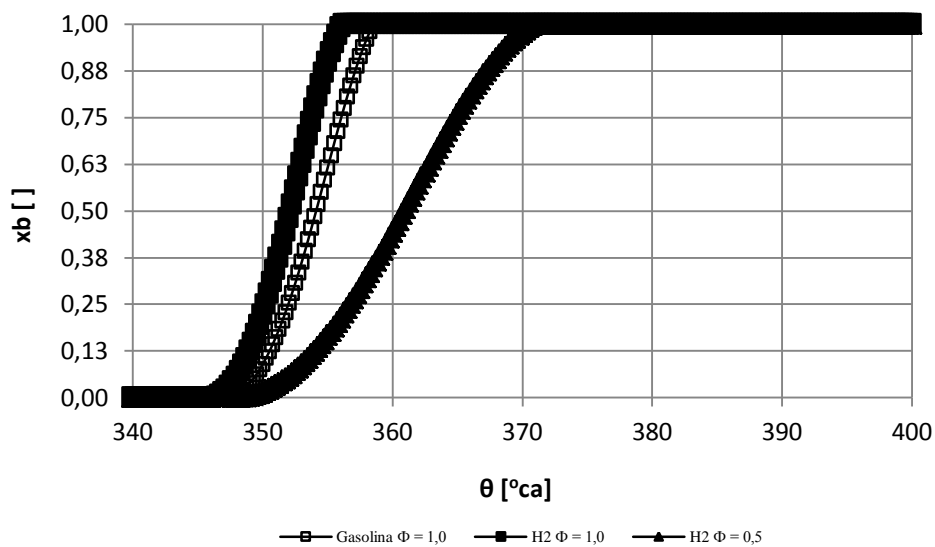


Fig. 5.4 – Variação da fração de massa queimada em função da velocidade de rotação do motor para gasolina ($\phi = 1$) e hidrogénio ($\phi = 1$ e $\phi = 0.5$)

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

6. Trabalhos futuros

Partindo da revisão bibliográfica realizada e do levantamento de alterações necessárias para a operação do MCI-H₂, o autor deixa as seguintes ideias de continuação do presente trabalho:

- ✓ Montagem experimental de um sistema a hidrogénio no MCI abordado e optimização do mesmo para uma zona de operação restrita de forma a atingir um consumo específico muito reduzido e aplicação do mesmo num dos ramos apontados no presente trabalho.
- ✓ Melhoramento do código de simulação e desenvolvimento de novos modelos de turbulência.
- ✓ Montagem experimental de um sistema a hidrogénio num MCI-SI de dimensões e emissões elevadas com o objectivo de redução de emissões e cumprimento das atuais normas de emissões.
- ✓ Montagem experimental de um sistema de hidrogénio secundário num sistema primário de gasolina, etanol e/ou biodiesel com o objectivo de aproveitamento das melhores características de ambos os combustíveis.
- ✓ Desenvolvimento de novas tecnologias de armazenamento em viagem para veículo de pequena dimensão, grandes dimensões e aeroespacial.
- ✓ Planificação de uma estrutura de abastecimento de hidrogénio a implementar na União Europeia.
- ✓ Análise de sistemas de hidrólise como forma de transição à economia de hidrogénio.
- ✓ Análise de novos veículos com pilhas de combustível como fonte energético.

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

Conclusão

Com a realização do presente trabalho é evidente que o hidrogénio apresenta potencialidades interessantes como combustível alternativo, não só pelas suas propriedades como combustível mas também pelos diversos processos de produção e aplicações que este combustível permite.

No caso aplicado ao MCI, existem uma grande divergência de resultados experimentais, simulações e deduções teóricas. Em alguns dos trabalhos encontrados são apresentadas justificações que contradizem as afirmações iniciais dos autores ou mesmo casos em que os valores apresentados não apresentam qualquer tipo de suporte base. A combustão anormal foi dos problemas identificados associados ao desenvolvimento do MCI-H₂ mais relevante, sendo que esta está relacionada com as propriedades do hidrogénio caracterizadas e com o tipo de adaptações e/ou estratégias utilizadas para realizar um controlo de carga. Foram apresentadas diferentes propostas, que quando implementadas experimentalmente revelaram serem contrutivas na optimização do MCI-H₂.

A análise fundamental apresentada ao longo do capítulo 3, revelou ser muito importante pois foram identificadas e definidas as estruturas de chama possíveis no MCI-H₂, bem quando e onde estas podem estar presentes em condições de motor. Neste capítulo foram também abordados os fenómenos de instabilidades a que a frente chama está sujeita e verificou-se que estes têm um peso muito significativo para condições próximas das de motor. Verificou-se que os modelos de transferência de calor convencionais que despresão estes efeitos revelaram serem incapazes de prever o comportamento da velocidade de propagação da frente de chama. Deste capítulo resultam duas correlações da velocidade de propagação da frente de chama laminar, no entanto para a velocidade de propagação da frente de chama laminar não foi possível estabelecer nenhuma correlação pois os efeitos de instabilidade são muito acentuados.

Foi abordado a adaptação de um MCI-H₂ de pequenas dimensões para operar a hidrogénio referindo aspetos de desenho de motor mas também da infra-estrutura necessária para se poder manusear o hidrogénio com segurança.

Foi também realizado um estudo computacional do MCI abordado através da alteração de um código de simulação originalmente a gasolina. Nesta adaptação a definição de parâmetros de combustão foi enaltecida face aos restantes mecanismos inalterados. Verificou-se nos resultados obtidos que existe uma potenciabilidade acentuada de redução de consumos específicos na conversão para hidrogénio, no entanto a incorrecta modelação da velocidade de chama laminar impossibilitou apurar grandes alterações de parâmetros.

Finalmente foi apresentada uma lista de sugestões de trabalhos a desenvolver sobre o tema em análise.

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

Bibliografia

- [1] S. Verhelst, "A Study of the Combustion in Hydrogen-Fuelled Internal Combustion Engines," Universiteit Gent, België, 2005.
- [2] B. Kruse, S. Grinna e G. Buch, "Hydrogen Status og muligheter," Bellona, 2002.
- [3] D. Verstraete, "Long range transport aircraft using hydrogen fuel," *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 38, pp. 14824-14831, 2013.
- [4] M. Ruth , M. Laffen e T. A. Timbario, "Hydrogen Pathways: Cost, Well-to-Wheels Energy Use, and Emissions for the Current Technology Status of Seven Hydrogen Production, Delivery, and Distribution Scenarios," 2009.
- [5] C. M. White, R. R. Steeper e A. E. Lutz, "The hydrogen-fueled internal combustion engine: a technical review," *International Journal of Hydrogen Energy* 31, 2006.
- [6] M. F. Bardon e G. R. Haycock , "The hydrogen research of R.O. King," em *14th World Hydrogen Energy Conference*, Canada, 2002.
- [7] C. A. MacCarley , "A study of factors influencing thermally induced backfiring in hydrogen fuelled engines, and methods for backfire control," em *16th IECEC conference*, Atlanta, 1981.
- [8] L. M. Das, "Near-term introduction of hydrogen engines for automotive and agricultural application," *Int. J. Hydrogen Energ*, vol. 27, p. 479–487, 2002.
- [9] G. G. Lucas e L. E. Morris , "The backfire problem of the hydrogen engine," em *Symposium organized by the university's internal combustion engine group*, King's College, London, 1980.
- [10] . M. Berckmüller e et al, "Potentials of a charged SI-hydrogen engine," *SAE*, pp. 2003-01-3210, 2003.
- [11] W. F. Stockhausen, R. J. Natkin, D. M. Kabat, L. Reams, X. Tang, S. Hashemi, S. J. Szwabowski e V. P. Zanardelli, "Ford P2000 Hydrogen Engine Design and Vehicle Development Program," Society of Automotive Engineers, 2002.
- [12] M. R. Swain e M. N. Swain , "Consideration in the design of an inexpensive hydrogen-fueled engine," p. 881630, 1988.
- [13] TÜV, "Alternativeenergy sources for road," 1990.
- [14] R. Sierens e S. Verhelst, "Hydrogen Fuelled Internal Combustion Engines," Ghent University - Belgium, 2004.
- [15] M. R. Swain , G. J. Schade e M. N. Swain , "Design and testing of a dedicated hydrogen-fueled engine," *SAE*, p. 961077, 1996.
- [16] K. Koyanagi , M. Hiruma e S. Furuhamu , "Study on mechanism of backfire in hydrogen

- engines,” vol. 942035, 1994.
- [17] J. T. Lee , Y. Y. Kim , C. W. Lee e J. A. Caton , “An investigation of a cause of backfire and its control due to crevice volumes in a hydrogen fueled engine,” em *ASME Spring Technical Conference*, USA, 2000.
- [18] X. Tang e et al., “Ford P2000 hydrogen engine dynamometer development,” pp. 2002-01-0242, 2002.
- [19] S. J. Lee , H. S. Yi e E. S. Kim, “Combustion characteristics of intake port injection type hydrogen fueled engine,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 20, p. 317–322, 1995.
- [20] J. B. Heywood , *Internal Combustion Engine Fundamentals*, McGraw-Hill, 1988.
- [21] R. W. Jorach, “Low nitrogen oxide emission combined with high power density by using the hydrogen combustion method with advanced internal mixture formation,” *MTZ Worldwide*, pp. 58-4:5–8, 1997.
- [22] K. Binder e G. Withalm , “Mixture formation and combustion in hydrogen engine using hydrogen storage technology,” *Int. J. Hydrogen Energy*, p. 7:651–659, 1982.
- [23] H. Li e G. Karim , “Knock in spark ignition hydrogen engines,” *Int. J. Hydrogen Energy*, p. 29:859–865, 2004.
- [24] L. Jing-Ding , L. Ying-Qing e D. Tian-Shen, “Improvement on the combustion of a hydrogen fueled engine,” *Int. J. Hydrogen Energy*, p. 11:661–668, 1986.
- [25] J. W. Heffel , D. C. Johnson e C. Shelby , “Hydrogen powered Shelby Cobra: vehicle conversion,” *SAE*, pp. 2001-01-2530, 2001.
- [26] J. R. Smith , S. Aceves e B. P. Van , “Series hybrid vehicle and optimized hydrogen engine design,” *SAE*, p. 951955, 1995.
- [27] H. S. Yi , K. Min e E. S. Kim , “The optimised mixture formation for hydrogen fuelled engines,” *Int. J. Hydrogen Energy*, 2000.
- [28] U. Gerke, “Numerical Analysis of Mixture Formation and Combustion in a Hydrogen Direct-Injection Internal Combustion Engine,” Zurich, 2007.
- [29] D. J. Durbin e C. Malardier-Jugroot, “Review of hydrogen storage techniques for on board vehicle applications,” *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 38, pp. 14595-14617, 2013.
- [30] G. Kiesgen, M. Klütting, C. Bock e H. Fischer, “The New 12-Cylinder Hydrogen Engine in the 7 Series: The H2ICE Age Has Begun,” SAE International, 2006.
- [31] L. S. Guo, H. B. Lu e J. D. Li , “A hydrogen injection system with solenoid valves for a four-cylinder hydrogen-fuelled engine,” *Int. J. Hydrogen Energy*, p. 24:377–382, 1999.
- [32] T. Kondo , S. Iio e M. Hiruma , “A study on the mechanism of backfire in external mixture formation hydrogen engines –about backfire occurred by the cause of the spark plug,” *SAE*, p. 971704, 1997.
- [33] J. J. Fagelson , W. J. McLean e P. C. de Boer, “Performance and NO_x of spark-ignited combustion engines using alternative fuels — quasi one-dimensional modeling,” *Combustion Science and Technology*, pp. 18:47-57, 1978.
- [34] G. P. Prabhu-Kumar , B. Nagalingam e Gopalakrishn, “Theoretical studies of a spark-ignited supercharged hydrogen engine,” *Int. J. Hydrogen Energy*, pp. 10:389-397, 1985.
- [35] M. Takáts e et al., “Hydrogen fueled reciprocating engine as an automotive prime mover?,” em *Fisita World Automotive Congress*, Paris, 1998.
- [36] M. Polásek , J. Macek , M. Takáts e O. Vitek , “Application of advanced simulation methods and their combination with experiments to modeling of hydrogen fueled engine emission potential,” *SAE*, pp. 2002-01-0373, 2002.

- [37] S. R. Turns , An Introduction to Combustion, McGraw-Hill, 2000.
- [38] J. Abraham , F. A. Williams e F. V. Bracco , “A discussion of turbulent flame structure in premixed charges,” *SAE*, p. 850345, 1985.
- [39] “The Engineering Toolbox,” [Online]. Available: http://www.engineeringtoolbox.com/hydrogen-d_976.html. [Acedido em 25 Outubro 2013].
- [40] J. B. Heywood e F. R. Vilchis , “Comparison of flame development in a spark-ignition engine fueled with propane and hydrogen,” *Combustion Science and Technology*, p. 38:313–324, 1984.
- [41] “CFD Online,” [Online]. Available: http://www.cfd-online.com/Wiki/Karlovitz_number. [Acedido em 2013 Outubro 2013].
- [42] J. Warnatz , U. Maas e R. W. Dibble , Combustion, Springer, 1996.
- [43] L. Gillespie , M. Lawes , C. G. W. Sheppard e Woo, “Aspects of laminar and turbulent burning velocity relevant to SI engines,” *SAE*, pp. 2000-01-0192, 2000.
- [44] A. J. Aspden, J. B. Bell, M. S. Day, S. E. Woosley e M. Zingale, “Turbulence-Flame Interactions in Type Ia Supernovae,” *The Astrophysical Journal*, vol. 689, p. 1173Y1185, 2008.
- [45] S. Kwon , L. K. Tseng e G. M. Faeth , “Laminar burning velocities and transition to unstable flames in H₂/ O₂ /N₂ and C₃H₈/ O₂/ N₂ mixtures,” *Combustion and Flame*, p. 90:230–246, 1992.
- [46] D. Bradley e et al., “The measurement of laminar burning velocities and Markstein numbers for iso-octane-air and iso-octane-n-heptane-air mixtures at elevated temperatures and pressures in an explosion bomb,” *Combustion and Flame*, p. 115:126–144, 1998.
- [47] L.-K. Tseng , M. Ismail e G. Faeth , “Laminar burning velocities and Markstein numbers of hydrocarbon/air flames,” *Combustion and Flame*, p. 95:410–426, 1993.
- [48] X. J. Gu , . M. Z. Haq e M. Lawes , “Laminar burning velocity and markstein lengths of methane-air mixtures,” *Combustion and Flame*, p. 121:41–58, 2000.
- [49] M. Hertzberg , “Selective diffusional demixing: occurrence and size of cellular flames,” *Progress in Energy and Combustion Science*, p. 15:203–239, 1989.
- [50] C. Law e C. Sung , “Structure, aerodynamics and geometry of premixed flamelets,” *Progress in Energy and Combustion Science*, p. 26:459–505, 2000.
- [51] D. Bradley e et al., “The development and structure of flame instabilities and cellularity at low Markstein numbers in explosions,” *Combustion and Flame*, p. 122:195–209, 2000.
- [52] J. Bechtold e Matalon, “Hydrodynamic and diffusion effects on the stability if spherically expanding flames,” *Combustion and Flame*, p. 67:77–90, 1987.
- [53] D. Bradley , “Instabilities and flame speeds in large-scale premixed gaseous explosions,” *Phil. Trans.*, pp. A-357:3567–3581, 1999.
- [54] O. Kwon , G. Rozenchan e C. Law , “Cellular instabilities and self-acceleration of outwardly propagating spherical flames,” *29th Symp. (Int.) on Combustion*, p. 1775–1783, 2002.
- [55] P. Goix e . I. Shepherd, “Lewis number effects on turbulent premixed flame structure,” *Combustion Science and Technology*, p. 91:191–206, 1993.
- [56] . A. Al-Shahrany, D. Bradley , M. Lawes e Woolle, “Measurement of unstable burning velocities of iso-octane-air mixtures at high pressure and the derivation of laminar burning velocities,” *30th Symp. (Int.) on Combustion*, 2004.
- [57] S. Verhelst, C. T’Joens, J. Vancoillie e . J. Demuyneck, “A correlation for the laminar burning velocity for use in hydrogen spark ignition engine simulation,” *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 36, pp. 957-974, 2011.

- [58] J. Demuyck, K. Chana, M. D. Paepe e S. Verhelst, "Evaluation of a Flow-Field-Based Heat Transfer," *SAE International*, 2013.
- [59] Shell, "Shell Eco-marathon," [Online]. Available: <http://www.shell.com/global/environment-society/ecomarathon.html>. [Acedido em 25 Outubro 2013].
- [60] P. Marinho e J. Oliveira, "Otimização do Motor Honda GX-31," IPL, Leiria, 2011.
- [61] J. C. G. Santos e F. D. Sintra, "Projeto e dimensionamento de sistemas de admissão e injeção para MCI-H2," IPL, Leiria, 2013.
- [62] E. Catalog, 2012.
- [63] HySafe, "Biennial Report on Hydrogen Safety".
- [64] Y. Jia, Z. Zhou, A. Xue, Z. Wu, J. Chen, K. Ma, Y. Zhang, J. Zhou, Y. Wang e H. . L. W. Chan, "Magnetostrictive/piezoelectric drum magnetolectric transducer for H2," *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 38, pp. 14915-14919, 2013.
- [65] M. R. Swain, "Fuel Leak Simulation," Universidade de Miami, Miami, 2001.
- [66] B.-g. Sun, D.-s. Zhang e F.-s. Liu, "Investigation of the characteristics of hydrogen injector using experiment and simulation in hydrogen internal combustion engine," *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 37, pp. 13118-13124, 2012.
- [67] P. Carvalheira, *Código de simulação de MCI-SI Otto*.
- [68] M. A. Boles e Y. A. Cengel, *Thermodynamics: An Engineering*, Tata McGraw-Hill, 2006.
- [69] I. Glassman, *Combustion*, Academic Press, Inc, 1987.
- [70] H. Santos, *Modelação Ciclo Otto com admissão e escape*, Leiria, 2008.
- [71] S. Verhelst e R. Sierens, "A Critical Review of Experimental Research on Hydrogen Fueled SI Engines," SAE International, 2006.
- [72] FndmtlsofCombustion, "Lab 6 Premixed Flame Propagation and Flammability Limits," [Online]. Available: <http://www.youtube.com/watch?v=CjGuHbsi3a8>. [Acedido em 12 Outubro 2013].
- [73] B. Li, Y. He, Z. Li e A. A. Konnov, "Measurements of NO concentration in NH3-doped CH4 + air flames using saturated laser-induced fluorescence and probe sampling," *Combustion and Flame*, vol. 160, pp. 40-46, 2013.
- [74] B. . M. C. Moniz e C. D. Serrenho , "Otimização de motor Honda GX-31," IPL, Leiria, 2013.
- [75] T. Wallner, H. Lohse-Busch, S. Gurski, M. Duoba, W. Thiel, D. Martin e T. Korn, "Fuel economy and emissions evaluation of BMW Hydrogen 7 Mono-Fuel demonstration vehicles," 20 Junho 2011.

7. Apêndice 1

7.1. Análise de casos práticos

7.1.1. Valmet

Sierens [75] utilizou um MCI Valmet, L4, 4400 cm³, com ignição por compressão para demonstração do conceito de MCI-H₂. Neste MCI foram substituídos os injetores de gasóleo por velas de ignição, a razão de compressão foi reduzida de 16:1 para 8.7:1 através da alteração dos pistões e foi instalado um carburador [75]. Foi estudada a influência de parâmetros de motor na combustão de hidrogénio recorrendo a uma análise de libertação de calor a partir da medição de pressão dentro do cilindro [76]. A comparação da pressão dentro do cilindro antes e durante a ocorrência de retorno da chama à conduta de admissão demonstrou o fenómeno de pé-ignição desencadeava o fenómeno de retorno da chama à conduta de admissão [78]. A pré-ignição era acompanhada pelo fenómeno de detonação pelo que foi desenvolvido um algoritmo de controlo baseado nos dados de pressão dentro do cilindro para a deteção de detonação [79] [1].

7.1.2. General Motors

Foi adaptado um motor General Motors 454, V8, 7400 cm³, razão de compressão 8.5:1 para operar com combustíveis gasosos. Este motor foi inicialmente equipado com um sistema a carburador mas rapidamente foi substituído por um sistema PFI [1].

Estratégia de controlo de carga

Inicialmente foi utilizado um controlo qualitativo para beneficiar de menores perdas de carga (2.2.2), no entanto a existência de hidrogénio não queimado nos gases de escape, bem como a instabilidade de combustão para a condição de velocidade de rotação mínima levou à utilização de alguma restrição do ar admissão para atingir uma combustão estável nesta condição [1].

As variáveis de controlo utilizadas no sistema de comando do motor foram: duração de injeção, início de injeção e tempo de ignição (para além da restrição mencionada anteriormente), baseadas nas variáveis primárias, carga e velocidade de rotação do MCI. Os valores iniciais parametrizados são corrigidos em função de parâmetros como temperatura e pressão do combustível (tipicamente 3 bar), temperatura e pressão do ar de admissão, e temperatura do fluido de refrigeração [1].

Retorno da chama à conduta de admissão

A instalação de um sistema PFI foi uma medida bastante importante no combate ao retorno da chama à conduta de admissão, uma vez que foi possível minimizar significativamente a quantidade de hidrogénio presente na conduta de admissão. No entanto foi necessário dimensionar os injetores de forma a garantir uma injeção mais tarde (ver 2.2.2) e ao mesmo tempo garantir a injeção da quantidade de combustível necessária principalmente para cargas elevadas, no entanto é necessário que tenham uma boa reprodutibilidade para cargas baixas. Devido à incapacidade de realizar

injeção mais tarde, devido ao elevado volume necessário, foi definido um valor de coeficiente de excesso de ar de $\lambda \sim 2$ ($\phi \sim 0.5$).

Ignição

O ângulo de ignição é normalmente definido para o valor mínimo, tipicamente de avanço, para atingir o melhor binário (MBT *timing*, *Maximum Break Torque timing*), em que o compromisso representado por este é o mesmo para todos os motores de ignição por faísca. A Fig. 7.1 mostra a variação do binário e emissões de NO_x como o ângulo de ignição em graus de cambota ($^\circ\text{ca}$) BTDC para uma situação de carga máxima, 3500 rpm e $\lambda \sim 2$ ($\phi \sim 0.5$) [1].

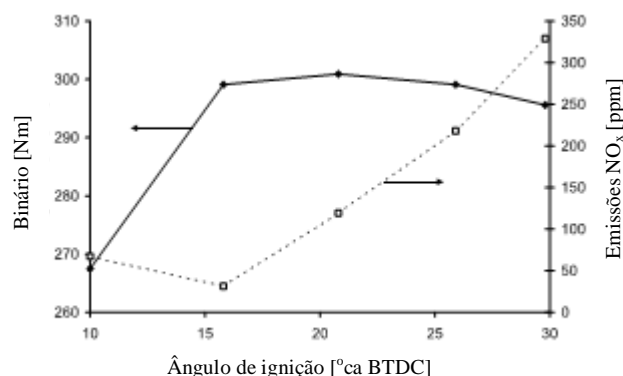


Fig. 7.1 – Variação do binário e emissões de NO_x com o ângulo de ignição, adaptado de [1]

Verificou-se que na Fig. 7.1, para a situação de avanço de ignição de 15°ca o compromisso entre binário e emissões de NO_x é bastante aceitável. Para misturas pobres (cargas e velocidades de rotação baixas) o melhor compromisso no ângulo de ignição encontrado foi de 50°ca BTDC. Verificou-se também que o fator determinante na definição do ângulo de ignição ótimo é a carga, sendo por isso um parâmetro fundamental na determinação da eficiência de um MCI- H_2 [1].

Relativamente ao sistema de ignição físico, este foi substituído por um sistema de ignição individual (bobine cachimbo) e a folga de vela foi ajustada de 0.9 mm para 0.4 mm (ver 2.2.2) [1].

Lubrificação e ventilação do cárter

Durante medições dos gases do cárter foi detetado uma percentagem de hidrogénio superior a 5 vol% proveniente do *blowby*. É esperado que o efeito de *blowby* seja bastante elevado devido à subida rápida de pressão e da baixa massa volúmica do hidrogénio (Tabela 1) [1].

Foram comparadas amostras de óleo de lubrificação novo e usado e verificou-se uma diminuição muito acentuada das propriedades lubrificantes. Através de uma análise espectral de infravermelhos, verificou-se que o óleo semi-sintético universal 15W50 tinha perdido grande parte dos seus aditivos (quer de lubrificação quer de resistência ao desgaste). A viscosidade cinemática do óleo para temperatura ambiente aumentou (de $111.8 \text{ mm}^2/\text{s}$ para $141.9 \text{ mm}^2/\text{s}$ para 40°C), traduzindo-se num maior atrito durante o arranque inicial do motor; e para condições de operação de motor diminuiu (de $17.25 \text{ mm}^2/\text{s}$ para $14.33 \text{ mm}^2/\text{s}$ para 100°C), traduzindo-se na fraca lubrificação do motor [1].

Como medida de segurança foi instalado um sistema de ventilação de cárter forçado conseguindo reduzir a presença de hidrogénio no cárter para valores abaixo de 1 vol% (Tabela 1 – limite de inflamabilidade) [1].

Sobrealimentação

Foi instalado um sistema de sobrealimentação (compressor volumétrico mecânico) bem como

um permutador de calor ar/ar de modo a arrefecer o ar após a compressão. A Fig. 7.2 mostra a comparação dos valores de binário do MCI antes e após a sobrealimentação. Verificou-se que a sobrealimentação do motor revelou interessante para velocidades de rotação baixas, no entanto, para velocidades de rotação superiores a 2000 rpm foi necessário empobrecer bastante a mistura para garantir a operação livre de retorno da chama à conduta de admissão, revelando a necessidade de uma nova otimização do sistema para que seja possível atingir valores de binário mais elevados.

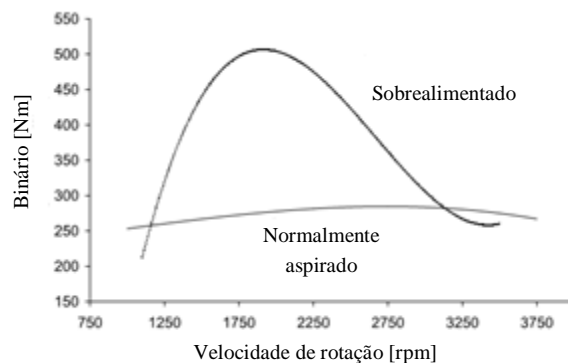


Fig. 7.2 – Variação do binário do MCI normalmente aspirado e sobrealimentado em função da velocidade de rotação do motor, adaptado de [1]

7.1.3. CFR

Foi utilizado um motor CFR (*Cooperative Fuel Research*) para estudar a relação entre parâmetros como razão de compressão, coeficiente de excesso de ar, ângulo de ignição, início de injeção e instalação de injetor para uma velocidade de rotação mínima (600 rpm) [1].

Resultados da versão a carburador

A Fig. 7.3 apresenta a influência do ângulo de avanço ignição e do coeficiente de excesso de ar na potência indicada, normalizada para 293 K e 1 atm, (Fig. 7.3 - a) e na eficiência indicada (Fig. 7.3 - b)) [1]. A partir da Fig. 7.3, conclui-se que a definição do ângulo de ignição é bastante importante, em que para misturas mais ricas (velocidade de propagação da frente de chama mais elevada) o ângulo de avanço de ignição deve de ser menor para evitar a ocorrência do pico de pressão numa fase prematura do ciclo, e para misturas pobres (velocidade de propagação da frente de chama mais lenta) o ângulo de avanço de ignição deve de ser maior.

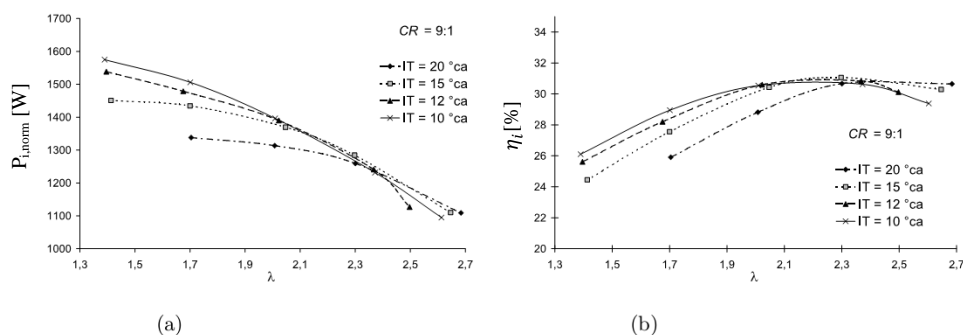


Fig. 7.3 – Variação da potência indicada (à esquerda – a) e da eficiência indicada (à direita – b) em função do coeficiente de excesso de ar e do ângulo de ignição, adaptado de [1]

A Fig. 7.4 mostra a influência da riqueza da mistura na produção de emissões de NO_x , em que se verifica um aumento exponencial da quantidade de emissões quando $\lambda < 2$ ($\phi > 0.5$) [1].

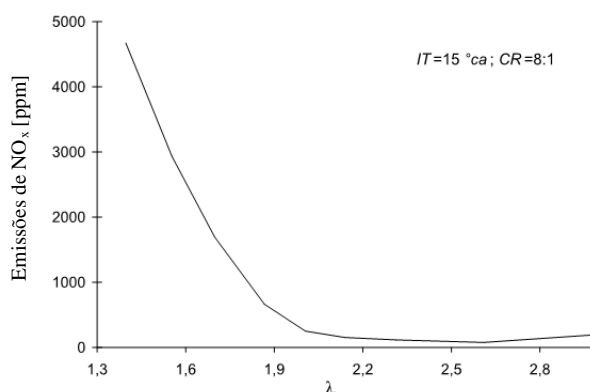


Fig. 7.4 – Variação de emissões de NO_x em função do coeficiente de excesso de ar, adaptado de [1]

Resultados da versão a injeção

A versão a injeção providenciou maior liberdade de controlo do que a versão a carburador. Nesta versão foi avaliada a influência da localização do injetor na geometria conduta de admissão, pelo que foram comparadas 4 instalações/junções: junção-T, junção-Y, junção-45° e junção invertida-45° apresentadas na Fig. 7.5 [1].

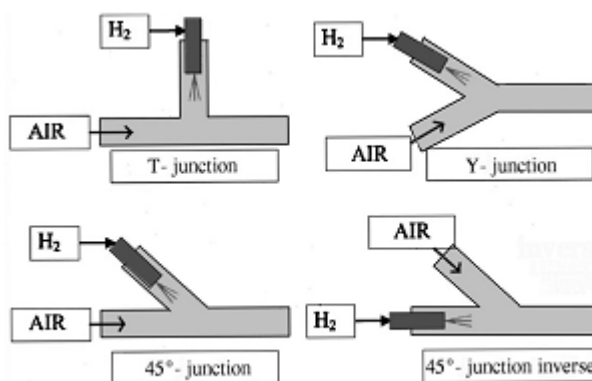


Fig. 7.5 – Localização do injetor na geometria conduta de admissão [1]

Geometria da conduta de admissão e início de injeção

A Fig. 7.6 mostra a potência indicada para diferentes geometrias de admissão em função do início de injeção (SOI – *Start of Injection*) em ângulos de cambota ATDC (início de admissão) para $\lambda = 2$ ($\phi = 0.5$), ângulo de avanço de ignição (IT – *Ignition Timing*) de 15 °ca BTDC e razão de compressão de 8. Verificou-se que a junção-Y apresenta o valor máximo de todas as junções para 80 °ca [1].

Na Fig. 7.7 mostra a variação do valor máximo de pressão dentro do cilindro em função do SOI, em que se verificou a mesma tendência que na Fig. 7.6, revelando que o incremento de potência está associado a um aumento de eficiência volumétrica [1].

A interação entre o fluxo de hidrogénio injetado e as ondas de pressão presentes na conduta de admissão, resultantes da abertura e fecho da válvula de admissão, apresentadas nas Fig. 7.8 – 18 °ca e Fig. 7.8 – 205 °ca respetivamente, é uma das explicações para este fenómeno, pois no momento da abertura da válvula de admissão a pressão dentro do cilindro é inferior à da conduta de admissão, fazendo com que a pressão na conduta de admissão diminua e que se crie uma onda de “expansão” que se propaga pela conduta até ao início da conduta de admissão (entrada de ar) onde é refletida numa onda de compressão. Se a injeção se der quando a onda de pressão apresenta o seu valor máximo a onda é estimulada e a pressão é aumentada (Fig. 7.8 - 80 °ca), porém, se a injeção

começar quando a pressão for baixa, ocorre um efeito de destrutivo de interferência (Fig. 7.8 - 40 °ca e 100 °ca), pois o início de injeção não influencia apenas a amplitude da onda de pressão mas também a posição temporal dos valores máximos da onda de pressão após esta influência [1].

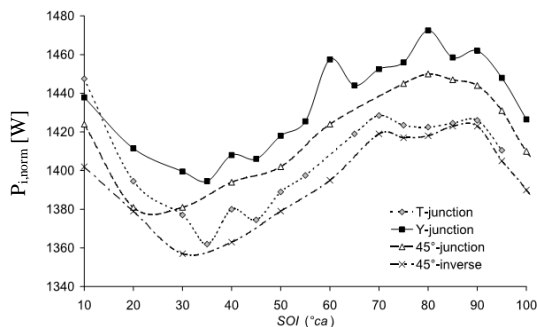


Fig. 7.6 – Variação da potência indicada para diferentes geometrias de admissão em função do início de injeção [1]

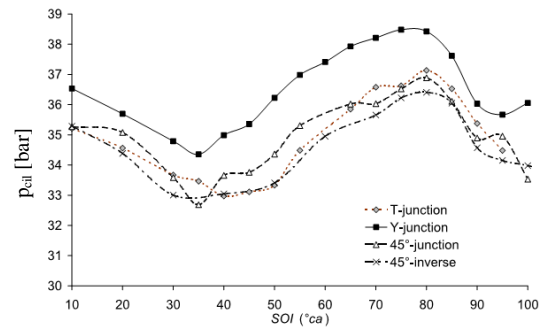


Fig. 7.7 – Variação do valor máximo de pressão dentro do cilindro para diferentes geometrias de admissão em função do início de injeção [1]

A influência das junções na potência indicada é menor que o início de injeção e todas as junções apresentam o seu valor máximo próximo dos 80 °ca. Verificou-se também que a junção-Y apresenta o melhor dos valores estabelecendo um melhor compromisso de fatores como eficiência de mistura e perdas de pressão, que no caso da junção inversa-45° não se verificou uma vez que esta tem uma curvatura adicional que o fluxo tem de percorrer resultando numa maior perda de pressão [1].

A Fig. 7.9 mostra a variação da eficiência indicada para as diferentes junções em função do início de injeção para $\lambda = 2$ ($\phi = 0.5$), ângulo de avanço de ignição de 15 °ca BTDC e razão de compressão de 8. Verificou-se que o efeito de início de injeção é menos notório na eficiência indicada do que na potência indicada. Verificou-se também que a junção-T apresenta os melhores valores de eficiência e que o seu máximo localiza-se em torno dos 40 °ca. A distorção da onda de pressão é uma possível explicação para esta situação pois a distorção da onda promove um aumento de turbulência e por isso uma melhor mistura do ar o com o combustível resultando numa combustão mais completa (esta explicação poderia ser fundamentada também com a comparação de emissões mas não foi feita a recolha de dados para tal) [1].

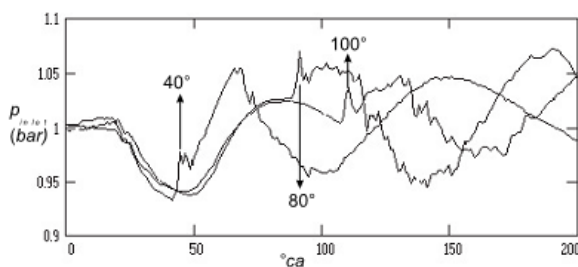


Fig. 7.8 – Onda de pressão (a 80 mm da válvula de admissão) para diferentes ângulos de injeção (40 °ca, 80 °ca e 100 °ca) em função do ângulo de cambota [1]

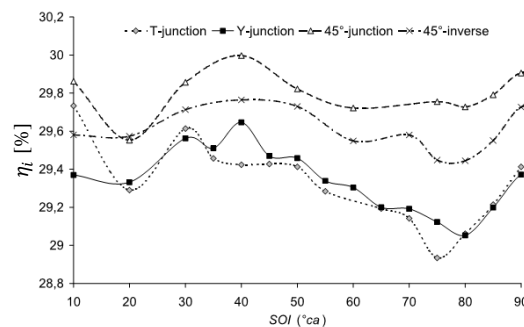


Fig. 7.9 – Variação da eficiência indicada para as diferentes junções em função do início de injeção, adaptado de [1]

Coefficiente de excesso de ar e ângulo de ignição

A Fig. 7.10 mostra a influência do coeficiente de excesso de ar e de diferentes ângulos de ignição (avanço de 2 °ca a 20 °ca) na potência indicada para dois casos de início de injeção (80 °ca e 40 °ca) para a junção-Y e razão de compressão de 8. O valor ótimo de ângulo de ignição depende fortemente do coeficiente de excesso de ar da mistura variando de 2 °ca para $\lambda = 2$ para 20 °ca para $\lambda = 2.5$. Verificou-se novamente que o início de injeção de 80 °ca apresenta os valores mais elevados para toda a gama do coeficiente de excesso de ar.

Pressão de injeção

A Fig. 7.11 mostra a influência do início de injeção e de diferentes pressões de injeção (2 e 5 bar) na potência indicada para a junção-45°, $\lambda = 2$, avanço de ignição de 10 °ca e razão de compressão de 8. Verificou-se que para a menor pressão de injeção a interação entre a injeção e a onda de pressão diminui, diminuindo a influência do início de injeção [1].

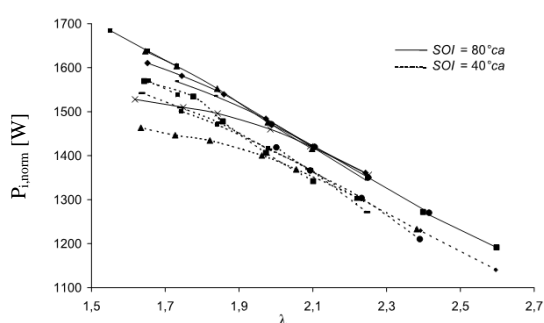


Fig. 7.10 – Variação da potência indicada para diferentes ângulos de ignição em função do coeficiente de excesso de ar, adaptado de [1]

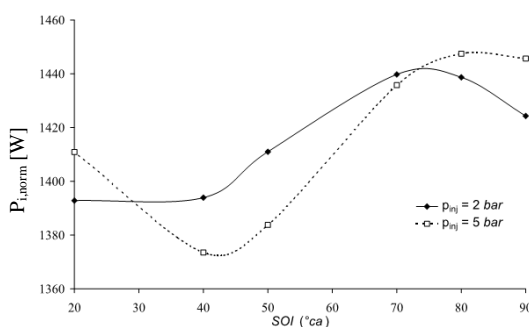


Fig. 7.11 – Variação da potência indicada para diferentes pressões de injeção em função do início de injeção, adaptado de [1]

Estratégia de atraso de injeção

A Fig. 7.12 mostra a influência do coeficiente de excesso de ar e de diferentes ângulos de ignição (avanço de 0 °ca e 10 °ca) na potência indicada para a junção-Y, $\lambda = 1$, início de injeção de 170 °ca, pressão de injeção de 7 bar e razão de compressão de 8, demonstrando a possibilidade de operação estequiométrica sem retorno da chama à conduta de admissão. Posteriormente foram realizados outros testes, sem a ocorrência de retorno da chama à conduta de admissão, com razões de compressão tão elevadas como 12 [1].

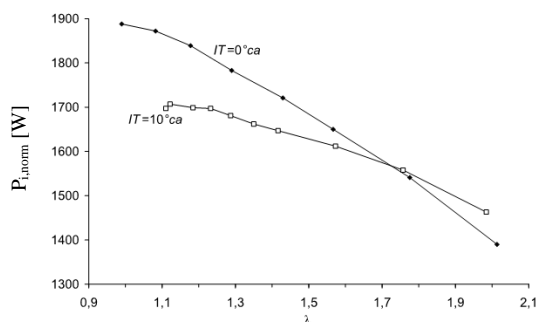


Fig. 7.12 – Variação da potência indicada com atraso de injeção em função do coeficiente de excesso de ar, adaptado de [1]

Estratégias de redução de emissões de NO_x

Tal como mencionado na secção 2.2.2, a utilização de um sistema recirculação de gases de escape é uma medida efetiva na redução de NO_x e é uma opção especialmente interessante para a

operação estequiométrica pois permite explorar as capacidades reductoras de NO_x dos catalisadores de três vias (TWC – *Three-Way-Catalyst*). Mais ainda, seria possível controlar a potência do motor através da percentagem de reciclagem de gases de escape em vez de recorrer a restrições de admissão, evitando as perdas associadas a este [1].

Foi realizada uma comparação entre operação com misturas pobres (Fig. 7.13) e operação com mistura estequiométrica e recirculação de gases de escape (Fig. 7.14) antes e depois do catalisador de 3 vias. Através da comparação de ambos os gráficos verificou-se que os valores de emissões de NO_x são menores durante a utilização de catalisador e que apenas para misturas de ar/hidrogénio de $\lambda \geq 2$ é que as emissões de NO_x atingem valores iguais ou inferiores aos obtidos na operação estequiométrica [34].

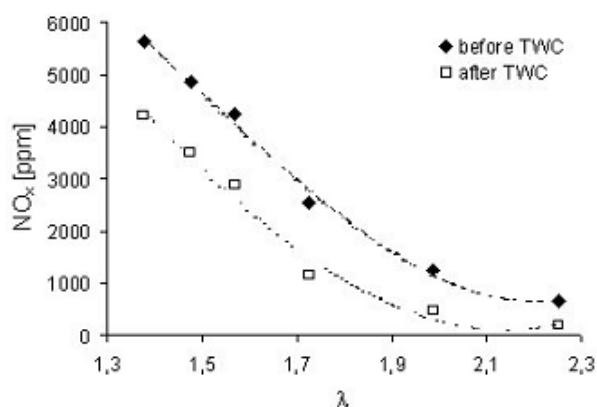


Fig. 7.13 – Variação de emissões de NO_x em função do coeficiente de excesso de ar antes e depois do catalisador [34]

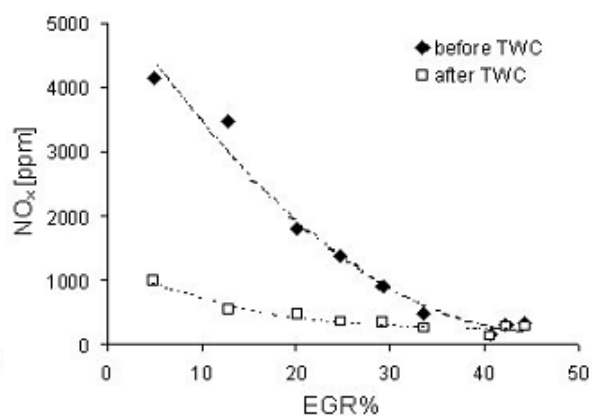


Fig. 7.14 – Variação de emissões de NO_x em função da percentagem de EGR para mistura estequiométrica antes e depois do catalisador [34]

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

8. Apêndice 2

8.1. Métodos de medição experimental

Existem vários métodos para determinar a velocidade de propagação da frente de chama laminar. São enunciados alguns dos métodos mais populares abordando as “restrições” associadas a cada um destes [108,86] [1].

8.1.1. Método do tubo

É um dos métodos mais antigos em que se tem a ignição da mistura numa das extremidades do tubo e fotografa-se a propagação da frente de chama até à outra extremidade do tubo. Existem diversas possibilidades de erro sendo a mais importante a determinação correta da área de frente de chama (Fig. 8.1) [1].

8.1.2. Método do queimador de Bunsen

Este método envolve uma chama estacionária. É utilizado maioritariamente a chama cônica no injetor do queimador, em que a velocidade de propagação da frente de chama é dada pela velocidade média do gás no injetor e o ângulo do cone da chama. O método é limitado à gama de concentração que possibilita chama estável (a velocidade do gás deve de exceder a velocidade de propagação da frente de chama o suficiente mantendo o fluxo laminar). Podem surgir erros da curvatura da frente de chama, desvios da forma cônica, distribuição de velocidade não uniforme, entre outros. Se estes fatores forem considerados, é possível obter medições com uma precisão aceitável (Fig. 8.2) [1].

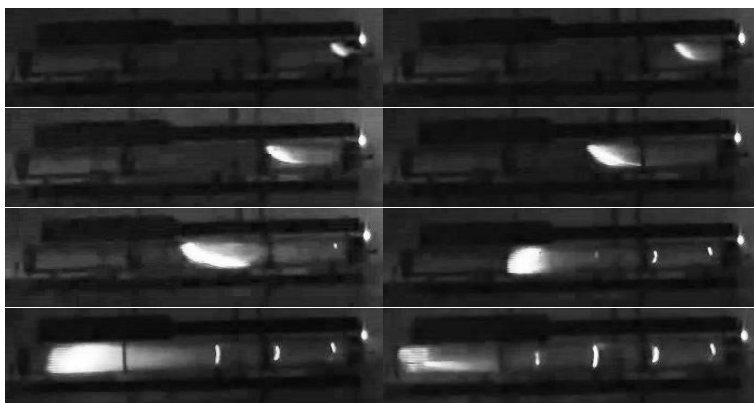


Fig. 8.1 – Exemplo de medição de velocidade de propagação de chama – método do tubo, adaptado de [35]

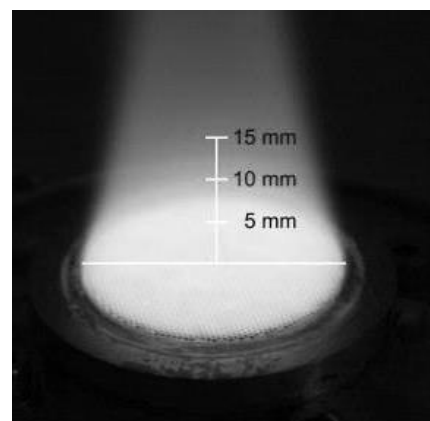


Fig. 8.2 – Exemplo de medição de velocidade de propagação de chama – método do queimador [36]

8.1.3. Bomba de combustão

A partir deste método é possível obter correlações válidas da velocidade de propagação da

frente de chama laminar para condições de motor. O método envolve a ignição central da mistura num reservatório de combustão esférica. Originalmente, a velocidade de propagação da frente de chama laminar foi calculada a partir da medição da subida de pressão assumindo, usualmente, propagação da chama esférica negligenciando a espessura da chama. Este método foi popular pois a velocidade de propagação da frente de chama pode ser obtida para uma gama elevada de pressões e temperaturas em apenas um ensaio. No entanto, podem desenvolver-se instabilidades de chama, estilhaçamento de chama e ou mesmo celeridade originando distorção da chama que passa despercebida apenas através da medição da pressão, muito menos considerar o efeito de alongamento. Uma atualização do método, através da utilização de observação fotográfica do período pré-pressão (período em que não se consegue obter valores de subida de pressão), permite analisar o alongamento e a determinação dos comprimentos de Markstein (Fig. 8.3) [1].

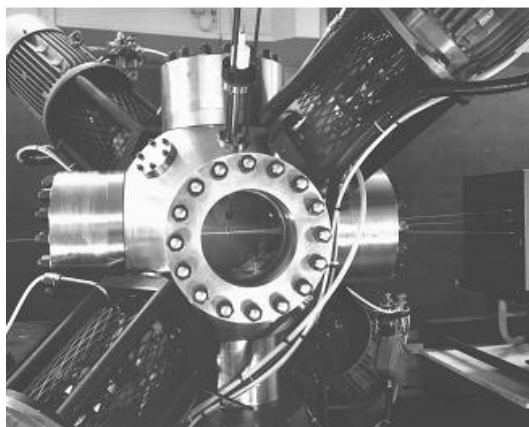


Fig. 8.3 – Exemplo de medição de velocidade de propagação de chama – bomba de combustão [1]

8.1.4. Técnica de dois núcleos

Este método utiliza duas fontes de ignição na câmara de combustão para produzir a expansão de duas chamas em simultâneo. A velocidade de propagação da frente de chama é determinada através de observação fotográfica dos últimos momentos da propagação da chama quando as chamas são praticamente planas (resultado da aproximação de ambas as chamas) [1].

Todos os métodos que dependem de observação fotográfica da chama são sujeitos a erro resultante da determinação da posição da frente de chama. Deve-se ter em conta de visualizar diferentes posições quando se utiliza diferentes técnicas de imagem (Ex: imagem a laser, fotografia Schlieren) [1].

9. Apêndice 3

9.1. Atividade experimental – medição de velocidades Verhelst

Admitindo que as chamas medidas na bomba de combustão são chamas com propagação esférica, estas são sujeitas à alteração de alongamento e por isso influenciam a velocidade de propagação da frente de chama desviando-a da velocidade de propagação da frente de chama teórica para uma chama planar estável (abordado na secção 0). Para chamas com propagação esférica durante um período de pressão constante, a taxa de alongamento é uniforme e pode ser calculada através da equação (9.1) [1].

$$\alpha = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{d(4\pi r^2)}{dt} = \frac{2}{r} \frac{dr}{dt} \quad (9.1)$$

Em que na equação (9.1), r é o raio da frente fria, dr/dt é a velocidade de chama (igual à soma da velocidade de propagação da frente de chama, S , e da velocidade de expansão do gás, v_g). Isto permite o cálculo da taxa de alongamento devido à curvatura, α_c , e à taxa de deformação dadas pelas equações (9.2) e (9.3), respetivamente [1].

$$\alpha_c = 2S_n/r \quad (9.2)$$

$$\alpha_s = 2v_g/r \quad (9.3)$$

Deste modo têm-se que a taxa de alongamento total é a igual à soma algébrica da taxa de alongamento devido à curvatura de chama, α_c , e da taxa de alongamento devido à deformação aerodinâmica, α_s ($\alpha = \alpha_c + \alpha_s$) [1].

O efeito da diminuição do alongamento durante o crescimento da chama na velocidade de propagação da chama medida pode ser visto nas Fig. 9.1 e Fig. 9.2: depois do período inicial de diminuição de velocidade de chama provocada pela transição da ignição “mecânica” para a química de chama normal, a velocidade de propagação da frente de chama aumenta com a diminuição de velocidade de chama sendo um indicativo de uma chama termo-difusivamente estável. A partir de um determinado raio a chama torna-se instável e acelera até tornar-se celular [1]. A Fig. 9.3 mostra a propagação de chama das imagens obtidas pelas fotografias Schlieren onde é possível identificar a transição de uma chama suave para uma celular.

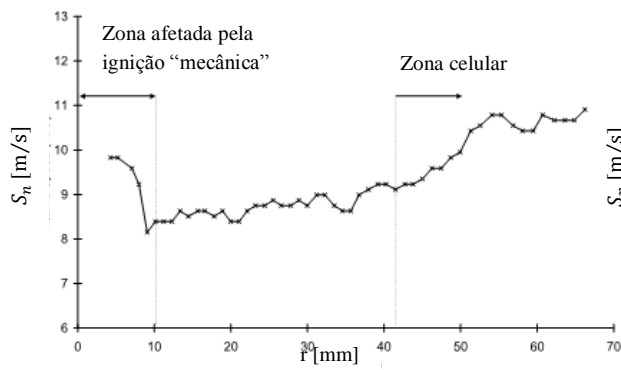


Fig. 9.1 – Desenvolvimento de uma chama ar/hidrogênio para $\phi = 0.7$, 365 K e 1 bar, adaptado de [1]

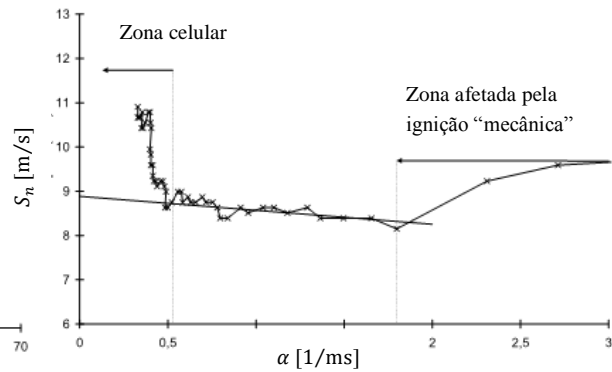


Fig. 9.2 – Desenvolvimento de uma chama ar/hidrogênio para $\phi = 0.7$, 365 K e 1 bar, adaptado de [1]

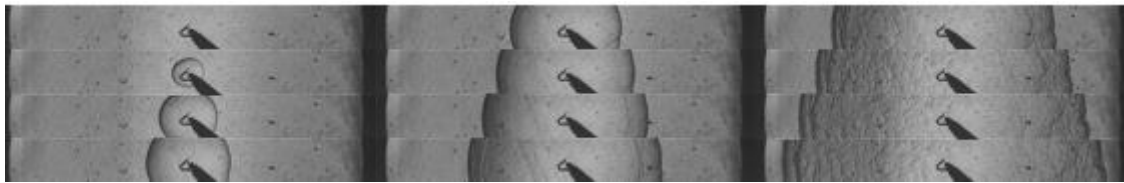


Fig. 9.3 – Desenvolvimento de uma chama ar/hidrogênio para $\phi = 0.7$, 365 K e 1 bar durante 0.641 ms [1]

A Fig. 9.2 mostra a velocidade de propagação da frente de chama medida, S_n , em função da taxa alongamento da chama, α (nota: o crescimento da chama é apresentado da direita para a esquerda). Após o efeito provocado pela ignição “mecânica” diminuir, é possível definir uma regressão linear entre a velocidade de propagação da frente de chama laminar alongada e a taxa de alongamento de chama, sendo que esta tinha sido sugerida em análises teóricas [85], em computações numérica [129] e verificada experimentalmente [89,119]. A velocidade de chama laminar não alongada, S_s , pode ser obtida pela interceção do valor da velocidade de propagação da frente de chama laminar alongada medida, S_n , para a taxa de alongamento nula e a dependência da velocidade de chama pelo alongamento pode se expressa pelo comprimento de Markstein, L_b (equação (9.4)) [1].

$$S_s - S_n = L_b \alpha \quad (9.4)$$

Bradley *et al.* demonstraram a existência de uma relação linear entre a velocidades de propagação da frente de chama laminar baseada na velocidade de propagação da frente de chama laminar baseada na velocidade de arrastamento da mistura não queimada presente na chama, S_n (equação (3.6)), e a velocidade de propagação da frente de chama laminar baseada na taxa de produção de gases queimados, S_{nr} (equação (3.7)) com a taxa de alongamento devido à curvatura de chama, α_c , e com a taxa de alongamento devido à deformação aerodinâmica, α_s (equações (9.5) e (9.6)) em que das equações (9.5) e (9.6), resultam quatro comprimentos de Markstein L_c, L_s, L_{cr} e L_{sr} [1].

$$L_c - S_n = L_c \alpha_c + L_s \alpha_s \quad (9.5)$$

$$L_{cr} - S_{nr} = L_{cr} \alpha_c + L_{sr} \alpha_s \quad (9.6)$$

Contrariamente à equação (9.4), que expressa a reação linear entre S_n e α , não existe nenhum comprimento de Markstein que relacione a alteração da velocidade de propagação da frente de chama com o alongamento de chama. Dividindo os comprimentos de Markstein pela velocidade espessura da frente de chama laminar, δ_L , obteve-se quatro números de Markstein Ma_c, Ma_s, Ma_{cr} e Ma_{sr} .

9.2. Resultados

9.2.1. Influência do alongamento

A Fig. 9.4 mostra a variação da velocidade de propagação da frente de chama, S_n , para seis misturas de ar/hidrogénio em função do raio da chama, r , para temperatura e pressão normais [1].

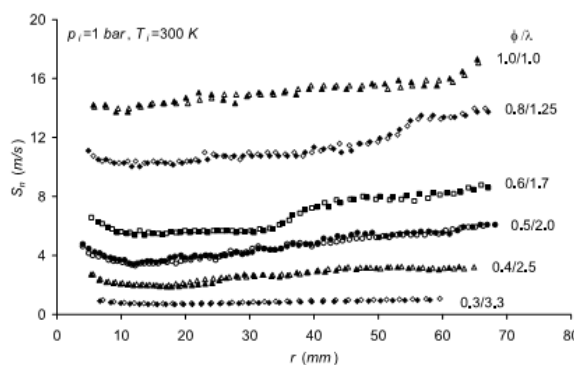


Fig. 9.4 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama para temperatura e pressão normais [1]

Verificou-se que existe uma grande diferença (quase de uma ordem de grandeza) da velocidade de chama da mistura estequiométrica para misturas bastante pobres. Para raios menores que 8 mm, a velocidade de chama diminui devido ao efeito da ignição “mecânica”, sendo que este efeito ainda é notório para misturas com $\lambda \geq 1.25$ ($\phi \leq 0.8$) [1].

A Fig. 9.5 mostra a velocidade de chama medida, S_n , para seis misturas de ar/hidrogénio em função da taxa de alongamento, α , para temperatura e pressão normais, em que é possível ver que as chamas das misturas mais pobres (Fig. 9.5 – b) e Fig. 9.5 – a) $\lambda = 1.7$ ($\phi = 0.6$)) desaceleram com a diminuição da taxa de alongamento, evidenciando um número de Markstein dos gases queimados, L_b , negativo; que as chamas da misturas $\lambda = 1.25$ ($\phi = 0.8$) (Fig. 9.5 – a)) apresentam um comportamento neutro; e que as chamas da mistura estequiométrica (Fig. 9.5 – a)) aceleram com a diminuição da taxa de alongamento, evidenciando um número de Markstein dos gases queimados, L_b , positivo [1].

O efeito de subida de velocidade súbita para todas as misturas deve-se ao início do efeito de celularidade que aumenta a área da frente de chama logo aumenta a aceleração da chama. Na Fig. 9.4 verificou-se que o início deste efeito ocorre mais cedo durante o crescimento da chama à medida que a mistura vai empobrecendo logo mais instável (o melhor exemplo verificou-se na comparação das chamas das misturas $\lambda = 1.7$ ($\phi = 0.6$) e $\lambda = 1.25$ ($\phi = 0.8$)) [1].

A Fig. 9.6 mostra a velocidade de chama medida, S_n , para seis misturas de ar/hidrogénio em função do raio da chama, r , para 1 bar e 365 K. Mais uma vez o efeito provocado pela ignição “mecânica” encontra-se presente em algumas das chamas para raios pequenos [1].

A Fig. 9.7 mostra a velocidade de chama medida, S_n , para seis misturas de ar/hidrogénio em função da taxa de alongamento, α , para 1 bar e 365 K. Neste caso a condição neutra aparenta ter-se deslocado na direção das chamas mais pobres [1].

A Fig. 9.8 mostra a velocidade de chama medida, S_n , em função do raio da chama, r (gráficos à esquerda), e mostra a velocidade de chama medida, S_n , em função da taxa de alongamento, α (gráficos à direita) para três misturas de ar/hidrogénio para 1 bar e 430 K. Verificou-se que a diluição da mistura com gases residuais tem o mesmo efeito que a diluição da mistura com ar (empobrecimento da mistura): redução da velocidade de chama e aumento de instabilidade. Devido à dificuldade de reprodução da temperatura (variação de temperatura entre 418 K e 433 K) existe

uma variação considerável nos valores obtidos para a mesma experiência [1].

As Fig. 9.9 e Fig. 9.10 Fig. 9.6 mostram a velocidade de chama medida, S_n , em função do raio da chama, r , para várias misturas de ar/hidrogénio para 5 bar a 300 K e 5 e 10 bar a 365 K, respetivamente. As Fig. 9.11 e Fig. 9.12 mostram a velocidade de chama medida, S_n , em função da taxa de alongamento, α , (gráficos à esquerda), para várias misturas de ar/hidrogénio para 5 bar e 300 K e 5 e 10 bar e 365 K, respetivamente. Verificou-se que com o aumento de pressão de 1 para 5 bar, todas as chamas aceleram com a diminuição da taxa de alongamento, uma vez que as chamas são celulares desde o início da primeira fotografia Schlieren logo, é impossível derivar as velocidades de combustão para estas chamas ou o comprimento de Markstein. Um exemplo evidente do aumento da velocidade devido ao efeito de celularidade está presente nas chamas a 10 bar onde a velocidade máxima próxima da parede da bomba de combustão é quase o dobro da velocidade inicial [1].

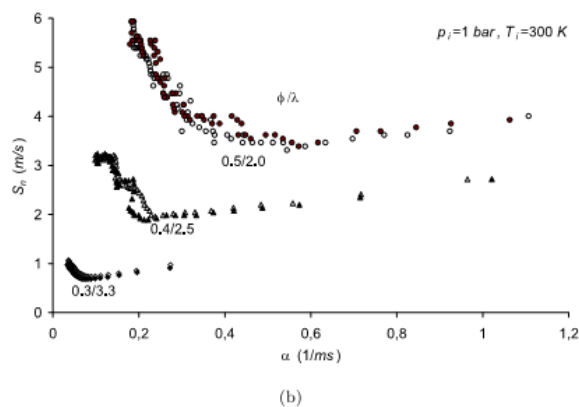
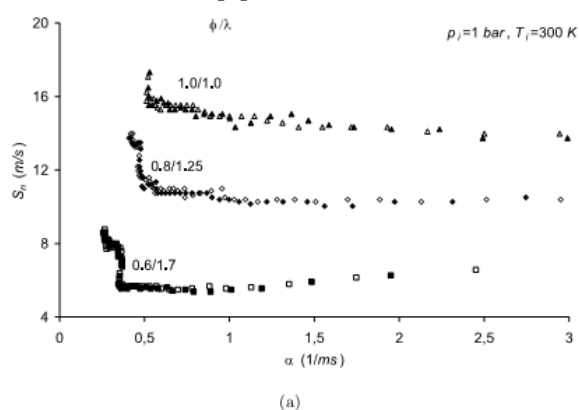


Fig. 9.5 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para temperatura e pressão normais [1]

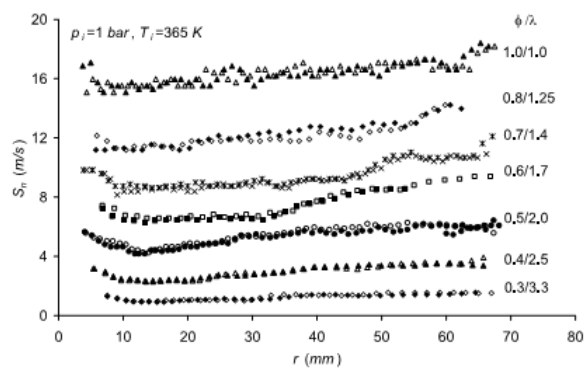


Fig. 9.6 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama para 1 bar e 375 K [1]

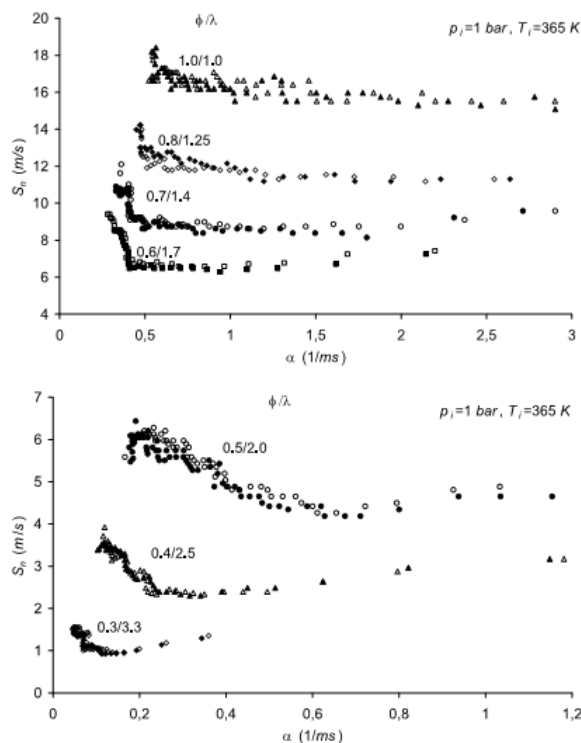


Fig. 9.7 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 1 bar e 375 K [1]

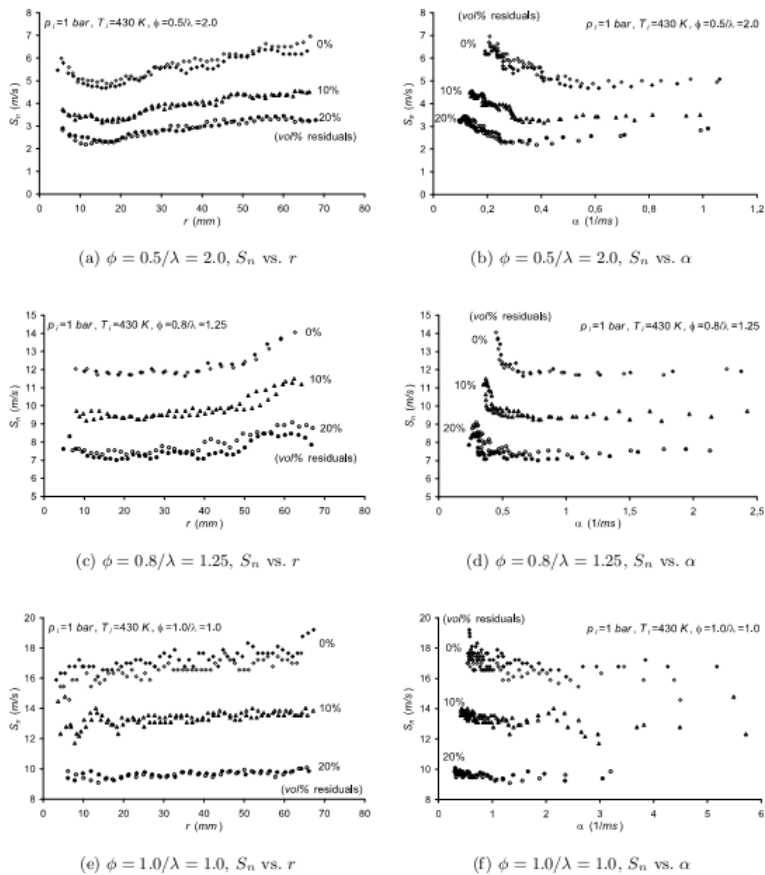


Fig. 9.8 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama e variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 1 bar, 430 K [1]

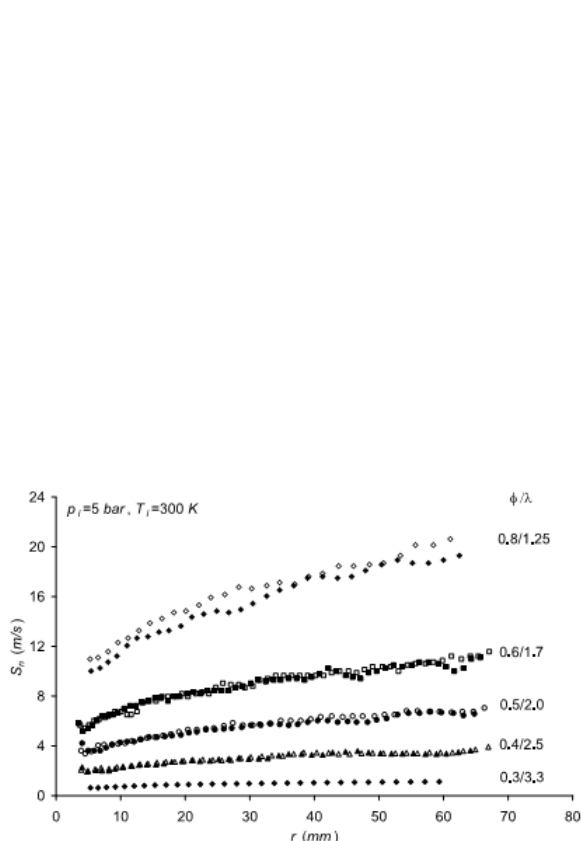
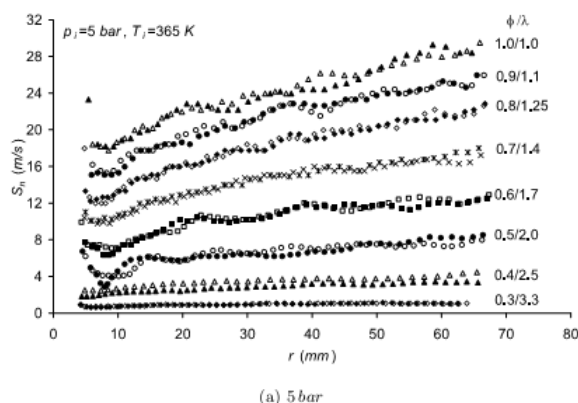
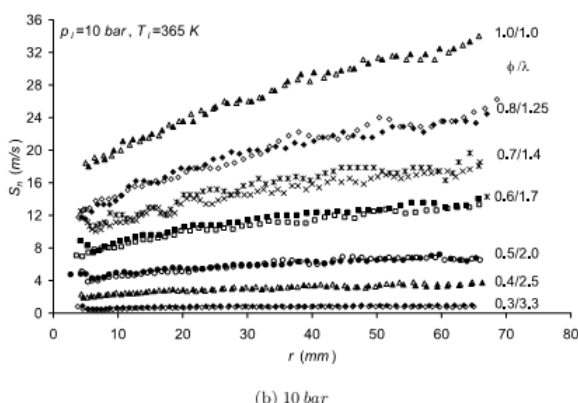


Fig. 9.9 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama para 5 bar e 300 K [1]



(a) 5 bar



(b) 10 bar

Fig. 9.10 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 5 e 10 bar para 365 K [1]

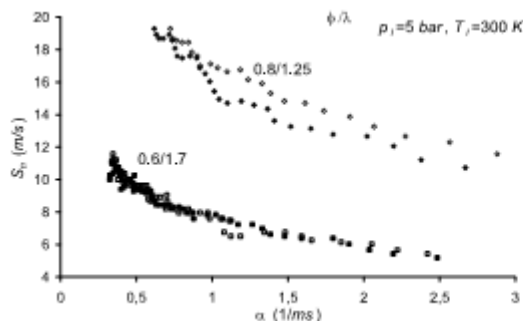
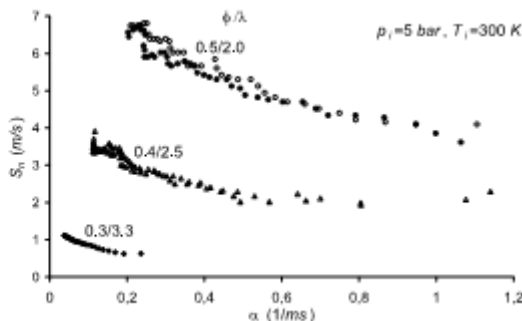


Fig. 9.11 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 5 bar e 300 K [1]



A Fig. 9.13 mostra a velocidade de chama medida, S_n , em função do raio da chama, r (gráficos à esquerda), e mostra a velocidade de chama medida, S_n , em função da taxa de alongamento, α (gráficos à direita) para várias misturas de ar/hidrogénio com diferentes percentagens de gases residuais para 1 bar e 365 K. Verificou-se que a diluição da mistura com gases residuais tem o mesmo efeito que a diluição da mistura com ar (empobrecimento da mistura) em termos de velocidades de combustão e comprimentos de Markstein [1].

A Fig. 9.14 é a situação análoga à da Fig. 9.13 mas para 5 bar. Comparando ambos as figuras, é possível visualizar novamente o forte efeito da celularidade, em que as chamas a 5 bar são celulares desde o início e atingem velocidades de chama muito mais elevadas próximo da parede da bomba de combustão do que as chamas a 1 bar, especialmente as chamas próximo da estequiometria que apenas desenvolvem celularidade para raios elevados [1].

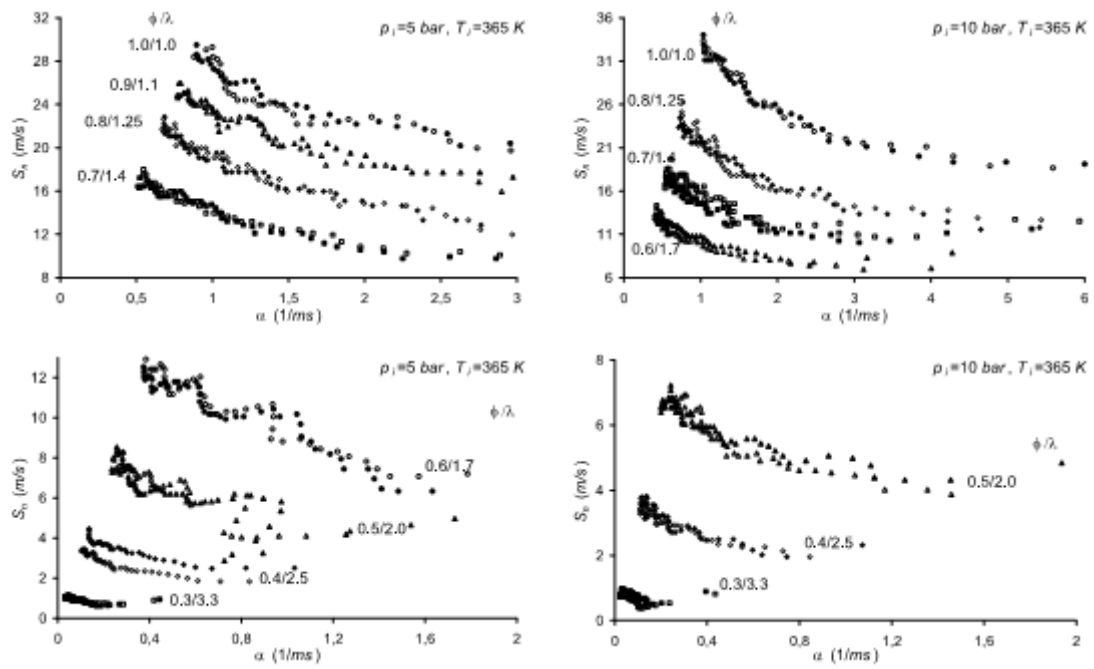
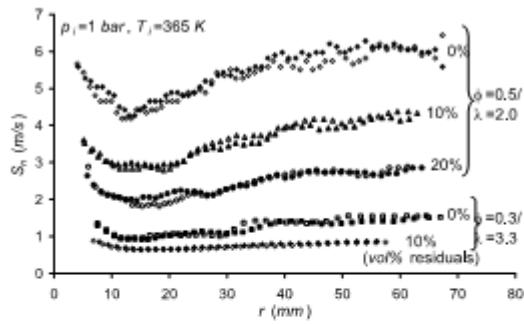
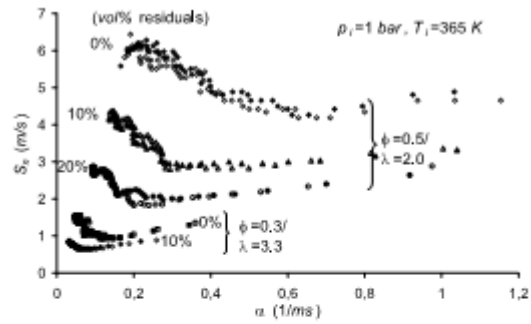


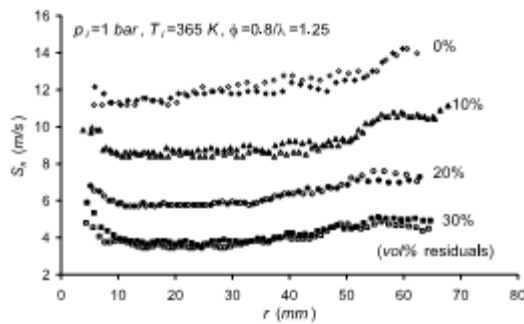
Fig. 9.12 – Variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 5 e 10 bar (esquerda e direita respectivamente) e 365 K [1]



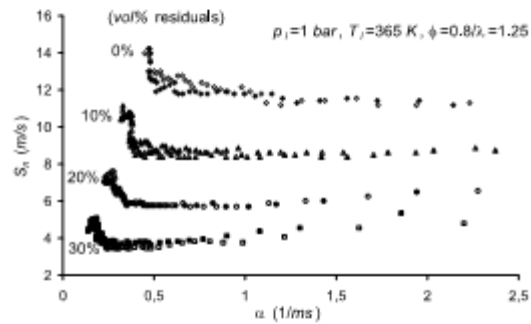
(a) $\phi = 0.5/\lambda = 2.0$ and $\phi = 0.3/\lambda = 3.3$ flames, S_n vs. r



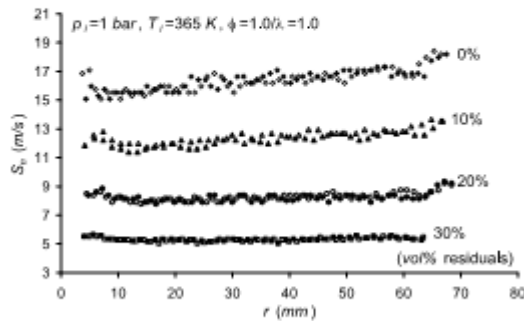
(b) $\phi = 0.5/\lambda = 2.0$ and $\phi = 0.3/\lambda = 3.3$ flames, S_n vs. α



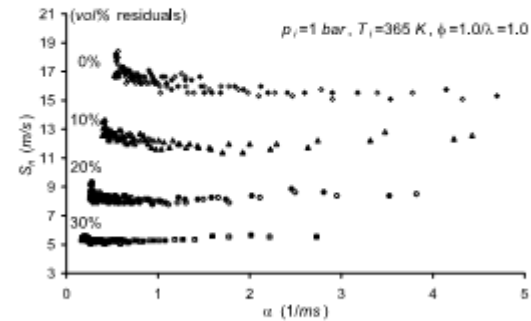
(c) $\phi = 0.8/\lambda = 1.25$ flames, S_n vs. r



(d) $\phi = 0.8/\lambda = 1.25$ flames, S_n vs. α



(e) $\phi = 1.0/\lambda = 1.0$ flames, S_n vs. r



(f) $\phi = 1.0/\lambda = 1.0$ flames, S_n vs. α

Fig. 9.13 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama e variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 1 bar, 365 K e diferentes percentagens de residuais [1]

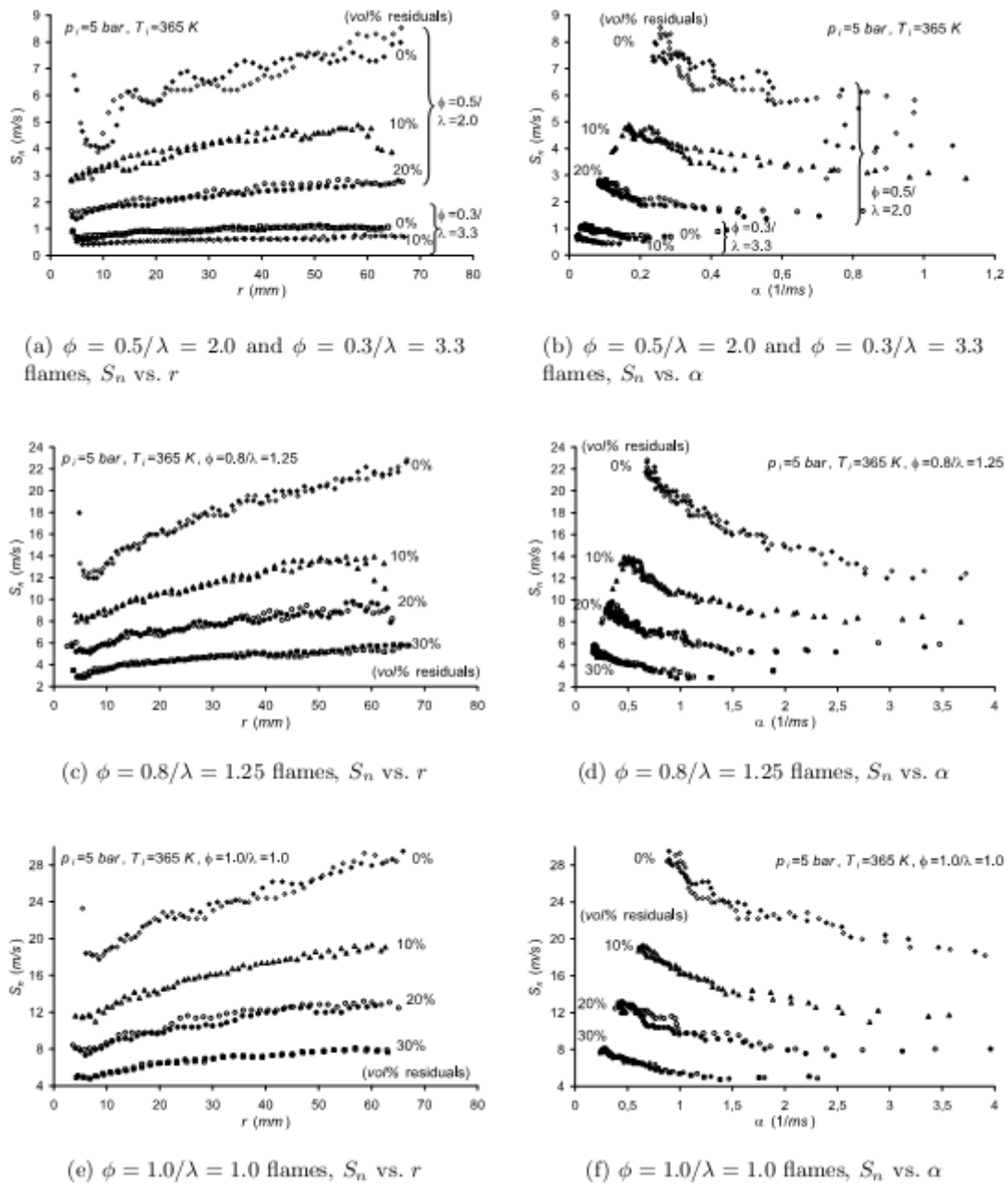


Fig. 9.14 – Variação da velocidade de chama medida em função do raio de chama e variação da velocidade de chama medida em função da taxa de alongamento para 5 bar, 365 K e diferentes percentagens de residuais [1]

9.2.2. Estabilidade

Para 1 bar é possível derivar a velocidade de chama sem alongamento e o correspondente comprimento de Markstein. O comprimento de Markstein dos gases queimados, L_b , pode ser derivado diretamente do declive das curvas dos gráficos da velocidade de chama em função da taxa de alongamento (equação (9.4)). A Fig. 9.15 mostra o comprimento de Markstein dos gases queimados em função da razão de equivalência, ϕ [1].

As misturas que têm um aumento da velocidade de chama com a diminuição da taxa de alongamento são estáveis sendo caracterizadas por um comprimento de Markstein dos gases queimados, L_b , positivo, enquanto que as misturas instáveis são caracterizadas por um valor negativo do comprimento de Markstein dos gases queimados (explicado na sub-seccção 3.3.1) [1].

Analisando a Fig. 9.15, verificou-se que existe um aumento do comprimento de Markstein dos gases queimados, L_b , à medida que a mistura se aproxima da estequiometria, tal como mencionado anteriormente. O efeito do aumento da temperatura no comprimento de Markstein dos gases queimados é incerto mas aparenta ser pequeno. Comparando várias chamas para 1 bar, mesmo valor de riqueza e diferentes temperaturas em função do raio de chama, verificou-se que com o aumento da temperatura existe um aumento da velocidade da chama mas não existe grande alteração do seu desenvolvimento [1].

Os números de Markstein Ma_c , Ma_s , Ma_{cr} e Ma_{sr} podem ser calculados conforme descrita na sub-seção 3.3.1. São apenas apresentados os valores de Ma_{sr} na Fig. 9.16 uma vez que este número de Marstein é o número mais importante no relacionamento com instabilidades e o efeito da taxa de deformação domina normalmente a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta baseada na massa da combustão presente nos motores [89]. A Fig. 9.16 mostra a variação do Ma_{sr} em função da razão de equivalência, ϕ , se verifica a mesma tendência com a razão de equivalência do comprimento de Markstein dos gases queimados, L_b , embora não seja consistente. Mais uma vez não se verificou uma tendência clara com a temperatura [1].

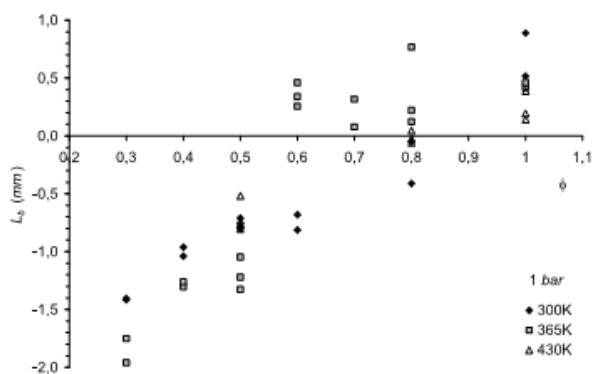


Fig. 9.15 – Comprimento de Markstein dos gases queimados em função da razão de equivalência [1]

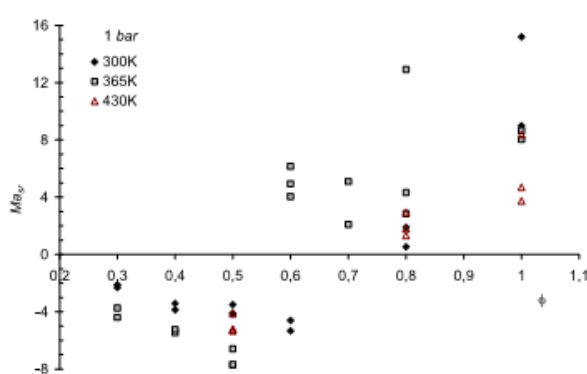


Fig. 9.16 – Ma_{sr} em função da razão de equivalência [1]

As Fig. 9.17 e Fig. 9.18 apresentam a influência da percentagem de gases residuais, f , no comprimento de Markstein dos gases queimados, L_b , para 365 K e 430 K, respetivamente. Verificou-se que existe uma tendência da diminuição do comprimento de Markstein dos gases queimados com o aumento da presença de gases residuais, adicionar gases residuais tem por isso o mesmo efeito na estabilidade que empobrecer a mistura, no entanto este efeito é menos pronunciado para temperaturas mais elevadas [1].

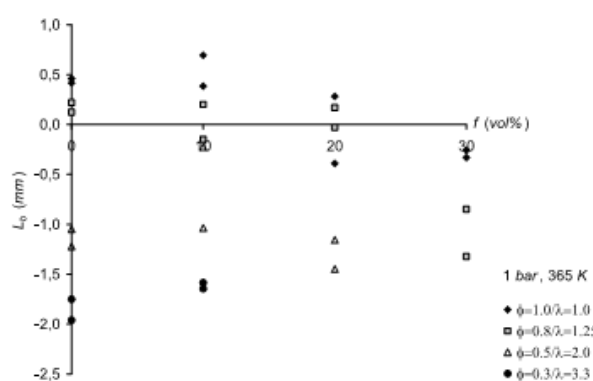


Fig. 9.17 – Comprimento de Markstein dos gases queimados em função da percentagem de gases

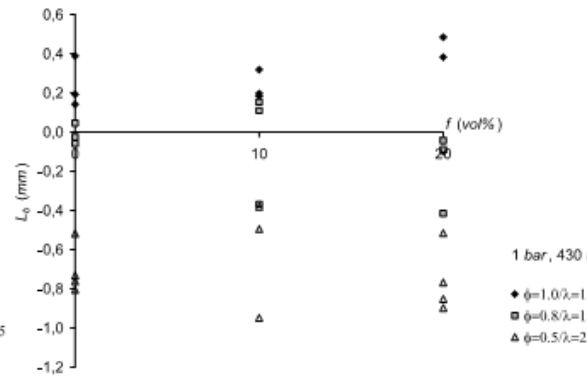


Fig. 9.18 – Comprimento de Markstein dos gases queimados em função da percentagem de gases

residuais a 365 K [1]

residuais a 430 K [1]

9.2.3. Início de celularidade

Tal como foi abordado na sub-secção 3.3.1, todas as chamas de expansão esférica são naturalmente instáveis a partir de um determinado raio (raio crítico). Nas secções anteriores foi abordado e apresentado, em gráficos velocidades de chama em função do raio de chama, o início da celularidade como resultado de instabilidades. Tal como abordado na sub-secção 3.3.1, é usual utilizar o número de Peclet adimensional, Pe , para analisar as instabilidades (nomeadamente o número de Peclet crítico, Pe_{cl}) [1].

Chamas com número de Markstein positivo são estáveis inicialmente e apenas desenvolvem celularidade para raios elevados quando o efeito estabilizar do alongamento tiver diminuído, sendo que quanto mais estável for a chama mais tarde esta desenvolve celularidade, pelo que é de esperar que o número de Peclet crítico aumente com Ma_{sr} . A Fig. 9.19 mostra a variação do número de Peclet crítico, Pe_{cl} , em função do Ma_{sr} [1].

Foi adicionada uma regressão linear na Fig. 9.19 a correlacionar o número de Peclet crítico com o Ma_{sr} é dada pela equação (9.7) [1].

$$Pe_{cl} = 287.5Ma_{sr} + 1942 \quad (9.7)$$

A Fig. 9.20, mostra a variação do número de Peclet crítico, Pe_{cl} , do hidrogénio (dados de [1]), metano (dados de [91]) e iso-octano (dados de [89]) em função do Ma_{sr} . A regressão linear da figura a correlacionar o número de Peclet crítico com o Ma_{sr} é dada pela equação (9.8) [1].

$$Pe_{cl} = 263.7Ma_{sr} + 2013.6 \quad (9.8)$$

Verificou-se que as equações (9.7) e (9.8) são muito próximas no entanto, os dados de hidrogénio aumentam a gama de Ma_{sr} de forma substancial [1].

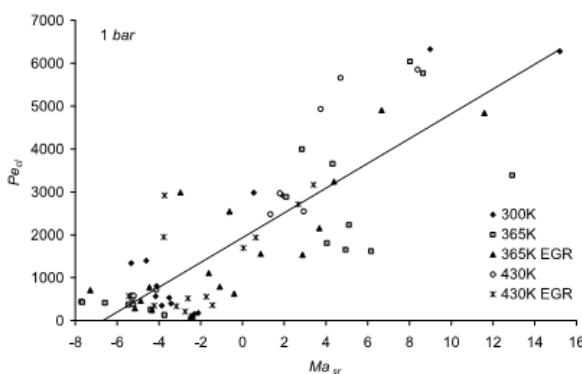


Fig. 9.19 – Número de Peclet crítico em função de Ma_{sr} para 1 bar [1]

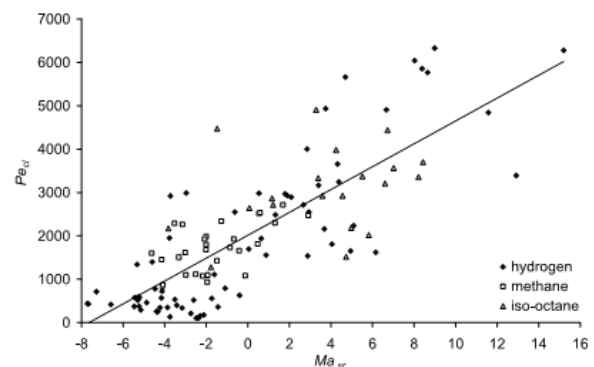


Fig. 9.20 – Número de Peclet crítico em função de Ma_{sr} para 1 bar – hidrogénio, metano e iso-octano [1]

A Fig. 9.21 mostra a variação do número de Peclet crítico, Pe_{cl} , em função da razão de equivalência, ϕ para 300 K, 365 K e 430 K. Verificou-se que o número de Peclet crítico não varia de forma significativa com a temperatura, tal como o raio de início de celularidade (a espessura da frente de chama não varia muito com a temperatura e $r_{cl} = Pe_{cl}\delta_l$) [1].

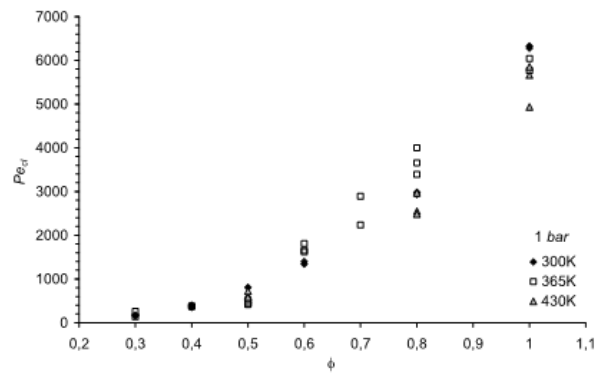


Fig. 9.21 – Número de Peclet crítico em função da razão de equivalência para 1 bar

10. Apêndice 4

10.1. Medições na bomba de combustão

Devido ao rápido desenvolvimento da chama de misturas de ar/hidrogénio, provou ser impossível recorrer ao método de fotografia Schlieren para determinar as velocidades de combustão turbulenta, u_t . No caso de chamas laminares foi possível diminuir a janela de observação da chama para aumentar a taxa de recolha de dados mas neste caso não é possível pois, ao contrário das chamas laminares, o enrugamento e distorção da área de superfície de chama não é igual forma para todas as direções. A Fig. 10.1 é um exemplo de uma chama turbulenta de ar/hidrogénio com $\lambda = 2.5(\phi = 0.4)$, $u' = 6$ m/s, 370 K e 5 bar [1].

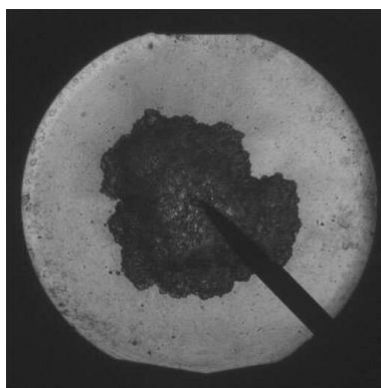


Fig. 10.1 – Fotografia Schlieren de uma chama turbulenta ar/hidrogénio [1]

Deste modo a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, u_t , foi derivada a partir do desenvolvimento da pressão medida na câmara de combustão conforme a metodologia apresentada no Apêndice 3. A velocidade de propagação da frente de chama turbulenta derivada corresponde então à velocidade de produção de combustão, u_{tr} , dada pela equação (3.28). O objetivo dos dados de velocidade de propagação da frente de chama apresentados é para apenas demonstrar tendências que poderão ser ponderadas no desenvolvimento de modelos de combustão [1].

10.1.1. Velocidades de combustão turbulenta em função do tempo

As Fig. 10.2, Fig. 10.3, Fig. 10.4 e Fig. 10.5 mostram a variação da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, u_{tr} , em função do raio equivalente, r_b , para $u' = 1$ (Fig. 10.2), 2, 4 e 6 m/s (Fig. 10.3, Fig. 10.4 e Fig. 10.5) respetivamente para 1 bar (gráficos à esquerda) e 5 bar (gráficos à direita). A velocidade de propagação da frente de chama aumenta com a raiz quadrada da velocidade, u' , e aparenta ser ligeiramente superior para pressões mais elevadas num mesmo raio [1].

A Fig. 10.6 mostra a variação velocidades de combustão turbulenta, u_{tr} , para um determinado

raio, de várias misturas ar/hidrogénio para diferentes valores da raiz quadrada da velocidade, u' , e para 1 bar (gráficos à esquerda) e 5 bar (gráficos à direita). Verificou-se um aumento forte da velocidade de propagação da frente de chama, u_{tr} , com a raiz quadrada da velocidade, u' , para misturas mais pobres [1].

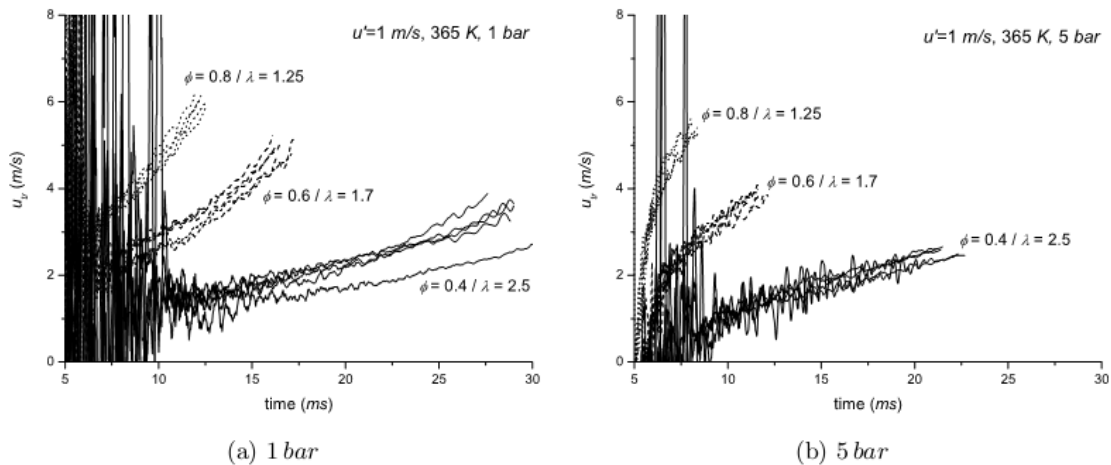


Fig. 10.2 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo para $u' = 1$ m/s e 1 bar e 5 bar [1]

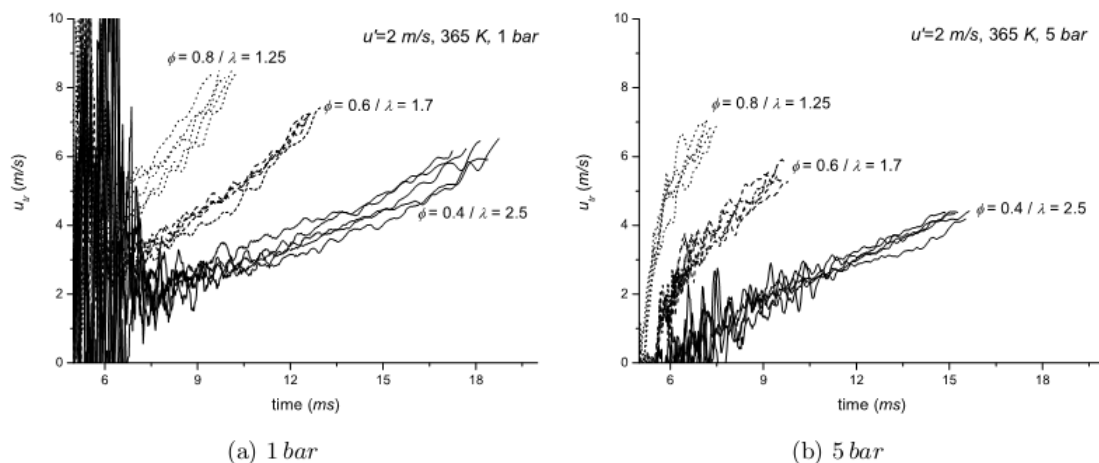


Fig. 10.3 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo para $u' = 2$ m/s e 1 bar e 5 bar [1]

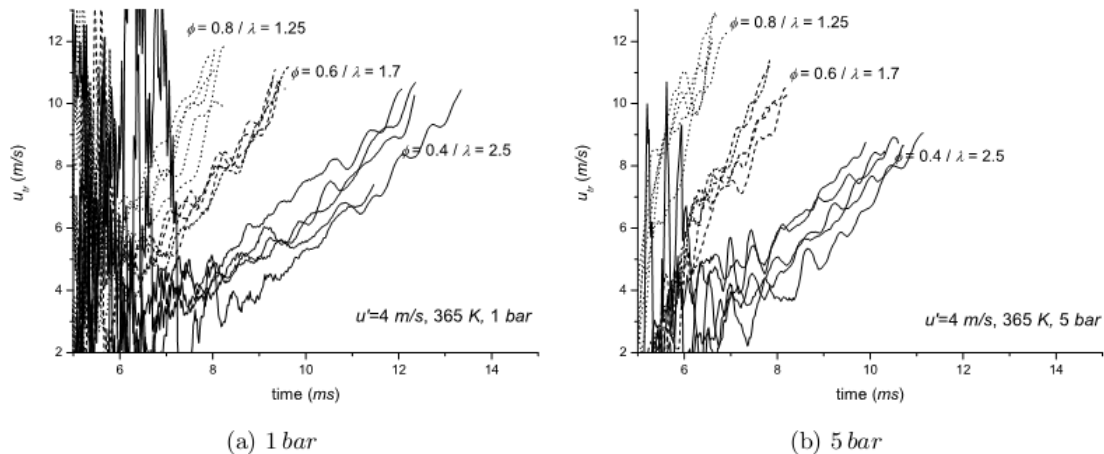


Fig. 10.4 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo para $u' = 4$ m/s e 1 bar e 5 bar [1]

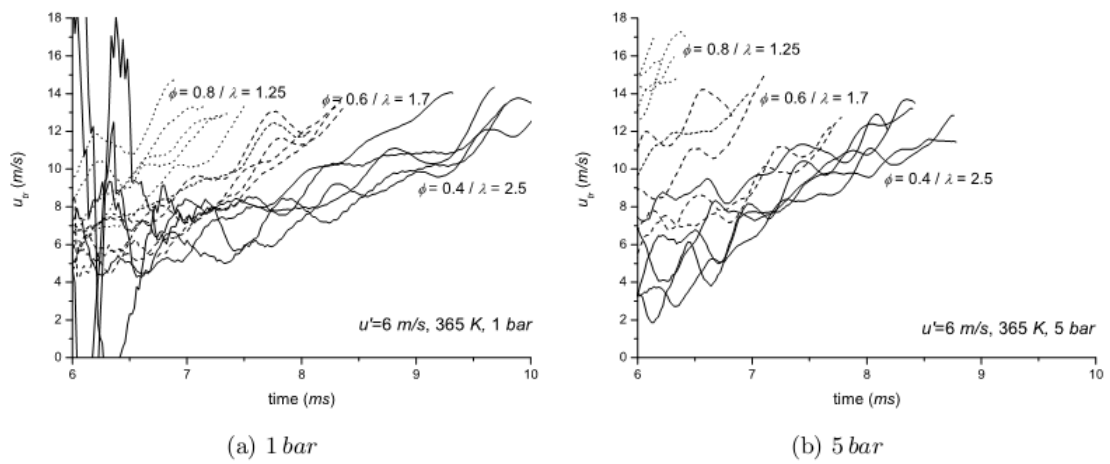


Fig. 10.5 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo para $u' = 6$ m/s e 1 bar e 5 bar [1]

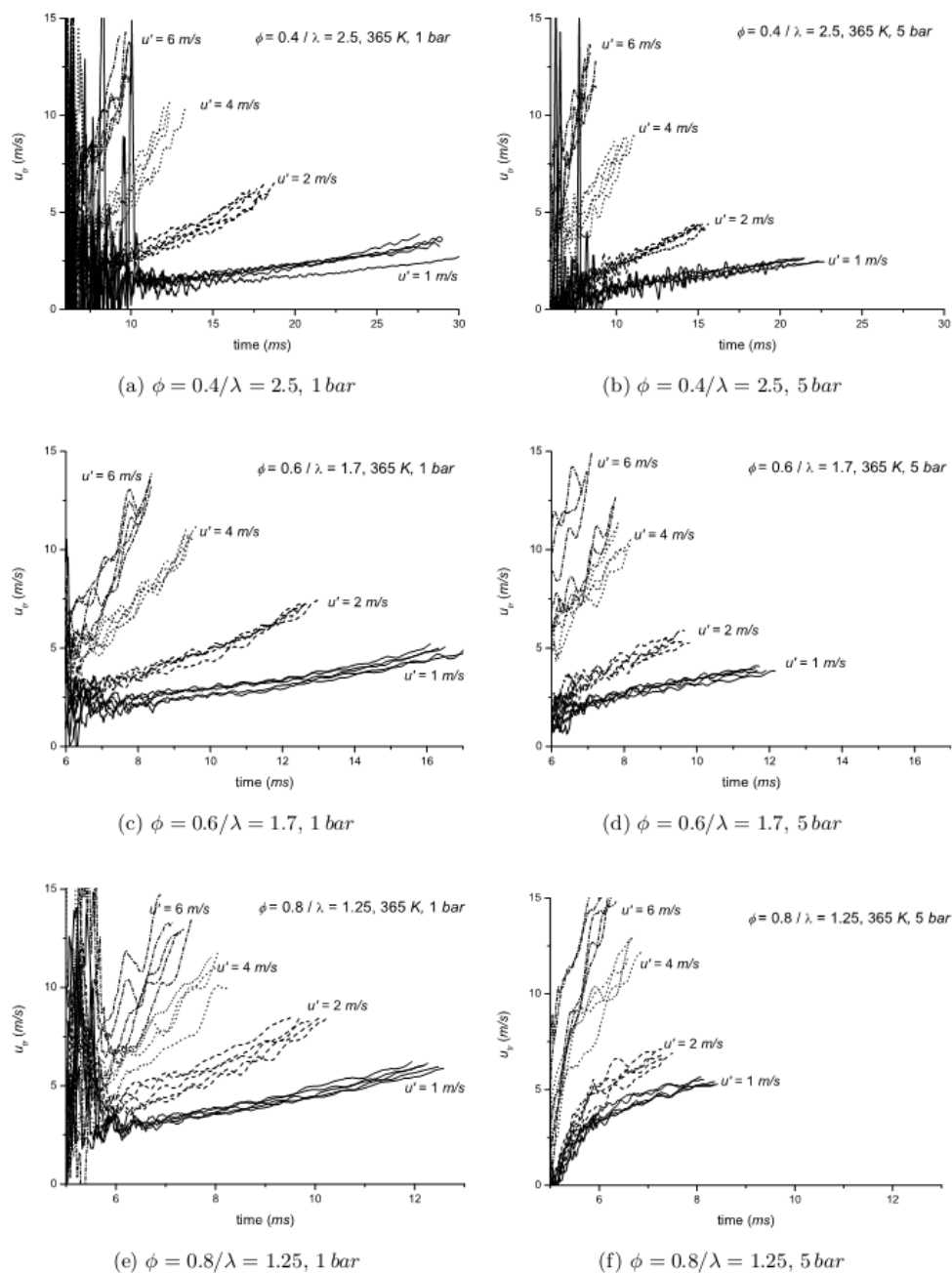


Fig. 10.6 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do tempo [1]

10.1.2. Velocidades de combustão turbulenta em função do raio

As Fig. 10.7, Fig. 10.8, Fig. 10.4, Fig. 10.9 e Fig. 10.10 mostram a variação da velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, u_{tr} , em função do raio equivalente (secção **Erro! A origem da referência não foi encontrada.**) para diferentes misturas de ar/hidrogénio e para $u' = 1$ (Fig. 10.7), 2, 4 e 6 m/s (Fig. 10.8, Fig. 10.9 e Fig. 10.10) respetivamente para 1 bar (gráficos à esquerda) e 5 bar (gráficos à direita). Verificou-se novamente a tendência reportada na secção 10.1.1, mas neste caso é possível ver de forma mais clara a diferença da velocidade de propagação da frente de chama, u_{tr} para as diferentes razões de equivalência, ϕ , diminui com o aumento da raiz quadrada da velocidade, u' [1].

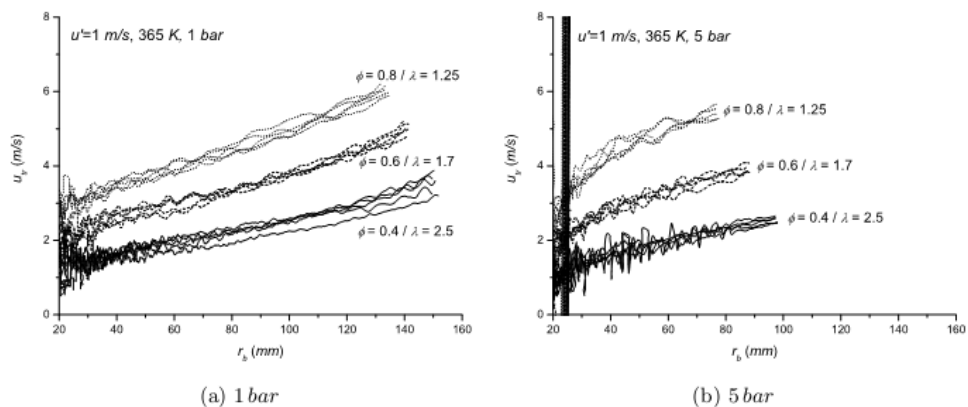


Fig. 10.7 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do raio equivalente $u' = 1$ m/s e 1 bar e 5 bar [1]

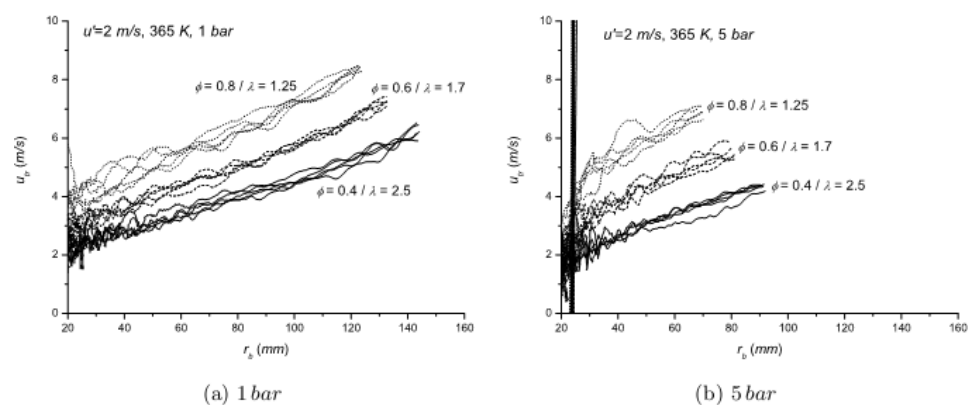


Fig. 10.8 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do raio equivalente $u' = 2$ m/s e 1 bar e 5 bar [1]

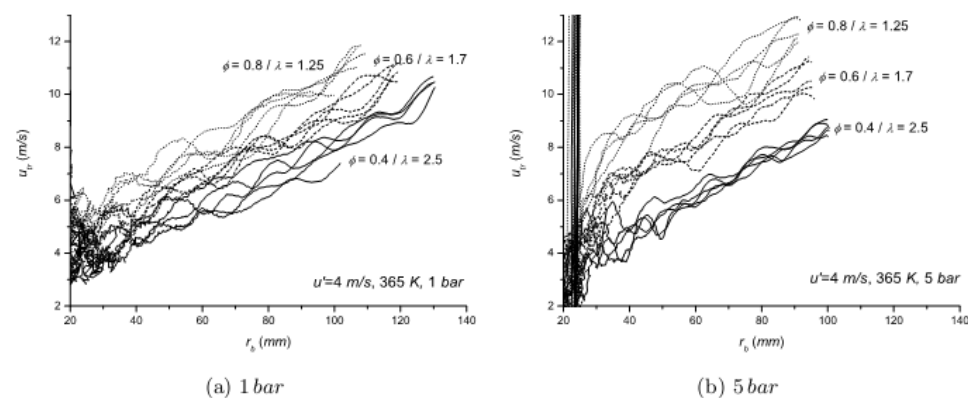


Fig. 10.9 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do raio equivalente $u' = 4$ m/s e 1 bar e 5 bar [1]

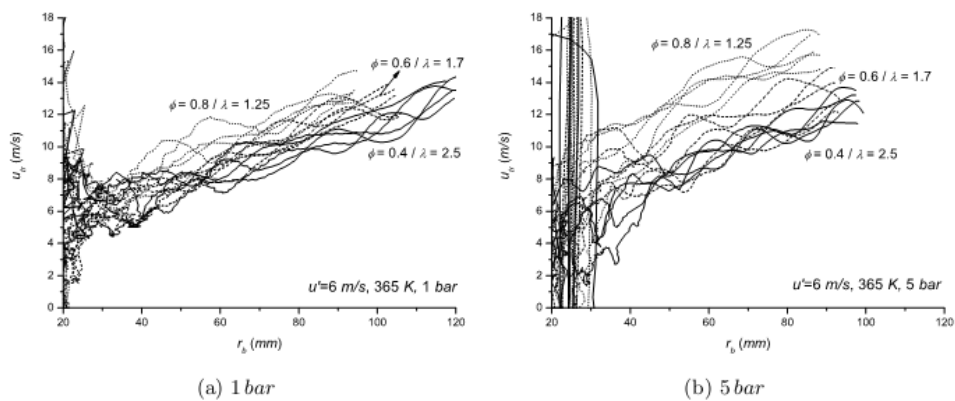


Fig. 10.10 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do raio equivalente $u' = 6$ m/s e 1 bar e 5 bar [1]

A Fig. 10.11 mostram os grupos de velocidade de propagação da frente de chama, u_{tr} , para casos de razões de equivalência, ϕ , particulares em função do raio equivalente para valores diferentes da raiz quadrada da velocidade, u' e para 1 bar (gráficos à esquerda) e para 5 bar (gráficos à direita) [1].

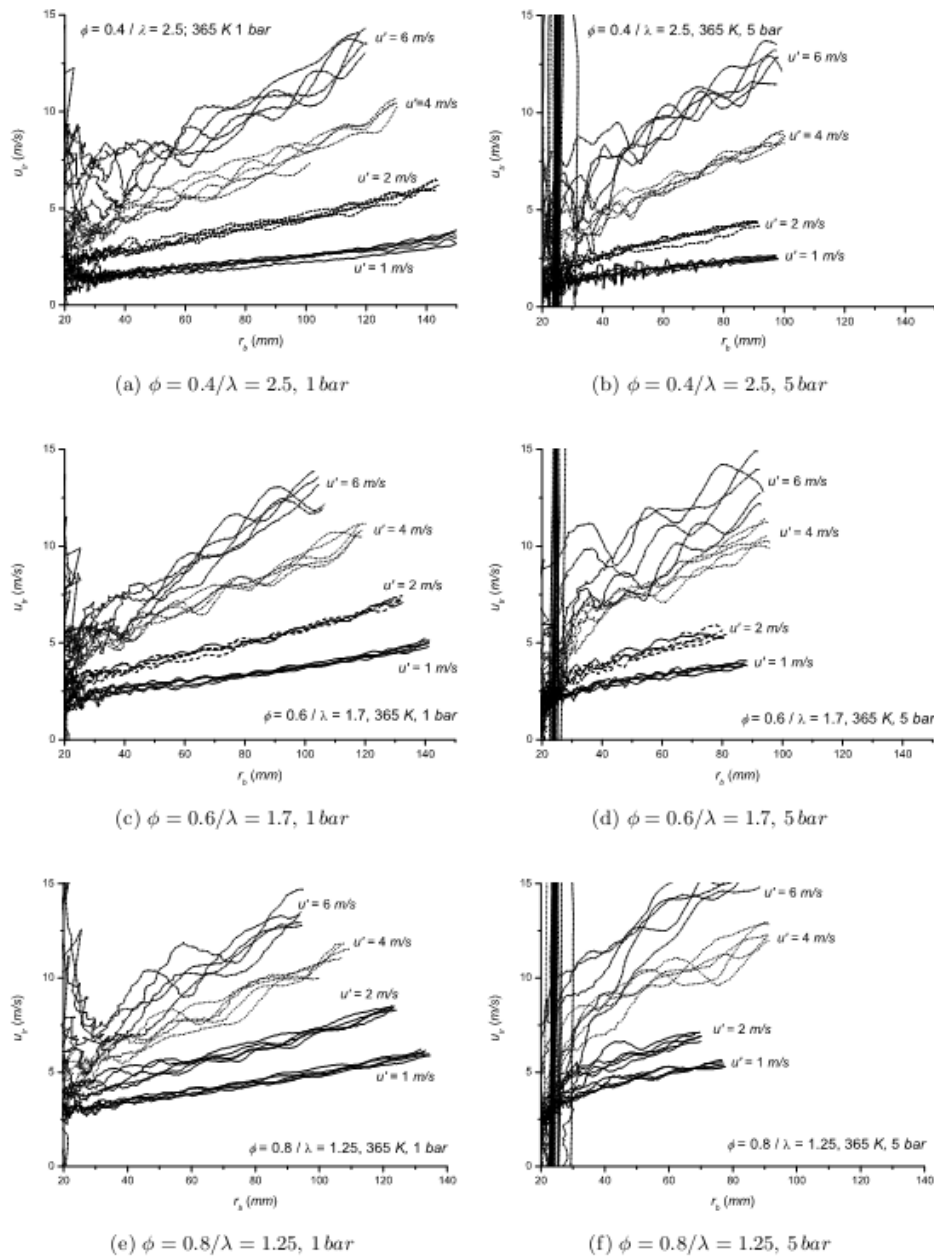


Fig. 10.11 – Velocidade de propagação da frente de chama em função do raio equivalente [1]

10.1.3. Tendências qualitativas

Foi registrada a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta para um raio equivalente de 30 mm, $u_{tr,30mm}$, (quando o diâmetro da chama toma o valor de 3 escalas de comprimento integral). A Fig. 10.12 representa esta velocidade de propagação da frente de chama, $u_{tr,30mm}$, em função da raiz quadrada da velocidade, u' , para três razões de equivalência e para 1 bar (Fig. 10.12 – a)) e para 5 bar (Fig. 10.12 – b)). Verificou-se que a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta, $u_{tr,30mm}$, pode ser descrita por uma relação quase linear com a raiz quadrada da velocidade, u' , no entanto verificou que existe uma ligeira curvatura das linhas para as medições de 1 bar [1].

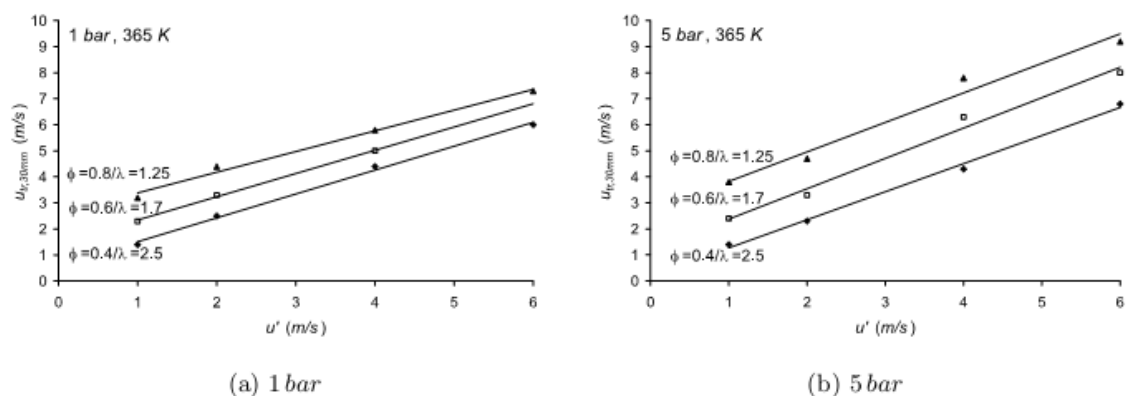


Fig. 10.12 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função da raiz quadrada da velocidade turbulenta [1]

A Fig. 10.13 mostram a velocidade de propagação da frente de chama turbulenta para um raio equivalente de 30 mm, $u_{tr,30mm}$, normalizada pela velocidade de propagação da frente de chama laminar (1 bar, Fig. 10.13 – a)), u_l , ou pela velocidade de propagação da frente de chama laminar para um raio de 10 mm (1 bar, Fig. 10.13 – b)), $u_{l,10mm}$, em função da razão da raiz quadrada da velocidade, u' , pela velocidade de propagação da frente de chama turbulenta para um raio equivalente de 30 mm e para velocidade de propagação da frente de chama laminar para um raio de 10 mm, Fig. 10.13 a) e b) respectivamente. São também apresentadas as regressões lineares de cada situação e verificou que estas descrevem bastante bem o respetivo comportamento, sendo muito próximo de $u_t = u' + u_l$ o que é de estranhar tendo em conta os dados reportados na secção 3.4.1. No entanto as razões de equivalência onde a literatura reporta desvios substanciais da correlação linear são para misturas mais pobres do que as estudadas [1].

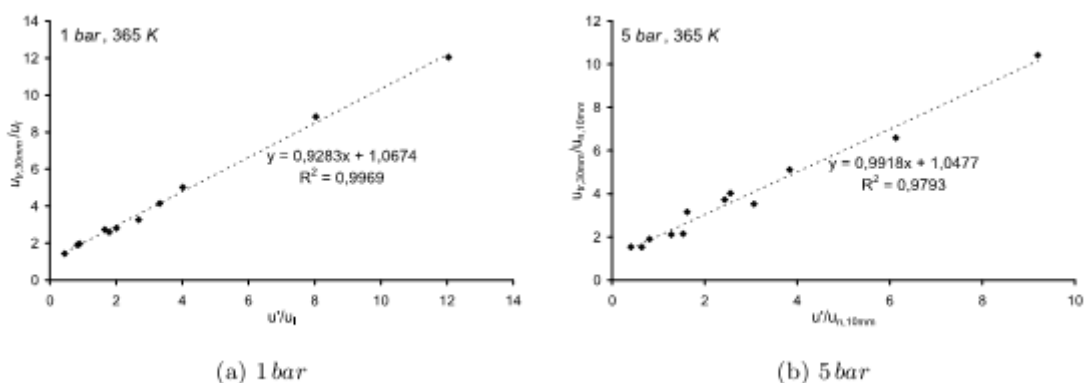


Fig. 10.13 – Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta normalizada [1]

11. Apêndice 5

Caracterização do MCI GX-31

A presente secção é dedicada à caracterização do MCI GX-31, nomeadamente parâmetros geométricos, parâmetros necessários para implementar o modelo de transferência de calor e das condições atmosféricas [37].

Parâmetros geométricos gerais	
Diâmetro do cilindro, B , [m]	0.039
Curso do êmbolo, L , [m]	0.026
Relação de compressão, r_c []	8.0
Comprimento da biela, l [m]	0.047
Número de cilindros, n_{cil} []	1
Velocidade de rotação do motor, n [rpm]	4000 a 8000
Parâmetros de válvulas	
Ângulo de abertura da válvula de admissão BTDC, IVO [°ca]	40
Ângulo de fecho da válvula de admissão, ABDC, IVC [°ca]	70
Diâmetro da válvula de admissão, DVI [m]	0.0135
Largura da sede da válvula de admissão, WI [m]	8.31E-4
Ângulo da sede da válvula de admissão, βI [°ca]	45
Levantamento da válvula de admissão, LVI [m]	0.0025
Diâmetro da haste da válvula de admissão, DSI [m]	0.003985
Diâmetro interno da guia da válvula de admissão, $DIGVI$ [m]	0.004
Número de válvulas de admissão, nVI []	1
Ângulo de abertura da válvula de escape BBDC, EVO [°ca]	80
Ângulo de fecho da válvula de escape ATDC, EVC [°ca]	40
Diâmetro da válvula de escape, DVE [m]	0.012
Largura da sede da válvula de escape, WE [m]	6.48E-4
Ângulo da sede da válvula de escape, βE [grau]	45
Levantamento da válvula de escape, LVE [m]	0.0025
Diâmetro da haste da válvula de escape, DSE [m]	0.00395
Diâmetro interno da guia da válvula de escape, $DIGVE$ [m]	0.004
Número de válvulas de escape, nVE []	1
Parâmetros condutas	
Coeficiente de perda carga da entrada do tubo, $C_{i_{entrada}}$ []	0.05

Comprimento da conduta de admissão, $L_{i_{conduta}}$ [m]	0.2
Diâmetro da conduta de admissão, $D_{i_{conduta}}$ [m]	0.015
Rugosidade conduta de admissão, $\varepsilon_{i_{conduta}}$ [m]	1.5E-06
Coefficiente de perda de carga do curvo do tubo de escape, $C_{e_{curvatura}}$ []	0.25
Comprimento da conduta de escape, [m]	0.268
Diâmetro da conduta de escape, $D_{e_{conduta}}$ [m]	0.015
Rugosidade conduta de escape, $\varepsilon_{e_{conduta}}$ [m]	1.5E-06
Parâmetros de transferência de calor	
Temperatura da válvula de admissão, T_{VI} [°C]	120
Temperatura da válvula de escape, T_{VE} [°C]	170
Temperatura da câmara de combustão, T_{ch} , [°C]	200
Temperatura do pistão, T_p [°C]	130
Temperatura do cilindro, T_{cil} [°C]	130
Coefficiente da lei de Annand, a (0.35 a 0.80) []	0.64
Coefficiente da lei de Annand, b []	0.7
Ângulo de ignição de ignição BTDC, TI [°ca]	14
Coefficiente utilizado para cálculo da velocidade da frente de chama laminar, Φm []	1.13
Coefficiente utilizado para cálculo da velocidade da frente de chama laminar, Bm [m/s]	0.35611
Coefficiente utilizado para cálculo da velocidade da frente de chama laminar, Bf [m/s]	-1.451
Índice de octano, IO/RON []	95
Relação entre a área da câmara de combustão e área transversal do cilindro, K_{ch} []	1.381
Relação entre a área da coroa do cilindro e área de seção transversal admitindo que a coroa do êmbolo é plana, Kp []	1
Condições atmosféricas	
Pressão atmosférica, P_{atm} [Pa]	101325
Temperatura do ar, T_{ar} [K]	288.15
Parâmetros de atritos e lubrificação	
Altura acima do 1º segmento de compressão, [m]	0.003
Altura do 1º segmento de compressão, [m]	0.0011
Altura entre o 1º e o 2º segmento de compressão, [m]	0.00125
Altura do 2º segmento de compressão, [m]	0.0011
Altura entre o 2º segmento. de compressão e o segmento raspador de óleo, [m]	0.00125
Altura do segmento de raspador de óleo, [m]	0.002
Altura correspondente à área abaixo do segmento raspador de óleo, [m]	0.0183
Espessura de óleo acima do 1º segmento, [m]	1E-05
Espessura de óleo do 1º segmento de compressão, [m]	2E-05
Espessura de óleo entre o 1º e o 2º segmento de compressão, [m]	1E-05
Espessura de óleo do 2º segmento de compressão, [m]	2.5E-05
Espessura de óleo entre o 2º segmento de compressão e o segmento raspador de óleo, [m]	1E-05
Espessura de óleo do segmento raspador de óleo, [m]	3E-05
Espessura de óleo abaixo do segmento raspador de óleo, [m]	1.8E-05

Diâmetro das chumaceiras do pé da biela, [m]	0.012
Largura das chumaceiras do pé da biela, [m]	0.01035
Espessura do filme lubrificante das chumaceiras do pé da biela, [m]	2.5E-6
Número de chumaceiras do pé da biela por cilindro, []	1
Diâmetro das chumaceiras principais da cambota, [m]	0.0132
Largura das chumaceiras principais da cambota, [m]	0.0088
Espessura do filme lubrificante das chumaceiras principais da cambota, [m]	2.6E-5
Diâmetro das chumaceiras da cabeça da biela, [m]	0.0075
Largura das chumaceiras da cabeça da biela, [m]	0.0089
Espessura do filme lubrificante das chumaceiras da cabeça da biela, [m]	2.6E-5
Diâmetro das chumaceiras principais da árvore de cames, [m]	0.005
Largura das chumaceiras principais da árvore de cames, [m]	0.01
Espessura do filme lubrificante das chumaceiras principais da árvore de cames, [m]	5.5E-6
Número de árvores de cames, []	1
Diâmetro médio dos ressaltos da árvore de cames, [m]	0.0231
Largura dos ressaltos da árvore de cames, [m]	0.0084
Espessura do filme lubrificante nos ressaltos da árvore de cames, [m]	1E-6
Largura do filme lubrificante nos ressaltos da árvore de cames, [m]	0.0023
Diâmetro interior do retentor da cambota do lado do volante do motor, [m]	0.012
Diâmetro interior do retentor da cambota do lado da distribuição, [m]	0.015
Número de dentes das rodas dentadas da bomba	27
Módulo das engrenagens da bomba, [mm]	1.5
Largura das engrenagens da bomba, [m]	0.0067
Relação de transmissão da bomba de óleo, i_{op} []	2.4
Pressão do óleo, [Pa]	6.1E5

Esta página foi intencionalmente deixada em branco

12. Apêndice 6

12.1.1. Nomenclatura

Caracteres latinos

<u>Variável</u>	<u>Unidades</u>	<u>Designação</u>
a	[m]	Raio da manivela
a	[-]	Número de átomos de carbono presentes no combustível
$a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, a_5$ e a_6	[-]	Coefficientes para o cálculo de $y_b(\theta)$
a_1, a_2, a_3, a_4, a_5	[-]	Coefficientes dos polinómios de ajuste da curva para o combustível
$a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$	[-]	Coefficientes dos polinómios de ajuste da curva para o oxigénio
$a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$	[-]	Coefficientes dos polinómios de ajuste da curva para o azoto
$a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$	[-]	Coefficientes dos polinómios de ajuste da curva para o dióxido de carbono
$a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$	[-]	Coefficientes dos polinómios de ajuste da curva para a água
$a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$	[-]	Coefficientes dos polinómios de ajuste da curva para o azoto
$a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$	[-]	Coefficientes dos polinómios de ajuste da curva para o oxigénio
a_{I1}	[m/°²]	Módulo da aceleração da válvula de admissão na primeira fase de levantamento
a_{I11}	[m/°²]	Módulo da aceleração da válvula de admissão na segunda fase de levantamento
a_{I1}	[m/°²]	
a_{I11}	[m/°²]	
a_{E1}	[m/°²]	Módulo da aceleração da válvula de escape na primeira fase de levantamento
a_{E11}	[m/°²]	Módulo da aceleração da válvula de escape na segunda fase de levantamento depois do ponto morto superior
a_{E1}	[m/°²]	
a_{E11}	[m/°²]	
a	[-]	Coefficiente da lei de Wiebe
a	[-]	Coefficiente da lei de Annand
$a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, a_5$ e a_6	[-]	Coefficientes para o cálculo de $y_b(\theta)$
$A(\theta)$	[m²]	Área de superfície da câmara de combustão em função do ângulo de cambota
A_{ch}	[m²]	Área da superfície da cabeça do cilindro

A_p	[m ²]	Área da superfície da coroa do êmbolo
$AI(\theta)$	[m ²]	Área máxima de passagem na válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$AI_i(\theta)$	[m ²]	Área de passagem numa fase da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$AI_m(\theta)$	[m ²]	Área de passagem numa fase da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$AI_s(\theta)$	[m ²]	Área de passagem numa fase da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$AE(\theta)$	[m ²]	Área máxima de passagem na válvula de escape em função do ângulo de cambota
$AE_i(\theta)$	[m ²]	Área de passagem numa fase da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$AE_m(\theta)$	[m ²]	Área de passagem numa fase da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$AE_s(\theta)$	[m ²]	Área de passagem numa fase da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$A_{ch_{SV}}$	[m ²]	Área da câmara de combustão sem válvulas
AVI	[m ²]	Área da válvula de admissão
AVE	[m ²]	Área da válvula de escape
a	[-]	Coefficiente da lei de Annand
A/F	[-]	Relação entre a massa de ar e de combustível
A_j	[m ²]	Área de contacto do segmento j com a parede do cilindro
A_{chp}	[m ²]	Área de contacto de uma chumaceira principal da cambota
A_{ccb}	[m ²]	Área de contacto de uma chumaceira da cabeça da biela
A_{cpb}	[m ²]	Área de contacto de uma chumaceira do pé da biela
A_{cpac}	[m ²]	Área de contacto de uma chumaceira principal da árvore de cames
A_{rac}	[m ²]	Área de contacto média de um ressalto da árvore de cames
$A_{d_{bo}}$	[m ²]	Área da secção transversal da cavidade de um dente da bomba de óleo
B	[m]	Diâmetro do cilindro
b	[-]	Coefficiente da lei de Annand
b	[-]	Número de átomos de hidrogénio presentes no combustível
B_m	[m/s]	Coefficiente para o cálculo da velocidade da frente de chama laminar em função do ângulo de cambota
B_ϕ	[m/s]	Coefficiente para o cálculo da velocidade da frente de chama laminar em função do ângulo de cambota
b_1	[m]	Largura interior da bomba de água
b_2	[m]	Largura exterior do rotor da bomba de água
$bmep$	[kPa]	Pressão média efetiva efetiva
$\bar{C}_{p_R}(\theta)$	[J/mol k]	Calor específico a pressão constante dos reagentes em função do ângulo de cambota
$\bar{C}_{p_f}(\theta)$	[J/mol k]	Calor específico a pressão constante do combustível em função do ângulo de cambota

$\bar{c}_{pO_2}(\theta)$	[J/mol k] [J/mol k]	Calor específico a pressão constante do oxigênio em função do ângulo de cambota (reagentes) / (produtos)
$\bar{c}_{pN_2}(\theta)$	[J/mol k] [J/mol k]	Calor específico a pressão contante do azoto em função do ângulo de cambota (reagentes) / (produtos)
$\bar{c}_{pP}(\theta)$	[J/mol k]	Calor específico dos reagentes em função do ângulo de cambota
$\bar{c}_{pCO_2}(\theta)$	[J/mol k]	Calor específico do dióxido de carbono em função do ângulo de cambota
$\bar{c}_{pH_2O}(\theta)$	[J/mol k]	Calor específico da água em função do ângulo de cambota
$\bar{c}_{pN_2}(\theta)$	[J/mol k]	Calor específico do azoto em função do ângulo de cambota
$\bar{c}_{pO_2}(\theta)$	[J/mol k]	Calor específico do oxigênio em função do ângulo de cambota
$\bar{c}_p(\theta)$	[J/mol k]	Calor específico a pressão constante da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota
$C_{VR}(\theta)$	[J/kg K]	Calor específico a volume constante dos reagentes em função do ângulo de cambota
$\bar{C}_{VR}(\theta)$	[J/mol K]	Calor específico a volume constante dos reagentes em função do ângulo de cambota
$C_{VP}(\theta)$	[J/kg K]	Calor específico a volume constante dos produtos em função do ângulo de cambota
$\bar{C}_{VP}(\theta)$	[J/mol K]	Calor específico a volume constante dos produtos em função do ângulo de cambota
$C_V(\theta)$	[J/kg K]	Calor específico a volume constante da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota
\bar{C}_{pMist}	[J/mol K]	Calor específico a pressão constante dos reagentes para condições NTP função do ângulo de cambota
$C_{PP}(\theta)$	[J/kg K]	Calor específico a pressão constante dos produtos em função do ângulo de cambota
C_i	[-]	Coefficiente de perda de carga no sistema de admissão
$C_{i_{entrada}}$	[-]	Coefficiente de perda de carga na entrada da conduta de admissão
$C_{i_{conduta}}$	[-]	Coefficiente de perda de carga na conduta de admissão
C_e	[-]	Coefficiente de perda de carga no sistema de escape
$C_{e_{curvatura}}$	[-]	Coefficiente de perda de carga na curvatura da conduta de escape
$C_{e_{conduta}}$	[-]	Coefficiente de perda de carga na conduta de escape
$C_{e_{saida}}$	[-]	Coefficiente de perda de carga na saída da conduta de escape
C	[-]	Fator de correção de temperatura do óleo
$DVI_{m\acute{a}x}$	[m]	Diâmetro da cabeça da válvula de admissão
DSI	[m]	Diâmetro da haste da válvula de admissão
$DVE_{m\acute{a}x}$	[m]	Diâmetro da cabeça da válvula de escape
DSE	[m]	Diâmetro da haste da válvula de escape
d_{q_1}	[m]	Distância de extinção de chama entre uma placa
d_{q_2}	[m]	Distância de extinção de chama entre duas placas

$d_{q_1}(\theta)$	[m]	Distância de extinção de chama entre uma placa em função do ângulo de cambota
$D_{i\text{conduta}}$	[m]	Diâmetro da conduta de admissão
$D_{e\text{conduta}}$	[m]	Diâmetro da conduta de escape
D_{chp}	[m]	Diâmetro das chumaceiras principais da cambota
D_{ccb}	[m]	Diâmetro das chumaceiras da cabeça da biela
D_{cpb}	[m]	Diâmetro da chumaceira do pé da biela
D_{cpac}	[m]	Diâmetro das chumaceiras principal da árvore de cames
D_{mrac}	[m]	Diâmetro médio dos ressaltos da árvore de cames
D_{rcv}	[m]	Diâmetro interior do retentor da cambota do lado do volante do motor
D_{rca}	[m]	Diâmetro interior do retentor da cambota do lado da distribuição
D_{rai}	[m]	Diâmetro interior do retentor da árvore intermédia
D_{rac}	[m]	Diâmetro interior do retentor da árvore de cames
D_1	[m]	Diâmetro interior da bomba de água
D_2	[m]	Diâmetro exterior da bomba de água
$d\phi/dt(\theta)$	[rad/s]	
$dt/\tau(\theta)$	[-]	
EVO	[-]	Ângulo de abertura da válvula de escape antes do ponto morto inferior
e_j	[m]	Altura do elemento j
e_{chp}	[m]	Espessura do filme lubrificante das chumaceiras principais da cambota
e_{ccb}	[m]	Espessura do filme lubrificante das chumaceiras da cabeça da biela
e_{cpb}	[m]	Espessura do filme lubrificante das chumaceiras do pé da biela
e_{cpac}	[m]	Espessura do filme lubrificante das chumaceiras principais da árvore de cames
e_{rac}	[m]	Espessura do filme lubrificante dos ressaltos da árvore de cames
<i>Fator de aceleração da chama laminar turbulenta</i>	[-]	
$f_{i\text{conduta}}$	[-]	Fator de fricção do diagrama de Moody da conduta de admissão
$f_{e\text{conduta}}$	[-]	Fator de fricção do diagrama de Moody da conduta de escape
$F_j(\theta)$	[N]	Força de atrito viscosa para o elemento j em função do ângulo de cambota
F_{det}	[-]	Fator de detonação
$F_{det}(\theta)$	[-]	Fator de detonação em função do ângulo de cambota
$h_c(\theta)$	[W/m ² K]	Condutibilidade térmica média do cilindro em função do ângulo de cambota
h_j	[m]	Altura do segmento j
IVO	[°ca]	Ângulo de abertura da válvula de admissão antes do ponto morto superior
IVC	[°ca]	Ângulo de fecho da válvula de admissão depois do

		ponto morto inferior
IO/RON	[-]	Índice de octano (RON)
$imep$	[kPa]	Pressão média efetiva indicada
$isfc$	[g/kW h]	Consumo específico indicado
i	[-]	Relação de transmissão da árvore intermediária do distribuidor e bomba de óleo
i_{bo}	[-]	Relação de transmissão da bomba de óleo
i_{ba}	[-]	Relação de transmissão da bomba de água
I	[A]	Corrente máxima de saída do alternador
$ISL/IK(\theta)$	[-]	
K_{ch}	[-]	Relação entre a área da coroa do êmbolo e a área da secção transversal do cilindro
$K(\theta)$	[W/m ² K]	Condutibilidade térmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota
$K_R(\theta)$	[W/m ² K]	Condutibilidade térmica dos reagentes em função do ângulo de cambota
$K_P(\theta)$	[W/m ² K]	Condutibilidade térmica dos produtos em função do ângulo de cambota
k_{Ia}	[-]	Relação do módulo da aceleração da válvula de admissão na primeira fase de levantamento e na segunda fase de levantamento
k_{ch}	[-]	Relação entre a área da superfície do cilindro e a área e a área da secção transversal do cilindro
k_p	[-]	Relação entre a área da coroa do cilindro e a área e a área da secção transversal do cilindro
L	[m]	Curso do êmbolo
$LVI(\theta)$	[m]	Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$LVI_I(\theta)$	[m]	Curso da válvula de admissão na fase de abertura inicial em função do ângulo de cambota
$LVI_{II+III}(\theta)$	[m]	Curso na fase de abertura, estagnação e fecho da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$LVI_{IV}(\theta)$	[m]	Curso na fase de fecho final da válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$LVI_{máx}$	[m]	Curso máximo da válvula de admissão
LVI_I	[m]	
LVI_{II}	[m]	
$LVE(\theta)$	[m]	
$LVE_I(\theta)$	[m]	
$LVE_{II+III}(\theta)$	[m]	
$LVE_{IV}(\theta)$	[m]	
LVE_I	[m]	
LVE_{II}	[m]	
l	[m]	Comprimento da biela
$l_k(\theta)$	[m]	Escala de comprimento de Kolmogorov
$L_{i\text{conduta}}$	[m]	Comprimento da conduta de admissão
$L_{e\text{conduta}}$	[m]	Comprimento da conduta de escape
l_{rac}	[m]	Largura do filme de lubrificante nos ressaltos da árvore de cames

M_R	[kg/mol]	Massa molar dos reagentes
M_f	[kg/mol]	Massa molar do combustível
M_{O_2}	[kg/mol]	Massa molar do oxigénio
M_{N_2}	[kg/mol]	Massa molar do azoto
M_C	[kg/mol]	Massa molar do carbono
M_H	[kg/mol]	Massa molar do hidrogénio
M_P	[kg/mol]	Massa molar da mistura dos produtos
M_{CO_2}	[kg/mol]	Massa molar do dióxido de carbono
M_{H_2O}	[kg/mol]	Massa molar da molécula de água
M_P	[kg/mol]	Massa molar dos produtos
$M(\theta)$	[kg/mol]	Massa molar da mistura dos reagentes e dos produtos
$\dot{m}_i(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de entrada em função do ângulo de cambota
$\dot{m}_{i_{inch}}(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de entrada que entra no cilindro estrangulado em função do ângulo de cambota
$\dot{m}_{i_{inch}}(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de entrada que entra no cilindro não estrangulado em função do ângulo de cambota
$\dot{m}_{i_{out_{ch}}}(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de entrada perdido estrangulado em função do ângulo de cambota
$\dot{m}_{i_{out_{nch}}}(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de entrada perdido não estrangulado em função do ângulo de cambota
$\dot{m}_e(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de saída em função do ângulo de cambota
$\dot{m}_{e_{inch}}(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de saída estrangulado retido no cilindro
$\dot{m}_{e_{inch}}(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de saída não estrangulado retido no cilindro
$\dot{m}_{e_{out_{ch}}}(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de saída estrangulado que sai do cilindro em função do ângulo de cambota
$\dot{m}_{e_{out_{nch}}}(\theta)$	[kg/s]	Caudal mássico de saída não estrangulado que sai do cilindro em função do ângulo de cambota
$m(\theta)$	[kg]	Massa da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota
m	[-]	Coefficiente da lei de Wiebe
\dot{m}_{ar}	[kg/s]	Caudal mássico de ar admitido no motor
\dot{m}_{mist}	[kg/s]	Caudal mássico de mistura fresca admitida no motor
\dot{m}_f	[kg/s]	Caudal mássico do combustível admitido no motor
m_{dbo}	[m]	Módulo das engrenagens da bomba de óleo
N	[rot/s]	Velocidade rotacional da cambota
n	[rot/min]	Velocidade rotacional da cambota
n_{cil}	[-]	Número de cilindros
n_f	[mol]	Quantidade de combustível
n_{O_2}	[mol] / [mol]	Quantidade de oxigénio (reagentes) / (produtos)
n_{N_2}	[mol]/ [mol]	Quantidade de azoto (reagentes) / (produtos)
n_{CO_2}	[mol]	Quantidade de dióxido de carbono
n_{H_2O}	[mol]	Quantidade de água
$\dot{n}_i(\theta)$	[mol/s]	Caudal de entrada em função do ângulo de cambota

$\dot{n}_{i_{in}}(\theta)$	[mol/s]	Caudal de entrada que entra no cilindro em função do ângulo de cambota
$\dot{n}_{i_{out}}(\theta)$	[mol/s]	Caudal de entrada perdido para o escape em função do ângulo de cambota
$n(\theta)$	[mol]	Quantidade da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota
n_P	[mol]	Somatório das quantidades dos constituintes dos produtos
n_R	[mol]	Somatório das quantidades dos constituintes dos reagentes
n_{VE}	[-]	Número de válvulas de escape
n_r	[-]	Número de revoluções necessárias para completar um ciclo de motor
n_{chp}	[-]	Número de chumaceiras principais da cambota
n_{ccb}	[-]	Número de chumaceiras da cabeça da biela
n_{cpac}	[-]	Número de chumaceiras principais da árvore de cames
n_{rac}	[-]	Número de ressaltos da árvore de cames
n_{dbo}	[-]	Número de dentes da bomba de óleo
N_{bo}	[rot/s]	Velocidade de rotação da bomba de óleo
n_{cpb}	[-]	Número de chumaceiras do pé da biela
n_{ac}	[-]	Número de árvores de cames
n_{VI}	[-]	Número de válvulas de admissão
$p(\theta)$	[Pa]	Pressão teórica dentro do cilindro em função do ângulo de cambota
$p_i(\theta)$	[Pa]	Pressão junto à válvula de admissão em função do ângulo de cambota
$p_e(\theta)$	[Pa]	Pressão junto à válvula de escape em função do ângulo de cambota
$p_m(\theta)$	[Pa]	Pressão média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota
p_{atm}	[Pa]	Pressão do ar de admissão
$Pe_2(\theta)$	[-]	Número de Peclet para a configuração de duas placas
$P_{i_{cil}}$	[W]	Potência indicada por cilindro
P_i	[kW]	Potência indicada total
P_{bo}	[W]	Potência nominal da bomba de óleo
p_{bo}	[Pa]	Potência nominal da bomba de óleo
P_{ba}	[W]	Potência nominal da bomba de água
P_{bcil}	[W]	Potência ao freio por cilindro
P_b	[kW]	Potência ao freio total
$Q(\theta)$	[J]	Calor libertado durante a combustão em função do ângulo de cambota
Q_{LHVp}	[MJ/kg]	Poder calorífico inferior do combustível
R_{bs}	[-]	Relação entre o curso do êmbolo e o diâmetro do cilindro
R	[-]	Relação entre o comprimento da biela e o raio da manivela
R_u	[J/mol K]	Constante universal dos gases ideais
r_c	[-]	Razão de compressão

$r_b(\theta)$	[m]	Raio da frente de chama equivalente em função do ângulo de cambota
r_b/B	[-]	Razão entre o raio da frente de chama e o diâmetro do cilindro quanto a razão entre o volume total e o volume de massa queimada
$Re_T(\theta)$	[-]	Número de Reynolds turbulento
Re_i	[-]	Número de Reynolds do escoamento na conduta de admissão
Re_e	[-]	Número de Reynolds do escoamento na conduta de escape
r_{chp}	[m]	Raio de uma chumaceira principal da cambota
r_{ccb}	[m]	Raio de uma chumaceira da cabeça da biela
r_{cpb}	[m]	Raio de uma chumaceira do pé da biela
r_{cpac}	[m]	Raio de uma chumaceira principal da árvore de cames
r_{mrac}	[m]	Raio médio de um ressalto da árvore de cames
$S_p/\overline{S_p}$	[-]	Relação entre a velocidade instantânea e a velocidade média do êmbolo
$\overline{S_p}$	[m/s]	Velocidade média do êmbolo
S_p	[m/s]	Velocidade instantânea do êmbolo
$S_b(\theta)$	[m/s]	Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta em função do ângulo de cambota
$S_{b_1}(\theta)$	[m/s]	Velocidade de propagação da frente de chama turbulenta segundo um modelo definido pelo autor do código
$S_{bKlimov}(\theta)$	[m/s]	Velocidade da frente de chama turbulenta segundo o modelo de Klimov em função do ângulo de cambota
$S_{L,xb}(\theta)$	[m/s]	Velocidade da frente de chama laminar em função do ângulo de cambota
$s(\theta)$	[m]	Distância entre o eixo da cambota e o eixo do cavilhão em função do ângulo de cambota
$s/dt(\theta)$	[m/s]	Velocidade entre o eixo da cambota e o eixo do cavilhão em função do ângulo de cambota
$T(\theta)$	[K]	Temperatura em função do ângulo de cambota
T_{ar}	[K]	Temperatura do ar de admissão
T_{ch}	[°C]	Temperatura média da superfície da cabeça do cilindro
T_p	[°C]	Temperatura média da superfície da coroa do pistão
T_{VI}	[°C]	Temperatura média da válvula de admissão
T_{VE}	[°C]	Temperatura média da válvula de escape
$T_{scil}(\theta)$	[K]	Temperatura média da superfície da parede do cilindro em função do ângulo de cambota
$T_m(\theta)$	[K]	Temperatura média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota
$T_u(\theta)$	[K]	Temperatura da massa não queimada em função do ângulo de cambota
$T_b(\theta)$	[K]	Temperatura da massa queimada em função do ângulo de cambota
T_{bcil}	[Nm]	Binário ao freio por cilindro
θ	[°ca]	Ângulo de ignição

	BTDC]	
$T_{i,cil}$	[Nm]	Binário indicado por cilindro
T_i	[Nm]	Binário indicado total
$t(\theta)$	[s]	Tempo do ciclo em função do ângulo de cambota
$u_b(\theta)$	[m/s]	Velocidade média de expansão do gás queimado
u_i	[m/s]	Velocidade média do gás de entrada
$u_T(\theta)$	[m/s]	Velocidade característica
u_2	[m/s]	Velocidade de saída da bomba de água
u_1	[m/s]	Velocidade de entrada da bomba de água
$V_{d,cil}$	[m ³]	Volume varrido unitário
V_d	[m ³]	Volume varrido total
$V_{c,cil}$	[m ³]	Volume da câmara de combustão unitária
V_c	[m ³]	Volume da câmara de combustão total
$V_{t,cil}$	[m ³]	Volume total unitário
V_t	[m ³]	Volume total
$V(\theta)$	[m ³]	Volume total em função do ângulo de cambota
\dot{V}_{bo}	[m ³ /s]	Caudal volumétrico nominal da bomba de água
V_{t_2}	[m/s]	Componente tangencial da velocidade de saída da bomba de água
V_{n_1}	[m/s]	Componente normal da velocidade de entrada da bomba de água
V_{n_2}	[m/s]	Cálculo da componente normal da velocidade de saída da bomba de água
V	[V]	Diferença de potencial à saída do alternador
\dot{V}_{bo}	[m ³ /s]	Caudal volumétrico nominal da bomba de óleo
$V_{d,bo}$	[m ³]	Volume de uma cavidade de um dente da roda da bomba de óleo
WI	[m]	Largura da sede da válvula de admissão
WE	[m]	Largura da sede da válvula de escape
$W_{c,cil}$	[J]	Trabalho indicado por cilindro
$W_{c,cil}(\theta)$	[J]	Trabalho indicado por cilindro em função do ângulo de cambota
$W_{catr,escil}$	[J]	Trabalho de atrito entre o êmbolo, segmentos e parede do cilindro para um cilindro
$W_{catr,chcil}$	[J]	Trabalho de atrito em todas as chumaceiras e retentores
$W_{catr,auxcil}$	[J]	Trabalho de atrito em todos os órgãos auxiliares
$W_{catr,chnp}$	[J]	Trabalho de atrito nas chumaceiras principais da cambota
$W_{catr,ccb}$	[J]	Trabalho de atrito nas chumaceiras da cabeça da biela
$W_{catr,cpb}$	[J]	Trabalho de atrito nas chumaceiras do pé da biela
$W_{catr,cpac}$	[J]	Trabalho de atrito nas chumaceiras principais da árvore de cames
$W_{catr,rac,cil}$	[J]	Trabalho de atrito nos ressaltos da árvore de cames para um cilindro
$W_{catr,rcv}$	[J]	Trabalho de atrito no retentor da cambota do lado do motor
$W_{catr,rca}$	[J]	Trabalho de atrito no retentor da cambota do lado da

		distribuição
$W_{cattr_{rai}}$	[J]	Trabalho de atrito no retentor da árvore intermediária
$W_{cattr_{rac}}$	[J]	Trabalho de atrito nos retentores da árvore de cames
$W_{cattr_{bo_{cil}}}$	[J]	Trabalho de atrito na bomba de óleo para um cilindro
$W_{cattr_{ba_{cil}}}$	[J]	Trabalho de atrito na bomba de água para um cilindro
$W_{cattr_{alt_{cil}}}$	[J]	Trabalho de atrito no alternador para um cilindro
$W_{j\theta}$	[J]	Trabalho viscoso para o elemento j em função do ângulo de cambota
w_{chp}	[m]	Largura da chumaceira principal da cambota
w_{ccb}	[m]	Largura da chumaceira da cabeça da biela
$W_{cattr_{cpb}}(\theta)$	[J]	Trabalho de atrito nas chumaceiras do pé da biela em função do ângulo de cambota
w_{ccb}	[m]	Largura da chumaceira do pé da biela
w_{cpac}	[m]	Largura da chumaceira principal da árvore de cames
w_{rac}	[m]	Largura dos ressaltos da árvore de cames
w_{bo}	[m]	Largura das engrenagens da bomba de óleo
$W_{cb_{cil}}$	[J]	Trabalho ao freio por cilindro
\tilde{x}_f	[-]	Fração molar do combustível
\tilde{x}_{O_2}	[-] / [-]	Fração molar do oxigénio (reagentes) / (produtos)
\tilde{x}_{N_2}	[-] / [-]	Fração molar do azoto (reagentes) / (produtos)
\tilde{x}_{CO_2}	[-]	Fração molar do dióxido de carbono
\tilde{x}_{H_2O}	[-]	Fração molar da água
$x_b(\theta)$	[-]	Fração de massa queimada em função do ângulo de cambota segundo a função de Wiebe
$x_{b_{teste}}(\theta)$	[-]	Fração de massa queimada em função do ângulo de cambota segundo a lei dos gases ideais
\tilde{x}_b	[-]	Fração molar da diluição da massa queimada na mistura fresca

Caracteres latinos

<u>Variável</u>	<u>Unidades</u>	<u>Designação</u>
α	[-]	Coefficiente para o cálculo da velocidade da frente de chama laminar em função do ângulo de cambota
β_I	[°]	Ângulo da sede da válvula de admissão
β_E	[°]	Ângulo da sede da válvula de escape
β	[-]	Coefficiente para o cálculo da velocidade da frente de chama laminar em função do ângulo de cambota
β_1	[°]	Ângulo de entrada do rotor da bomba de água
β_2	[°]	Ângulo de saída do rotor da bomba de água
γ	[-]	Razão entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante para condições NTP
$y_b(\theta)$	[-]	Fração volúmica ocupada pelo gás queimado
$\Delta T_{ht}(\theta)$	[K]	Perdas térmicas resultantes da transferência de calor em função do ângulo de cambota
$\Delta p_{borboleta}$	[Pa]	Diferença de pressão antes e depois da borboleta
$\Delta \theta_d$	[°ca]	Duração da fase de desenvolvimento de chama

$\Delta\theta$	[°ca]	Duração da combustão
ε/D_i	[-]	Rugosidade relativa da conduta de admissão
$\varepsilon_{i\text{conduta}}$	[m]	
ε/D_e	[-]	
$\varepsilon_{e\text{conduta}}$	[m]	
η_c	[-]	Rendimento da combustão
η_v	[-]	Rendimento volumétrico
η_c	[-]	Rendimento da combustão
$\eta_c(\theta)$	[-]	Rendimento da combustão em função do ângulo de cambota
η_{alt}	[-]	Rendimento do alternador
η_{fb}	[-]	Rendimento da conversão do combustível efetivo
η_{fi}	[-]	Rendimento da conversão do combustível indicado
θ	[°ca]	Ângulo de cambota
θIVO	[°ca]	Ângulo de abertura da válvula de admissão
θ_{I_1}	[°]	
θ_{I_2}	[°]	
θEVO	[°ca]	Ângulo de abertura da válvula de escape
θ_{E_1}	[°]	
θ_{E_2}	[°]	
θ_o	[°ca]	Ângulo de início de combustão
θ_{ciclo}	[rad]	Duração de um ciclo de motor
$\theta_{ciclo_{ac}}$	[rad]	Duração de um ciclo árvore de cames
$\theta_{ciclo_{rac}}$	[rad]	Duração média de um ciclo do ressalto da árvore de cames
$\mu(T_{\text{óleo}_{cilindro}})$	[Pa s]	Viscosidade dinâmica do óleo em função da temperatura ($T_{\text{óleo}_{cilindro}}$)
$\mu_0(T_0)$	[Pa s]	Viscosidade dinâmica do óleo para temperatura padrão ($T_0=313,15$ K)
μ_{ar}	[Pa s]	Viscosidade dinâmica do ar de admissão
$\mu(\theta)$	[Pa s]	Viscosidade dinâmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota
$\mu_{air}(\theta)$	[Pa s]	Viscosidade dinâmica do ar em função do ângulo de cambota
$\mu_p(\theta)$	[Pa s]	Viscosidade dinâmica dos produtos em função do ângulo de cambota
$\rho(\theta)$	kg/m ³	Massa volúmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota
$\rho_u(\theta)$	kg/m ³	Massa volúmica da massa não queimada em função do ângulo de cambota
$\rho_b(\theta)$	kg/m ³	Massa volúmica da massa queimada em função do ângulo de cambota
ρ_{ar}	kg/m ³	Massa volúmica do ar de admissão
$\rho_{\text{água}}$	kg/m ³	Massa volúmica da água
$\tau_j(\theta)$	[N/m ²]	Tensão de atrito viscosa para o elemento j em função do ângulo de cambota
τ_{ccb}	[N/m ²]	Tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira da cabeça da biela

τ_{cpb}	[N/m ²]	Tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira do pé da biela
τ_{cpac}	[N/m ²]	Tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira principal da árvore de cames
τ_{rac}	[N/m ²]	Tensão de atrito viscosa média sobre um ressalto da árvore de cames
$\tau(\theta)$		
τ_{chp}	[N/m ²]	Tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira principal da cambota
ϕ_m		Coefficiente para o cálculo da velocidade da frente de chama laminar em função do ângulo de cambota
Φ		Razão de equivalência
$\phi(\theta)$	[rad]	
ω_{ba}	[rad/s]	Velocidade de rotação da bomba de água

12.1.2. Equações

Definição de propriedades geométricas dos motores alternativos

Relação o curso do êmbolo e o diâmetro do cilindro

A equação (12.1) apresenta o cálculo da relação entre o curso do êmbolo e o diâmetro do cilindro, R_{bs} [], em que L é o curso do êmbolo [m] e B é o diâmetro do cilindro [m].

$$R_{bs} = L/B \quad (12.1)$$

Raio da manivela

A equação (12.2) apresenta o cálculo do raio da manivela, a [m].

$$a = L/2 \quad (12.2)$$

Relação comprimento de biela/raio da manivela

A equação (12.3) apresenta o cálculo da relação entre o comprimento da biela e o raio da manivela, R [], em que l é o comprimento da biela [m].

$$R = l/a \quad (12.3)$$

Volume varrido unitário

A equação (12.4) apresenta o cálculo do volume varrido unitário, $V_{d,cil}$ [m³].

$$V_{d,cil} = \pi B^2 L/4 \quad (12.4)$$

Volume varrido total

A equação (12.5) apresenta o cálculo do volume varrido total, V_d [m³], em que n_{cil} é o número de cilindros [].

$$V_d = n_{cil} V_{d,cil} \quad (12.5)$$

Volume da câmara de combustão unitário

A equação (12.6) apresenta o cálculo do volume da câmara de combustão unitária, $V_{c,cil}$ [m³], em que r_c é a razão de compressão [].

$$r_c = \frac{V_{d,cil} + V_{c,cil}}{V_{c,cil}} \Leftrightarrow V_{c,cil} = \frac{V_{d,cil}}{(r_c - 1)} \quad (12.6)$$

Volume da câmara de combustão total

A equação (12.7) apresenta o cálculo do volume da câmara de combustão total, V_d [m³].

$$V_c = n_{cil} V_{c,cil} \quad (12.7)$$

Volume total unitário

A equação (12.8) apresenta o cálculo do volume total unitário, $V_{t,cil}$ [m³].

$$V_{t,cil} = V_{d,cil} + V_{c,cil} \quad (12.8)$$

Volume total

A equação (12.9) apresenta o cálculo do volume total, V_t [m³].

$$V_t = V_d + V_c \quad (12.9)$$

Volume total em função do ângulo de cambota

A equação (12.10) apresenta o cálculo do volume total em função do ângulo de cambota, $V(\theta)$ [m³], θ é o ângulo de cambota [°] e $s(\theta)$ é a distância entre o eixo da cambota e o eixo do cavilhão em função do ângulo de cambota [°].

$$\begin{aligned} V(\theta) &= V_{c,cil} + \frac{\pi B^2 (l + a - s(\theta))}{4} \\ &= V_{c,cil} + \left[1 + \left(\frac{r_c - 1}{2} \right) (R + 1 - \cos \theta - \sqrt{R^2 - \sin^2 \theta}) \right] \end{aligned} \quad (12.10)$$

Distância entre o eixo da cambota e o eixo do cavilhão em função do ângulo de cambota

A equação (12.11) apresenta o cálculo da distância entre o eixo da cambota e o eixo do cavilhão em função do ângulo de cambota, $s(\theta)$ [m].

$$s(\theta) = a \cos \theta + \sqrt{(l^2 - a^2 \sin^2 \theta)} \quad (12.11)$$

Área de superfície da câmara de combustão em função do ângulo de cambota

A equação (12.12) apresenta o cálculo da área de superfície da câmara de combustão em função do ângulo de cambota, $A(\theta)$ [m²], em que A_{ch} é a área da superfície da cabeça do cilindro [m²], A_p é a área da superfície da coroa do êmbolo [m²].

$$A(\theta) = A_{ch} + A_p + \pi B (l + a - s(\theta)) \quad (12.12)$$

Área da superfície da cabeça do cilindro

A equação (12.13) apresenta o cálculo da área da superfície da cabeça do cilindro, A_{ch} [m²], em que k_{ch} é a relação entre a área da superfície do cilindro e a área e a área da secção transversal do cilindro [].

$$A_{ch} = k_{ch} \pi B^2 / 4 \quad (12.13)$$

Área da superfície da coroa do êmbolo

A equação (12.14) apresenta o cálculo da área da superfície da cabeça do pistão, A_p [m²], em que k_p é a relação entre a área da coroa do êmbolo e a área e a área da secção transversal do cilindro [].

$$A_p = k_p \pi B^2 / 4 \quad (12.14)$$

Relação entre a velocidade instantânea e a velocidade média do êmbolo

A equação (12.15) apresenta o cálculo da relação entre a velocidade instantânea e a velocidade média do êmbolo, $S_p/\overline{S_p}$ [], em que $\overline{S_p}$ é a velocidade média do êmbolo [m/s] e S_p é a velocidade instantânea do êmbolo [m/s].

$$\frac{S_p}{\overline{S_p}} = \frac{\pi \sin \theta}{2} \times \left(1 + \frac{\cos \theta}{\sqrt{R^2 - \sin^2 \theta}} \right) \quad (12.15)$$

Velocidade média do êmbolo

A equação (12.16) apresenta o cálculo da velocidade média do êmbolo, $\overline{S_p}$ [m/s], em que N é velocidade rotacional da cambota [rot/s].

$$\overline{S_p} = 2 L N \quad (12.16)$$

Velocidade rotacional da cambota

A equação (12.17) apresenta o cálculo da velocidade rotacional, N [rot/s], em que n é velocidade rotacional da cambota em [rot/min].

$$N = n/60 \quad (12.17)$$

Velocidade instantânea do cilindro

A equação (12.18) apresenta o cálculo da velocidade instantânea do cilindro, S_p [m/s], em que $t(\theta)$ é o tempo do ciclo decorrido até θ em função do ângulo de cambota [s].

$$S_p = \frac{ds}{dt} \approx \frac{s(\theta + 0.25) - s(\theta - 0.25)}{t(\theta + 0.25) - t(\theta - 0.25)} \quad (12.18)$$

Nota: O problema foi aproximado do domínio do contínuo para o domínio discreto. Foi utilizada uma variação de 0.25° para minimizar o erro da discretização.

Tempo do ciclo em função do ângulo de cambota

A equação (12.19) apresenta o cálculo do tempo do ciclo em função do ângulo de cambota, $t(\theta)$ [s].

$$t(\theta) = \theta/360 N \quad (12.19)$$

Área máxima de passagem na válvula de admissão em função do ângulo de cambota

A equação (12.20) apresenta o cálculo da área máxima de passagem na válvula de admissão em função do ângulo de cambota, $AI(\theta)$ [m²], em que nVI é o número de válvulas de admissão [], $AI_i(\theta)$, $AI_m(\theta)$ e $AI_s(\theta)$ são as variações da área de passagem na válvula durante diferentes fases (abertura inicial, abertura, estagnação, fecho e fecho final) em função do ângulo de cambota [m²].

$$AI(\theta) = nVI (AI_i(\theta) + AI_m(\theta) + AI_s(\theta)) \quad (12.20)$$

Cálculo de diferentes fases da área de passagem na válvula de admissão para diferentes fases em função do ângulo de cambota

As equações (12.21), (12.22) e (12.23) apresentam o cálculo de diferentes fases da área de passagem na válvula de admissão em função do ângulo de, $AI_i(\theta)$, $AI_m(\theta)$ e $AI_s(\theta)$ [m²], em que $LVI(\theta)$ é o curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota [m], WI é a largura da sede da válvula de admissão [m], βI é o ângulo da sede da válvula de admissão [°], $DVI_{m\acute{a}x}$ é o diâmetro da cabeça da válvula de admissão [m] e DSI é o diâmetro da haste da válvula de admissão [m].

$$\begin{aligned}
 & AI_i(\theta) \\
 & = \begin{cases} LVI(\theta) \leq \frac{WI}{\sin\left(\frac{\pi\beta I}{180}\right) \cos\left(\frac{\pi\beta I}{180}\right)} \Rightarrow \pi LVI(\theta) \cos\left(\frac{\beta I \times \pi}{180}\right) (DVI_{m\acute{a}x} - (2WI)) \\ \quad + \frac{LVI(\theta) \sin\left(\frac{2\pi\beta I}{180}\right)}{2} \end{cases} \quad (12.21)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & AI_m(\theta) = \begin{cases} LVI(\theta) > \frac{WI}{\sin\left(\frac{\pi\beta I}{180}\right) \times \cos\left(\frac{\pi\beta I}{180}\right)} \text{ e } LVI(\theta) \leq \\ \quad \sqrt{\left(\frac{(DVI_{m\acute{a}x} - 2WI)^2 - DSI^2}{4(DVI_{m\acute{a}x} - WI)}\right)^2 - WI^2} + WI \tan\left(\frac{\pi\beta I}{180}\right) \Rightarrow \\ \quad \pi(DVI_{m\acute{a}x} - WI) \sqrt{\left(LVI(\theta) - WI \tan\left(\frac{\pi\beta I}{180}\right)\right)^2 + WI^2} \end{cases} \quad (12.22)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & AI_s(\theta) = \begin{cases} LVI(\theta) > \sqrt{\left(\frac{(DVI_{m\acute{a}x} - 2WI)^2 - DSI^2}{4(DVI_{m\acute{a}x} - WI)}\right)^2 - WI^2} + WI \tan\left(\frac{\pi\beta I}{180}\right) \\ \quad \Rightarrow \frac{\pi}{4} [(DVI_{m\acute{a}x} - 2WI)^2 - DSI^2] \end{cases} \quad (12.23)
 \end{aligned}$$

Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota

A equação (12.24) apresenta o cálculo do curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota, $LVI(\theta)$ [m], em que $LVI_I(\theta)$, $LVI_{II+III}(\theta)$ e $LVI_{IV}(\theta)$ são as fases do curso de válvula de admissão em função do ângulo de cambota (abertura inicial, abertura, estagnação, fecho e fecho final) [m].

$$LVI(\theta) = LVI_I(\theta) + LVI_{II+III}(\theta) + LVI_{IV}(\theta) \quad (12.24)$$

Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota – abertura inicial

A Tabela 6 mostra as equações utilizadas no cálculo do curso na fase de abertura inicial da válvula de admissão em função do ângulo de cambota, $LVI_I(\theta)$ [m], em que IVO é o ângulo de abertura da válvula de admissão ($IVO - Intake Valve Opening$) BTDC [°], θ_{IVO} é o ângulo de abertura da válvula de admissão [°], $LVI_{m\acute{a}x}$ é o curso máximo da válvula de admissão [m], a_{I_1} é o módulo da aceleração da válvula de admissão na primeira fase de levantamento [m/s^2] e a_{II} é o módulo da aceleração da válvula de admissão na segunda fase de levantamento [m/s^2].

Tabela 6 – Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota – abertura inicial

$$\begin{aligned}
 \theta < 620 \quad & LVI_I(\theta) = \begin{cases} \theta \geq -IVO \text{ e } \theta < \theta_{I_1} - IVO \Rightarrow 0,5 a_{I_1} (\theta - (0 - IVO))^2 \\ 0 \end{cases} \\
 \theta \geq 620 \quad & LVI_I(\theta) = \begin{cases} \theta < 720 - IVO \Rightarrow 1 \\ \theta \geq 720 - IVO \Rightarrow 0 \\ \theta < 720 + \theta_{I_1} - IVO \Rightarrow 0,5 a_{I_1} (\theta - 720 - IVO)^2 \\ \times \begin{cases} LVI_{m\acute{a}x} - 0,5 a_{II} (\theta_{I_1} + \theta_{I_2} - (\theta - \theta_{IVO}))^2 \end{cases} \end{cases}
 \end{aligned}$$

Cálculo de varáveis para curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota

As equações (12.25), (12.26), (12.27), (12.28), (12.29) e (12.30) apresentam o cálculo de

varáveis para curso da válvula de admissão, θ_{I_1} [°], a_{I_1} [m/s²], LVI_I [m], θ_{I_2} [°], $a_{I_{II}}$ [m/s²] e LVI_{II} [m], em que k_{I_a} é a relação do módulo da aceleração da válvula de admissão na primeira fase de levantamento e na segunda fase de levantamento [].

$$\theta_{I_1} = \left(\frac{IVO + 180 + IVC}{2} \right) \left(\frac{1}{k_{I_a} + 1} \right) \quad (12.25)$$

$$a_{I_1} = \frac{2 LVI_I}{\theta_{I_1}^2} \quad (12.26)$$

$$LVI_I = LVI_{máx} \left(\frac{1}{k_{I_a} + 1} \right) \quad (12.27)$$

$$\theta_{I_2} = \left(\frac{IVO + 180 + IVC}{2} \right) \left(\frac{k_{I_a}}{k_{I_a} + 1} \right) \quad (12.28)$$

$$a_{I_{II}} = \frac{2 LVI_{II}}{\theta_{I_2}^2} \quad (12.29)$$

$$LVI_{II} = LVI_{máx} \left(\frac{k_{I_a}}{k_{I_a} + 1} \right) \quad (12.30)$$

Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota – abertura, estagnação e fecho

A equação (12.31) apresenta o cálculo do curso na fase de abertura, estagnação e fecho da válvula de admissão em função do ângulo de cambota, $LVI_{II+III}(\theta)$ [m], em que IVC é o ângulo de fecho da válvula de admissão (IVC – *Intake Valve Close*) depois do ponto morto inferior ($ABDC$ – *After Bottom Dead Center*) [°].

$$LVI_{II+III}(\theta) \begin{cases} \theta \geq \theta_{I_1} - IVO \text{ e } \theta \leq \theta_{I_1} + 2 \times \theta_{I_2} - IVO \Rightarrow LVI_{máx} - 0,5 \\ \times a_{I_{II}} \left(\theta + IVO - \frac{(IVO + 180 + IVC)}{2} \right)^2 \\ 0 \end{cases} \quad (12.31)$$

Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota – fecho final

A equação (12.32) apresenta o cálculo do curso na fase de fecho final da válvula de admissão em função do ângulo de cambota, $LVI_{IV}(\theta)$ [m].

$$LVI_{IV}(\theta) \begin{cases} \theta > \theta_{I_1} + 2 \theta_{I_2} - IVO \text{ e } \theta < 180 + IVC \Rightarrow -0,5 a_{I_1} \\ \times \left(\theta - \frac{(IVO + 180 + IVC)}{2} + IVO \right)^2 \\ 0 \end{cases} \quad (12.32)$$

Área máxima de passagem da válvula de escape em função do ângulo de cambota

A equação (12.33) apresenta o cálculo da área máxima de passagem da válvula de escape em função do ângulo de cambota, $AE(\theta)$ [m²], em que nVE é o número de válvulas de escape [], $AE_i(\theta)$, $AE_m(\theta)$ e $AE_s(\theta)$ são as variações da área de passagem na válvula durante diferentes fases (abertura inicial, abertura, estagnação, fecho e fecho final) [m²].

$$AE(\theta) = nVE (AE_i(\theta) + AE_m(\theta) + AE_s(\theta)) \quad (12.33)$$

Cálculo de diferentes fases da área de passagem na válvula de escape para diferentes fases em função do ângulo de cambota

As equações (12.34), (12.35) e (12.36) apresentam o cálculo da área de passagem na válvula de escape em função do ângulo de cambota para as diferentes fases em função do ângulo de cambota, $AE_i(\theta)$, $AE_m(\theta)$ e $AE_s(\theta)$ [m²], em que $LVE(\theta)$ é o curso da válvula de escape em função do ângulo de cambota [m], WE é a largura da sede da válvula de escape [m], βE é o ângulo da sede da válvula de escape [°], $DVE_{m\acute{a}x}$ é o diâmetro da cabeça da válvula de escape [m] e DSE é o diâmetro da haste da válvula de escape [m].

$$AE_i(\theta) = \begin{cases} LVE(\theta) \leq \frac{WE}{\sin\left(\frac{\pi\beta E}{180}\right)\cos\left(\frac{\pi\beta E}{180}\right)} \Rightarrow \pi LVE(\theta) \cos\left(\frac{\pi\beta E}{180}\right) \\ \times (DVE_{m\acute{a}x} - 2WE) + \frac{LVE(\theta) \sin\left(\frac{2\pi\beta E}{180}\right)}{2} \end{cases} \quad (12.34)$$

$$AE_m(\theta) = \begin{cases} LVE(\theta) > \frac{WE}{\sin\left(\frac{\pi\beta E}{180}\right)\cos\left(\frac{\pi\beta E}{180}\right)} \text{ e } LVE(\theta) \leq \\ \sqrt{\left(\frac{(DVE_{m\acute{a}x} - 2WE)^2 - DSE^2}{4(DVE_{m\acute{a}x} - WE)}\right)^2 - WE^2} + WE \tan\left(\frac{\pi\beta E}{180}\right) \\ \Rightarrow \pi(DVE_{m\acute{a}x} - WE) \sqrt{\left(LVE(\theta) - WE \tan\left(\frac{\pi\beta E}{180}\right)\right)^2 + WE^2} \end{cases} \quad (12.35)$$

$$AE_s(\theta) = \begin{cases} LVE(\theta) > \sqrt{\left(\frac{(DVE_{m\acute{a}x} - 2WE)^2 - DSE^2}{4(DVE_{m\acute{a}x} - WE)}\right)^2 - WE^2} + WE \tan\left(\frac{\pi\beta E}{180}\right) \\ \Rightarrow \frac{\pi}{4} [(DVE_{m\acute{a}x} - 2WE)^2 - DSE^2] \end{cases} \quad (12.36)$$

Curso da válvula de escape em função do ângulo de cambota

A equação (12.37) apresenta o cálculo do curso da válvula de escape em função do ângulo de cambota, $LVE(\theta)$ [m], $LVE_I(\theta)$, $LVE_{II+III}(\theta)$ e $LVE_{IV}(\theta)$ são os cursos de válvula durante diferentes fases em função do ângulo de cambota (abertura inicial, abertura, estagnação, fecho e fecho final) [m].

$$LVE(\theta) = LVE_I(\theta) + LVE_{II+III}(\theta) + LVE_{IV}(\theta) [m] \quad (12.37)$$

Curso da válvula de escape em função do ângulo de cambota – abertura inicial

A equação (12.38) apresenta o cálculo do curso na fase de abertura inicial da válvula de escape em função do ângulo de cambota, $LVE_I(\theta)$ [m], em que θ_{EVO} é o ângulo de abertura da válvula de escape [°], a_{E_1} é o módulo da aceleração da válvula de escape na primeira fase de levantamento [m/s²].

$$LVE_i(\theta) = \begin{cases} \theta > \theta_{EVO} \text{ e } \theta < \theta_{E_1} + \theta_{EVO} \Rightarrow 0,5 a_{E_1} (\theta + \theta_{EVO})^2 \\ 0 \end{cases} \quad (12.38)$$

Cálculo de varáveis para curso da válvula de escape

As equações (12.39), (12.40), (12.41), (12.42), (12.43) e (12.44) apresentam o cálculo de

varáveis para curso da válvula de admissão, θ_{E_1} [°], a_{E_1} [m⁰²], LVE_I [m], θ_{E_2} [°], $a_{E_{II}}$ [m⁰²] e LVE_{II} [m], em que *EVO* é o ângulo de abertura da válvula de escape (*EVO – Exhaust Valve Opening*) antes do ponto morto inferior (*BBDC – Before Bottom Dead Center*) [°], *EVC* é o ângulo de fecho da válvula de escape (*EVC – Exhaust Valve Close*) ATDC [°] e k_{E_a} é a relação do módulo da aceleração da válvula de escape na primeira fase de levantamento e na segunda fase de levantamento.

$$\theta_{E_1} = \left(\frac{EVO + 180 + EVC}{2} \right) \left(\frac{1}{k_{E_a} + 1} \right) \quad (12.39)$$

$$a_{E_1} = \frac{2LVE_I}{\theta_{E_1}^2} \quad (12.40)$$

$$LVE_I = LVE_{máx} \left(\frac{1}{k_{E_a} + 1} \right) \quad (12.41)$$

$$\theta_{E_2} = \left(\frac{EVO + 180 + EVC}{2} \right) \left(\frac{k_{E_a}}{k_{E_a} + 1} \right) \quad (12.42)$$

$$a_{E_{II}} = \frac{2LVE_{II}}{\theta_{E_2}^2} \quad (12.43)$$

$$LVE_{II} = LVE_{máx} \left(\frac{k_{E_a}}{k_{E_a} + 1} \right) \quad (12.44)$$

Curso da válvula de escape em função do ângulo de cambota – abertura, estagnação e fecho

A equação (12.45) apresenta o cálculo do curso na fase de abertura, estagnação e fecho da válvula de escape em função do ângulo de cambota, $LVE_{II+III}(\theta)$ [m].

$$LVE_{II+III}(\theta) \begin{cases} \theta \geq \theta_{E_1} + \theta EVO \text{ e } \theta \leq \theta_{E_1} + 2\theta_{E_2} + \theta EVO \Rightarrow LVE_{máx} - 0,5a_{E_{II}} \\ \times \left(\theta - \theta EVO - \frac{(EVO + 180 + EVC)}{2} \right)^2 \\ 0 \end{cases} \quad (12.45)$$

Curso da válvula de escape em função do ângulo de cambota – fecho final

O Tabela 7 mostra as equações utilizadas no cálculo do curso na fase de fecho final da válvula de escape em função do ângulo de cambota, $LVE_{IV}(\theta)$ [m].

Tabela 7 – Curso da válvula de admissão em função do ângulo de cambota – abertura inicial

$$LVE_{IV}(\theta) = \begin{cases} \theta > EVC \Rightarrow 0 \\ \theta \leq EVC \Rightarrow 1 \end{cases} \quad \theta < 100.25 \quad \times \begin{cases} \theta > EVC - \theta_{E_1} \Rightarrow 0,5a_{E_1}(\theta - EVC)^2 \\ \left(LVE_{máx} - 0,5a_{E_{II}}[\theta_{E_1} + \theta_{E_2} - (EVC - \theta)]^2 \right) \end{cases}$$

$$\theta \geq 100.25 \quad LVE_{IV}(\theta) = \begin{cases} \theta > \theta_{E_1} + 2\theta_{E_2} + \theta EVO \text{ e } \theta < EVO + 180 + EVC + \theta EVO \\ \Rightarrow 0,5a_{E_1}[\theta - (EVO + 180 + EVC) - \theta EVO]^2 \\ 0 \end{cases}$$

Área da câmara de combustão sem válvulas

A equação (12.46) apresenta o cálculo da área da câmara de combustão sem válvulas, $A_{ch_{SV}}$ [m²], em que K_{ch} é a relação entre a área da coroa do êmbolo e a área da secção transversal do cilindro.

$$A_{ch_{sv}} = \frac{K_{ch} \times \pi \times B^2}{4} - AVI \ nVI - AVE \ nVE \quad (12.46)$$

Área da válvula de admissão

A equação (12.47) apresenta o cálculo da área da válvula de admissão, AVI [m^2],

$$AVI = \frac{\pi DVI^2}{4} \quad (12.47)$$

Área da válvula de escape

A equação (12.48) apresenta o cálculo da área da válvula de escape, AVE [m^2],

$$AVE = \frac{\pi DVE^2}{4} \quad (12.48)$$

Coefficiente de perda de carga no sistema de admissão

A equação (12.49) apresenta o cálculo da coeficiente de perda de carga no sistema de admissão, C_i [], em que $C_{i_{entrada}}$ é o coeficiente de perda de carga na entrada da conduta de admissão [] e $C_{i_{conduta}}$ é o coeficiente de perda de carga na conduta de admissão [].

$$C_i = C_{i_{entrada}} + C_{i_{conduta}} \quad (12.49)$$

Coefficiente de perda de carga na conduta de admissão

A equação (12.50) apresenta o cálculo da coeficiente de perda de carga na conduta de admissão, $C_{i_{conduta}}$ [], em que $f_{i_{conduta}}$ é o fator de fricção do diagrama de Moody da conduta de admissão [] e $L_{i_{conduta}}$ é o comprimento da conduta de admissão [m].

$$C_{i_{conduta}} = f_{i_{conduta}} \frac{L_{i_{conduta}}}{D_{i_{conduta}}} \quad (12.50)$$

Fator de fricção do diagrama de Moody da conduta de admissão

A equação (12.51) apresenta o cálculo do fator de fricção do diagrama de Moody da conduta de admissão, $f_{i_{conduta}}$ [], em que Re_i é o número de Reynolds do escoamento na conduta de admissão [] e ε/D_i é a rugosidade relativa da conduta de admissão [].

$$f_{i_{conduta}} = \begin{cases} Re_i > 2400 \Rightarrow \left[1,8 \log \left(\frac{6,9}{Re_i} + \left[\frac{\varepsilon/D_i}{3,7} \right]^{1,11} \right) \right]^{-2} \\ Re_i \leq 2400 \Rightarrow \frac{64}{Re_i} \end{cases} \quad (12.51)$$

Número de Reynolds do escoamento na conduta de admissão

A equação (12.52) apresenta o cálculo do número de Reynolds do escoamento na conduta de admissão, Re_i [], em que μ_{ar} é a viscosidade dinâmica do ar de admissão [Pa s].

$$Re_i = \frac{\rho_{ar} \left[2L N \left(\frac{B}{D_{i_{conduta}}} \right)^2 D_{i_{conduta}} \right]}{\mu_{ar}} \quad (12.52)$$

Viscosidade dinâmica do ar de admissão

A equação (12.53) apresenta o cálculo da viscosidade dinâmica do ar de admissão, μ_{ar} [Pa s].

$$\mu_{ar} = 0.00001711 + 0.0000000486 \times (T_{ar} - 273.15) \quad (12.53)$$

Rugosidade relativa da conduta de admissão

A equação (12.54) apresenta o cálculo da rugosidade relativa da conduta de admissão, ε/D_i [], em que $\varepsilon_{i\text{conduta}}$ é a rugosidade da conduta de admissão [m].

$$\varepsilon/D_i = \frac{\varepsilon_{i\text{conduta}}}{D_{i\text{conduta}}} \quad (12.54)$$

Coefficiente de perda de carga no sistema de escape

A equação (12.55) apresenta o cálculo da coeficiente de perda de carga no sistema de escape, C_e [], em que $C_{e\text{curvatura}}$ é o coeficiente de perda de carga na curvatura da conduta de escape [], $C_{e\text{conduta}}$ é a coeficiente de perda de carga na conduta de escape [], $C_{e\text{saída}}$ é o coeficiente de perda de carga na saída da conduta de escape [].

$$C_e = C_{e\text{curvatura}} + C_{e\text{conduta}} + C_{e\text{saída}} \quad (12.55)$$

Coefficiente de perda de carga na conduta de escape

A equação (12.56) apresenta o cálculo da coeficiente de perda de carga na conduta de escape, $C_{e\text{conduta}}$ [], em que $f_{e\text{conduta}}$ é o fator de fricção do diagrama de Moody da conduta de escape [] e $L_{e\text{conduta}}$ é o comprimento da conduta de escape [m].

$$C_{e\text{conduta}} = f_{e\text{conduta}} \frac{L_{e\text{conduta}}}{D_{e\text{conduta}}} \quad (12.56)$$

Fator de fricção do diagrama de Moody da conduta de escape

A equação (12.57) apresenta o cálculo do fator de fricção do diagrama de Moody da conduta de escape, $f_{e\text{conduta}}$ [], em que Re_e é o número de Reynolds do escoamento na conduta de escape [] e ε/D_e é a rugosidade relativa da conduta de escape [].

$$f_{e\text{conduta}} = \begin{cases} Re_e > 2400 \Rightarrow \left[1,8 \log \left(\frac{6.9}{Re_e} + \left[\frac{\varepsilon/D_e}{3,7} \right]^{1,11} \right) \right]^{-2} \\ Re_e \leq 2400 \Rightarrow \frac{64}{Re_e} \end{cases} \quad (12.57)$$

Número de Reynolds do escoamento na conduta de admissão

A equação (12.58) apresenta o cálculo do número de Reynolds do escoamento na conduta de admissão, Re_i [].

$$Re_e = \frac{101325M_P}{R_u T(0)} \left[2L N \left(\frac{B}{D_{e\text{conduta}}} \right)^2 \right] \frac{D_{e\text{conduta}}}{\frac{0.00000033T(0)^{0,7}}{1 + 0,027\phi}} \quad (12.58)$$

Rugosidade relativa da conduta de escape

A equação (12.59) apresenta o cálculo da rugosidade relativa da conduta de escape, ε/D_e [], em que $\varepsilon_{e\text{conduta}}$ é a rugosidade da conduta de escape [m].

$$\varepsilon/D_e = \frac{\varepsilon_{e\text{conduta}}}{D_{e\text{conduta}}} \quad (12.59)$$

Propriedades termodinâmicas

Quantidade dos constituintes dos reagentes

As equações (12.60), (12.61) e (12.62) apresentam o cálculo da quantidade dos constituintes dos reagentes, n_f , n_{O_2} , n_{N_2} [mol], (combustível, oxigénio e azoto, respetivamente).

$$n_f = 1 \quad (12.60)$$

$$n_{O_2} = \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} \quad (12.61)$$

$$n_{N_2} = 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} \quad (12.62)$$

Fração molar dos constituintes dos reagentes

As equações (12.63), (12.64) e (12.65) apresentam o cálculo da fração molar dos constituintes dos reagentes, \tilde{x}_f , \tilde{x}_{O_2} e \tilde{x}_{N_2} [].

$$\tilde{x}_f = \frac{1}{1 + \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} + 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi}} \quad (12.63)$$

$$\tilde{x}_{O_2} = \frac{\frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi}}{1 + \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} + 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi}} \quad (12.64)$$

$$\tilde{x}_{N_2} = \frac{3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi}}{1 + \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} + 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi}} \quad (12.65)$$

Massa molar dos reagentes

A equação (12.66) apresenta o cálculo da massa molar dos reagentes, M_R [kg/mol], em que M_f é a massa molar do combustível [kg/mol], M_{O_2} é a massa molar da molécula de oxigénio [kg/mol] e M_{CO_2} é a massa molar da molécula de azoto [kg/mol].

$$M_R = x_f M_f + x_{O_2} M_{O_2} + x_{N_2} M_{N_2} \quad (12.66)$$

Massa molar dos constituintes do combustível

A equação (12.67) apresenta o cálculo da massa molar dos constituintes do combustível, M_f [kg/mol], em que M_C é a massa molar do carbono [kg/mol] e M_H é a massa molar do hidrogénio [kg/mol].

$$M_f = a M_C + b M_H \quad (12.67)$$

Relação entre a massa de ar/combustível

A equação (12.68) apresenta o cálculo da relação entre a massa de ar e de combustível, A/F [],

$$A/F = \frac{\left(n_{O_2} M_{O_2} + n_{N_2} M_{N_2}\right)}{n_f M_f} \quad (12.68)$$

Nota: Quando $\Phi = 1$, diz-se que A/F é o valor estequiométrico.

Quantidade dos constituintes dos produtos

As equações (12.69), (12.70), (12.71) e (12.72) apresentam o cálculo da quantidade dos constituintes dos produtos, n_{CO_2} , n_{H_2O} , n_{N_2} , n_{O_2} [mol], (dióxido de carbono, água, azoto e oxigénio respetivamente).

$$n_{CO_2} = a \quad (12.69)$$

$$n_{H_2O} = \frac{b}{2} \quad (12.70)$$

$$n_{N_2} = 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} \quad (12.71)$$

$$n_{O_2} = \left(a + \frac{b}{4}\right) \left(\frac{1}{\Phi} - 1\right) \quad (12.72)$$

Fração molar dos constituintes dos produtos

As equações (12.73), (12.74), (12.75) e (12.76) apresentam o cálculo da fração molar dos constituintes dos produtos, \tilde{x}_{CO_2} , \tilde{x}_{H_2O} , \tilde{x}_{N_2} , \tilde{x}_{O_2} [] .

$$\tilde{x}_{CO_2} = \frac{a}{a + \frac{b}{2} + 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} + \left(a + \frac{b}{4}\right) \left(\frac{1}{\Phi} - 1\right)} \quad (12.73)$$

$$\tilde{x}_{H_2O} = \frac{\frac{b}{2}}{a + \frac{b}{2} + 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} + \left(a + \frac{b}{4}\right) \left(\frac{1}{\Phi} - 1\right)} \quad (12.74)$$

$$\tilde{x}_{N_2} = \frac{3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi}}{a + \frac{b}{2} + 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} + \left(a + \frac{b}{4}\right) \left(\frac{1}{\Phi} - 1\right)} \quad (12.75)$$

$$\tilde{x}_{O_2} = \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right) \left(\frac{1}{\Phi} - 1\right)}{a + \frac{b}{2} + 3.773 \frac{\left(a + \frac{b}{4}\right)}{\Phi} + \left(a + \frac{b}{4}\right) \left(\frac{1}{\Phi} - 1\right)} \quad (12.76)$$

Massa molar dos produtos

A equação (12.77) apresenta o cálculo da massa molar dos produtos, M_P [kg/mol], em que M_{CO_2} é a massa molar da molécula do dióxido de carbono [kg/mol], M_{H_2O} é a massa molar da molécula da água [kg/mol].

$$M_P = x_{CO_2} M_{CO_2} + x_{H_2O} M_{H_2O} + x_{N_2} M_{N_2} + x_{O_2} M_{O_2} \quad (12.77)$$

Massa molar dos constituintes do dióxido de carbono

A equação (12.78) apresenta o cálculo da massa molar dos constituintes do dióxido de carbono, M_{CO_2} [kg/mol].

$$M_{CO_2} = 1 M_C + 1 M_{O_2} \quad (12.78)$$

Massa molar dos constituintes da água

A equação (12.79) apresenta o cálculo da massa molar dos constituintes da água, M_{H_2O} [kg/

mol].

$$M_{H_2O} = 2 M_H + 0,5 M_{O_2} \quad (12.79)$$

Massa volúmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.80) apresenta o cálculo da massa volúmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota, $\rho(\theta)$ [kg/m³].

$$\rho(\theta) = \frac{p(\theta) \times M(\theta)}{R_u \times T(\theta)} \quad (12.80)$$

Massa volúmica da massa não queimada em função do ângulo de cambota

A equação (12.81) apresenta o cálculo da massa volúmica da massa não queimada em função do ângulo de cambota, $\rho_u(\theta)$ [kg/m³], em que $p_m(\theta)$ é a pressão média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota [Pa].

$$\rho_u(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow \frac{p(\theta) M_R}{R_u T_u(\theta)} \\ \theta > 0 \Rightarrow \frac{p_m(\theta - 1) M_R}{R_u T_u(\theta)} \end{cases} \quad (12.81)$$

Massa volúmica da massa queimada em função do ângulo de cambota

A (12.81) apresenta o cálculo da massa volúmica da massa queimada em função do ângulo de cambota, $\rho_b(\theta)$ [kg/m³],

$$\rho_b(\theta) = \begin{cases} \theta < 180 \Rightarrow 0 \\ \theta \geq 180 \Rightarrow \frac{p_m(\theta - 1) M_P}{R_u T_b(\theta)} \end{cases} \quad (12.82)$$

Massa molar da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.83) apresenta o cálculo da massa molar da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota, $M(\theta)$ [kg/mol], $n(\theta)$ é a quantidade da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota [mol].

$$M(\theta) = \frac{M(\theta - 1) n(\theta - 1) + \left[\left(M_R \dot{n}_{i_{in}}(\theta) + \left(\dot{n}_{i_{out}}(\theta) + \dot{n}_{e_{out}}(\theta) + \dot{n}_{e_{in}}(\theta) \right) M(\theta - 1) \right) \right] (t(\theta + 1) - t(\theta))}{\dot{n}_{i_{in}}(\theta) + \left(\dot{n}_{i_{out}}(\theta) + \dot{n}_{e_{out}}(\theta) + \dot{n}_{e_{in}}(\theta) \right) (t(\theta + 1) - t(\theta))} \quad (12.83)$$

Nota: $M(0) = 0.03030776945856830$.

Massa da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.84) apresenta o cálculo da massa da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota, $m(\theta)$ [kg].

$$m(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow n(\theta) M_P \\ \theta > 0 \Rightarrow m(\theta - 1) + \left(\dot{m}_i(\theta - 1) + \dot{m}_e(\theta - 1) \right) (t(\theta) - t(\theta - 1)) \end{cases} \quad (12.84)$$

Quantidade da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.85) apresenta o cálculo da quantidade da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota, $n(\theta)$ [mol], n_p é o somatório das quantidades dos constituintes dos produtos [mol], n_R é o somatório das quantidades dos constituintes dos reagentes [mol], $x_b(\theta)$ é a fração de massa queimada em função do ângulo de cambota [].

$$n(\theta) = \left[n(\theta - 1) + n(\theta - 1) \left(\frac{n_p}{n_R} - 1 \right) (x_b(\theta) - x_b(\theta - 1)) \right] + \left[(\dot{n}_i(\theta - 1) + \dot{n}_e(\theta - 1) (t(\theta) - t(\theta - 1))) \right] \quad (12.85)$$

Nota: $n(0) = 0.000583219701052343$.

Caudais e pressões

Caudal mássico entrada em função do ângulo de cambota

A equação (12.86) apresenta o cálculo do caudal mássico de entrada em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_i(\theta)$ [kg/s], em que $\dot{m}_{i_{inch}}(\theta)$ é o caudal mássico de entrada que entra no cilindro estrangulado em função do ângulo de cambota [kg/s], $\dot{m}_{i_{inchn}}(\theta)$ é o caudal mássico de entrada que entra no cilindro não estrangulado em função do ângulo de cambota [kg/s], $\dot{m}_{i_{outch}}(\theta)$ é o caudal mássico de entrada perdido estrangulado em função do ângulo de cambota [kg/s], $\dot{m}_{i_{outchn}}(\theta)$ é o caudal mássico de entrada perdido não estrangulado em função do ângulo de cambota [kg/s].

$$\dot{m}_i(\theta) = \dot{m}_{i_{inch}}(\theta) + \dot{m}_{i_{inchn}}(\theta) + \dot{m}_{i_{outch}}(\theta) + \dot{m}_{i_{outchn}}(\theta) \quad (12.86)$$

Caudal mássico de entrada que entra no cilindro estrangulado em função do ângulo de cambota

A equação (12.87) apresenta o cálculo do caudal mássico de entrada que entra no cilindro estrangulado em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_{i_{inch}}(\theta)$ [kg/s], em que $p(\theta)$ é a pressão teórica dentro do cilindro em função do ângulo de cambota [Pa], $p_i(\theta)$ é a pressão junto à válvula de admissão em função do ângulo de cambota [Pa], γ é a razão entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante para condições NTP [], R_u é a constante universal dos gases ideais [J/mol K].

$$\dot{m}_{i_{inch}}(\theta) = \begin{cases} \frac{p(\theta)}{p_i(\theta)} \leq 1 & e \quad \frac{p(\theta)}{p_i(\theta)} \leq \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \Rightarrow \frac{0.6 AI(\theta) p_i(\theta)}{\sqrt{\frac{R_u T_{ar}}{M_R}}} \sqrt{\gamma} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \\ 0 \end{cases} \quad (12.87)$$

Caudal mássico de entrada que entra no cilindro não estrangulado em função do ângulo de cambota

A equação (12.88) apresenta o cálculo do caudal mássico de entrada que entra no cilindro estrangulado em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_{i_{inchn}}(\theta)$ [kg/s].

$$\dot{m}_{i_{in_{nch}}}(\theta) = \begin{cases} \frac{p(\theta)}{p_i(\theta)} \leq 1 \text{ e } \frac{p(\theta)}{p_i(\theta)} > \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \Rightarrow \frac{0.6 AI(\theta) p_i(\theta)}{\sqrt{\frac{R_u T_{ar}}{M_R}}} \left(\frac{p(\theta)}{p_i(\theta)}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \\ \times \sqrt{\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1}\right) \times \left(1 - \left(\frac{p(\theta)}{p_i(\theta)}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)} \\ 0 \end{cases} \quad (12.88)$$

Caudal mássico de entrada perdido estrangulado em função do ângulo de cambota

A equação (12.89) apresenta o cálculo do caudal mássico de entrada perdido não estrangulado em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_{i_{out_{ch}}}(\theta)$ [kg/s], em que $\gamma(\theta)$ é a razão entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante em função do ângulo de cambota [].

$$\dot{m}_{i_{out_{ch}}}(\theta) = \begin{cases} \frac{p_i(\theta)}{p(\theta)} \leq 1 \text{ e } \frac{p_i(\theta)}{p(\theta)} \leq \left(\frac{2}{\gamma(\theta)+1}\right)^{\frac{\gamma(\theta)}{\gamma(\theta)-1}} \Rightarrow \frac{-0.7 AI(\theta) p(\theta)}{\sqrt{\frac{R_u T(\theta-1)}{M_P}}} \times \\ \times \sqrt{\gamma(\theta)} \left(\frac{2}{\gamma(\theta)+1}\right)^{\frac{\gamma(\theta)+1}{2(\gamma(\theta)-1)}} \\ 0 \end{cases} \quad (12.89)$$

Nota: $\dot{m}_{i_{out_{ch}}}(0) = 0$.

Caudal mássico de entrada perdido não estrangulado em função do ângulo de cambota

A equação (12.90) apresenta o cálculo do caudal mássico de entrada perdido não estrangulado em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_{i_{out_{nch}}}(\theta)$ [kg/s].

$$\dot{m}_{i_{out_{nch}}}(\theta) = \begin{cases} \frac{p_i(\theta)}{p(\theta)} \leq 1 \text{ e } \frac{p_i(\theta)}{p(\theta)} > \left(\frac{2}{\gamma(\theta)+1}\right)^{\frac{\gamma(\theta)}{\gamma(\theta)-1}} \Rightarrow \frac{-0.7 AI(\theta) p(\theta)}{\sqrt{\frac{R_u T(\theta-1)}{M_P}}} \left(\frac{p_i(\theta)}{p(\theta)}\right)^{\frac{1}{\gamma(\theta)}} \\ \times \sqrt{\left(\frac{2\gamma(\theta)}{\gamma(\theta)+1}\right) \times \left(1 - \left(\frac{p_i(\theta)}{p(\theta)}\right)^{\frac{\gamma(\theta)-1}{\gamma(\theta)}}\right)} \\ 0 \end{cases} \quad (12.90)$$

Nota: $\dot{m}_{i_{out_{nch}}}(0) = 0$.

Caudal de entrada em função do ângulo de cambota

A equação (12.91) apresenta o cálculo do caudal de entrada em função do ângulo de cambota, $\dot{n}_i(\theta)$ [mol/s], em que $\dot{n}_{i_{in}}(\theta)$ é o caudal de entrada que entra no cilindro em função do ângulo de cambota [mol/s] e $\dot{n}_{i_{out}}(\theta)$ é o caudal de entrada perdido para o escape em função do ângulo de cambota [mol/s].

$$\dot{n}_i(\theta) = \dot{n}_{i_{in}}(\theta) + \dot{n}_{i_{out}}(\theta) \quad (12.91)$$

Caudal entrada que entra no cilindro em função do ângulo de cambota

A equação (12.92) apresenta o cálculo do caudal de entrada que entra no cilindro em função do

ângulo de cambota, $\dot{n}_{i_{in}}(\theta)$ [mol/s].

$$\dot{n}_{i_{in}}(\theta) = \frac{\dot{m}_{i_{inch}}(\theta) + \dot{m}_{i_{in_{nch}}}(\theta)}{M_R} \quad (12.92)$$

Caudal de entrada perdida para o escape em função do ângulo de cambota

A equação (12.93) apresenta o cálculo caudal de entrada perdido para o escape em função do ângulo de cambota, $\dot{n}_{i_{out}}(\theta)$ [mol/s], em que $M(\theta)$ é a massa molar da mistura dos reagentes e dos produtos [kg/mol].

$$\dot{n}_{i_{out}}(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow \frac{\dot{m}_{i_{out_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{i_{out_{nch}}}(\theta)}{M(\theta)} \\ \theta = 0,25 \Rightarrow \frac{\dot{m}_{i_{out_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{i_{out_{nch}}}(\theta)}{M_R(\theta)} \\ \theta > 0,25 \Rightarrow \frac{\dot{m}_{i_{out_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{i_{out_{nch}}}(\theta)}{M(\theta - 1)} \end{cases} \quad (12.93)$$

Caudal mássico saída em função do ângulo de cambota

A equação (12.94) apresenta o cálculo do caudal mássico de saída em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_e(\theta)$ [kg/s], em que $\dot{m}_{e_{inch}}(\theta)$ é o caudal mássico de saída estrangulado retido no cilindro em função do ângulo de cambota [kg/s], $\dot{m}_{e_{in_{nch}}}(\theta)$ é o caudal mássico de saída não estrangulado retido no cilindro em função do ângulo de cambota [kg/s], $\dot{m}_{e_{out_{ch}}}(\theta)$ é o caudal mássico de saída estrangulado que sai do cilindro em função do ângulo de cambota [kg/s], $\dot{m}_{e_{out_{nch}}}(\theta)$ é o caudal mássico de saída não estrangulado que sai do cilindro em função do ângulo de cambota [kg/s].

$$\dot{m}_e(\theta) = \dot{m}_{e_{inch}}(\theta) + \dot{m}_{e_{in_{nch}}}(\theta) + \dot{m}_{e_{out_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{e_{out_{nch}}}(\theta) \quad (12.94)$$

Caudal mássico de saída estrangulado que sai do cilindro em função do ângulo de cambota

A equação (12.95) apresenta o caudal mássico de saída estrangulado que sai do cilindro em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_{e_{inch}}(\theta)$ [kg/s], em que $p_e(\theta)$ é a pressão junto à válvula de escape em função do ângulo de cambota [Pa].

$$\dot{m}_{e_{out_{ch}}}(\theta) = \begin{cases} \frac{p_e(\theta)}{p(\theta)} \leq 1 \text{ e } \frac{p_e(\theta)}{p(\theta)} \leq \left(\frac{2}{\gamma(\theta) + 1}\right)^{\frac{\gamma(\theta)}{\gamma(\theta) - 1}} \Rightarrow \frac{-0.7AE(\theta) p(\theta)}{\sqrt{\frac{R_u T(\theta - 1)}{M_p}}} \sqrt{\gamma(\theta)} \\ \times \left(\frac{2}{\gamma(\theta) + 1}\right)^{\frac{\gamma(\theta) + 1}{2(\gamma(\theta) - 1)}} \\ 0 \end{cases} \quad (12.95)$$

Nota: $\dot{m}_{e_{out_{ch}}}(0) = 0$.

Caudal mássico de saída que sai do cilindro não estrangulado em função do ângulo de cambota

A equação (12.96) apresenta o caudal mássico de saída não estrangulado que sai do cilindro em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_{e_{out_{nch}}}(\theta)$ [kg/s].

$$\dot{m}_{e_{out_{nch}}}(\theta) = \begin{cases} \frac{p_e(\theta)}{p(\theta)} \leq 1 \text{ e } \frac{p_e(\theta)}{p(\theta)} > \left(\frac{2}{\gamma(\theta)+1}\right)^{\frac{\gamma(\theta)}{\gamma(\theta)-1}} \Rightarrow \frac{-0.7AE(\theta)p(\theta)}{\sqrt{\frac{R_u T(\theta-1)}{M_P}}} \times \left(\frac{p_e(\theta)}{p(\theta)}\right)^{\frac{1}{\gamma(\theta)}} \\ 0 \end{cases} \times \sqrt{\left(\frac{2\gamma(\theta)}{\gamma(\theta)+1}\right) \left(1 - \left(\frac{p_e(\theta)}{p(\theta)}\right)^{\frac{\gamma(\theta)-1}{\gamma(\theta)}}\right)} \quad (12.96)$$

Nota: $\dot{m}_{e_{out_{nch}}}(0) = 0$.

Caudal mássico de saída estrangulado retido no cilindro em função do ângulo de cambota

A equação (12.97) apresenta o cálculo do caudal mássico de saída estrangulado retido no cilindro em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_{e_{in_{ch}}}(\theta)$ [kg/s].

$$\dot{m}_{e_{in_{ch}}}(\theta) = \begin{cases} \frac{p(\theta)}{p_e(\theta)} \leq 1 \text{ e } \frac{p(\theta)}{p_e(\theta)} \leq \left(\frac{2}{\gamma(\theta)+1}\right)^{\frac{\gamma(\theta)}{\gamma(\theta)-1}} \Rightarrow \frac{0.6Ae(\theta)p_e(\theta)}{\sqrt{\frac{R_u T(\theta-1)}{M_P}}} \sqrt{\gamma(\theta)} \\ 0 \end{cases} \times \left(\frac{2}{\gamma(\theta)+1}\right)^{\frac{\gamma(\theta)+1}{2(\gamma(\theta)-1)}} \quad (12.97)$$

Nota: $\dot{m}_{e_{in_{ch}}}(0) = 0$.

Caudal mássico de saída não estrangulado retido no cilindro em função do ângulo de cambota

A equação (12.98) apresenta o cálculo do caudal mássico de saída não estrangulado retido no cilindro em função do ângulo de cambota, $\dot{m}_{e_{in_{nch}}}(\theta)$ [kg/s],

$$\dot{m}_{e_{in_{nch}}}(\theta) = \begin{cases} \frac{p(\theta)}{p_e(\theta)} \leq 1 \text{ e } \frac{p(\theta)}{p_e(\theta)} > \left(\frac{2}{\gamma(\theta)+1}\right)^{\frac{\gamma(\theta)}{\gamma(\theta)-1}} \Rightarrow \frac{0.6AE(\theta)p_e(\theta)}{\sqrt{\frac{R_u T(\theta-1)}{M_P}}} \left(\frac{p(\theta)}{p_e(\theta)}\right)^{\frac{1}{\gamma(\theta)}} \\ 0 \end{cases} \times \sqrt{\left(\frac{2\gamma(\theta)}{\gamma(\theta)+1}\right) \times \left(1 - \left(\frac{p(\theta)}{p_e(\theta)}\right)^{\frac{\gamma(\theta)-1}{\gamma(\theta)}}\right)} \quad (12.98)$$

Nota: $\dot{m}_{e_{in_{nch}}}(0) = 0$.

Caudal de saída em função do ângulo de cambota

A equação (12.99) apresenta o cálculo do caudal de saída em função do ângulo de cambota, $\dot{n}_e(\theta)$ [mol/s], em que $\dot{n}_{e_{in}}(\theta)$ é o caudal de saída retido dentro do cilindro em função do ângulo de cambota [mol/s] e $\dot{n}_{e_{out}}(\theta)$ é o caudal de saída que sai do cilindro em função do ângulo de cambota [mol/s].

$$\dot{n}_e(\theta) = \dot{n}_{e_{in}}(\theta) + \dot{n}_{e_{out}}(\theta) \quad (12.99)$$

Caudal de saída retido dentro do cilindro em função do ângulo de cambota

A equação (12.100) apresenta o cálculo do caudal de saída retido dentro do cilindro em função

do ângulo de cambota, $\dot{n}_{e_{in}}(\theta)$ [mol/s].

$$\dot{n}_{e_{in}}(\theta) = \frac{\dot{m}_{e_{in_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{e_{in_{nch}}}(\theta)}{M_p} \quad (12.100)$$

Caudal de saída que sai do cilindro em função do ângulo de cambota

A equação (12.101) apresenta o cálculo do caudal de saída que sai do cilindro em função do ângulo de cambota, $\dot{n}_{e_{out}}(\theta)$ [mol/s].

$$\dot{n}_{e_{out}}(\theta) = \frac{\dot{m}_{e_{out_{ch}}}(\theta) + \dot{m}_{e_{out_{nch}}}(\theta)}{M_p(\theta)} \quad (12.101)$$

Caudal mássico de ar admitido no motor

A equação (12.102) apresenta o cálculo do caudal mássico de ar admitido no motor, \dot{m}_{ar} [kg/s], em que \dot{m} é o caudal de mistura fresca admitida no motor [kg/s] e \dot{m}_f é o caudal do combustível admitido no motor [kg/s].

$$\dot{m}_{ar} = \dot{m}_{mist} - \dot{m}_f \quad (12.102)$$

Caudal mássico de mistura fresca admitida no motor

A equação (12.103) apresenta o cálculo do caudal mássico de mistura fresca admitido no motor, \dot{m}_{mist} [kg/s].

$$\dot{m}_{mist} = \frac{n_{cil} \left(\begin{array}{l} \sum_{\theta=0}^{720} \left[\left(m_{i_{in_{ch}}}(\theta) + m_{i_{in_{nch}}}(\theta) \right) (t(\theta+1) - t(\theta)) \right] \\ + \sum_{\theta=0}^{720} \left[\left(m_{i_{out_{ch}}}(\theta) + m_{i_{out_{nch}}}(\theta) \right) (t(\theta+1) - t(\theta)) \right] \end{array} \right)}{n_r/N} \quad (12.103)$$

Caudal mássico do combustível admitido no motor

A equação (12.104) apresenta o cálculo do caudal mássico do combustível admitido no motor, \dot{m}_f [kg/s].

$$\dot{m}_f = \frac{\dot{m}_{mist}}{A/F + 1} \quad (12.104)$$

Pressão junto à válvula de admissão em função do ângulo de cambota

A (12.105) apresenta o cálculo da pressão junto à válvula de admissão em função do ângulo de cambota, $p_i(\theta)$ [Pa], em que $\Delta p_{borboleta}$ é a diferença de pressão antes e depois da borboleta [Pa], C_i é o coeficiente de perda de carga no sistema de admissão [] e $D_{i_{conduta}}$ é diâmetro da conduta de admissão [m].

$$p_i(\theta) = \begin{cases} \dot{m}_i(\theta) \leq 0 \Rightarrow p_{atm} - \Delta p_{borboleta} + \frac{C_i}{2} \rho_{ar} \left(\frac{\dot{m}_i(\theta-1)}{\frac{\pi}{4} \rho_{ar} D_{i_{conduta}}^2} \right)^2 \\ \dot{m}_i(\theta) > 0 \Rightarrow p_{atm} - \Delta p_{borboleta} - \frac{C_i}{2} \rho_{ar} \left(\frac{\dot{m}_i(\theta-1)}{\frac{\pi}{4} \rho_{ar} D_{i_{conduta}}^2} \right)^2 \end{cases} \quad (12.105)$$

Nota: $p_i(0) = p_{atm} - \Delta p_{borboleta}$.

Pressão junto à válvula de escape em função do ângulo de cambota

A equação (12.106) apresenta o cálculo da pressão junto à válvula de escape em função do ângulo de cambota, $p_e(\theta)$ [Pa], em que C_e é a coeficiente de perda de carga no sistema de escape [] e $D_{econduta}$ é diâmetro da conduta de escape [m].

$$p_e(\theta) = \begin{cases} \dot{m}_e(\theta - 1) > 0 \Rightarrow p_{atm} - \frac{C_e}{2} \rho(\theta - 1) \left(\frac{\dot{m}_e(\theta - 1)}{\frac{\pi}{4} \rho(\theta - 1) D_{econduta}^2} \right)^2 \\ \dot{m}_e(\theta - 1) \leq 0 \Rightarrow p_{atm} + \frac{C_e}{2} \rho(\theta - 1) \left(\frac{\dot{m}_e(\theta - 1)}{\frac{\pi}{4} \rho(\theta - 1) D_{econduta}^2} \right)^2 \end{cases} \quad (12.106)$$

Nota: $p_e(0) = p_{atm}$.

Pressão média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota

A equação (12.107) apresenta o cálculo da pressão média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota, $p_m(\theta)$ [Pa],

$$p_m(\theta) = \begin{cases} \theta < \theta_0 \text{ ou } \theta > 540 \Rightarrow p(\theta) \\ \theta \geq \theta_0 \text{ ou } \theta \leq 540 \Rightarrow \frac{n(\theta) R_u T_m(\theta)}{R_u T_b(\theta)} \end{cases} \quad (12.107)$$

Pressão teórica dentro do cilindro em função do ângulo de cambota

A equação (12.108) apresenta o cálculo da pressão teórica dentro do cilindro em função do ângulo de cambota, $p(\theta)$ [Pa], em que $T_m(\theta)$ é a temperatura média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota [K].

$$p(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow \begin{cases} \theta > \theta_0 \text{ e } \theta < \theta_0 + \Delta\theta \Rightarrow \frac{n(\theta) R_u T_m(\theta)}{V(\theta)} \\ \frac{n(\theta) R_u T(\theta)}{V(\theta)} \\ \theta > 0 \Rightarrow \frac{n(\theta) R_u T(\theta)}{V(\theta)} \end{cases} \end{cases} \quad (12.108)$$

Modelo de transferência de calor

Calor específico a pressão constante dos reagentes em função do ângulo de cambota

A equação (12.109) apresenta o cálculo do calor específico a pressão constante dos reagentes em função do ângulo de cambota, $\bar{C}_{p_R}(\theta)$ [J/mol K], em que $\bar{C}_{p_f}(\theta)$ é o calor específico a pressão constante do combustível em função do ângulo de cambota [J/mol K], $\bar{C}_{p_{O_2}}(\theta)$ é o calor específico a pressão constante do oxigênio em função do ângulo de cambota [J/mol K] e $\bar{C}_{p_{N_2}}(\theta)$ é o calor específico a pressão contante do azoto em função do ângulo de cambota [J/mol K].

$$\bar{C}_{p_R}(\theta) = x_f \bar{C}_{p_f}(\theta) + x_{O_2} \bar{C}_{p_{O_2}}(\theta) + x_{N_2} \bar{C}_{p_{N_2}}(\theta) \quad (12.109)$$

Calor específico a pressão constante do combustível em função do ângulo de cambota

A equação (12.110) apresenta o cálculo do calor específico a pressão constante do combustível em função do ângulo de cambota, $\bar{C}_{p_f}(\theta)$ [J/mol K], em que a_1, a_2, a_3, a_4, a_5 são os coeficientes dos polinómios de ajuste da curva para o hidrogénio e $T(\theta)$ é a temperatura em função do ângulo de cambota [K].

$$\bar{C}_{p_f}(\theta) = 4.184 \left[a_1 + a_2 \left(\frac{T(\theta)}{1000} \right) + a_3 \left(\frac{T(\theta)}{1000} \right)^2 + a_4 \left(\frac{T(\theta)}{1000} \right)^3 + a_5 \left(\frac{T(\theta)}{1000} \right)^4 + \frac{a_5}{\left(\frac{T(\theta)}{1000} \right)^2} \right] \quad (12.110)$$

Nota: Para $\theta = 0$ foi utilizado $T(0)$ e para $0 < \theta \leq 540$ foi utilizado $T_u(\theta)$ em vez de $T(\theta)$.

Calor específico a pressão constante do oxigénio em função do ângulo de cambota

A equação (12.111) apresenta o cálculo do calor específico a pressão do oxigénio em função do ângulo de cambota, $\bar{C}_{p_{O_2}}(\theta)$ [J/mol K], em que $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$ são os coeficientes dos polinómios de ajuste da curva para o oxigénio.

$$\bar{C}_{p_{O_2}}(\theta) = R_u (a_1 T(\theta)^{-2} + a_2 T(\theta)^{-1} + a_3 + a_4 T(\theta) + a_5 T(\theta)^2 + a_6 T(\theta)^3 + a_7 T(\theta)^4) \quad (12.111)$$

Nota: Foram utilizadas 2 listas para os valores para os coeficientes acima indicados, uma das listas corresponde ao intervalo de temperaturas de 200-1000 K e outra lista ao de 1000-6000 K. Para $\theta = 0$ foi utilizado $T(0)$ e para $0 < \theta \leq 540$ foi utilizado $T_u(\theta)$ em vez de $T(\theta)$.

Calor específico a pressão constante do azoto em função do ângulo de cambota

A (12.112) apresenta o cálculo do calor específico a pressão constante do azoto em função do ângulo de cambota, $\bar{C}_{p_{N_2}}(\theta)$ [J/mol K], em que $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$ são os coeficientes dos polinómios de ajuste da curva para o azoto.

$$\bar{C}_{p_{N_2}}(\theta) = R_u (a_1 T(\theta)^{-2} + a_2 T(\theta)^{-1} + a_3 + a_4 T(\theta) + a_5 T(\theta)^2 + a_6 T(\theta)^3 + a_7 T(\theta)^4) \quad (12.112)$$

Nota: Foram utilizadas 2 listas para os valores para os coeficientes acima indicados, uma das listas corresponde ao intervalo de temperaturas de 200-1000 K e outra lista ao de 1000-6000 K. Para $\theta = 0$ foi utilizado $T(0)$ e para $0 < \theta \leq 540$ foi utilizado $T_u(\theta)$ em vez de $T(\theta)$.

Calor específico dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.113) apresenta o cálculo do calor específico dos reagentes em função do ângulo de cambota, $\bar{C}_{p_p}(\theta)$ [J/mol K], em que $\bar{C}_{p_{CO_2}}(\theta)$ é o calor específico do dióxido de carbono em função do ângulo de cambota [J/mol K] em função do ângulo de cambota, $\bar{C}_{p_{H_2O}}(\theta)$ é o calor específico da água em função do ângulo de cambota [J/mol K], $\bar{C}_{p_{N_2}}(\theta)$ é o calor específico do azoto em função do ângulo de cambota [J/mol K] e $\bar{C}_{p_{O_2}}(\theta)$ é o calor específico do oxigénio em função do ângulo de cambota [J/mol K].

$$\bar{C}_{p_p}(\theta) = x_{CO_2} \bar{C}_{p_{CO_2}}(\theta) + x_{H_2O} \bar{C}_{p_{H_2O}}(\theta) + x_{N_2} \bar{C}_{p_{N_2}}(\theta) + x_{O_2} \bar{C}_{p_{O_2}}(\theta) \quad (12.113)$$

Nota: Os valores de calor específico dos produtos e seus constituintes foram calculados a partir de $\theta \geq 320$.

Calor específico do dióxido de carbono em função do ângulo de cambota

A (12.114) apresenta o cálculo do calor específico do oxigênio em função do ângulo de cambota, $\bar{c}_{p_{CO_2}}(\theta)$ [J/mol K], em que $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$ são os coeficientes dos polinômios de ajuste da curva para o dióxido de carbono.

$$\bar{c}_{p_{CO_2}}(\theta) = R_u (a_1 T(\theta)^{-2} + a_2 T(\theta)^{-1} + a_3 + a_4 T(\theta) + a_5 T(\theta)^2 + a_6 T(\theta)^3 + a_7 T(\theta)^4) \quad (12.114)$$

Nota: Foram utilizadas 2 listas para os valores para os coeficientes acima indicados, uma das listas corresponde ao intervalo de temperaturas de 200-1000 K e outra lista ao de 1000-6000 K.

Calor específico da água em função do ângulo de cambota

A equação (12.115) apresenta o cálculo do calor específico da água em função do ângulo de cambota, $\bar{c}_{p_{H_2O}}(\theta)$ [J/mol K], em que $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$ são os coeficientes dos polinômios de ajuste da curva para a água.

$$\bar{c}_{p_{H_2O}}(\theta) = R_u (a_1 T(\theta)^{-2} + a_2 T(\theta)^{-1} + a_3 + a_4 T(\theta) + a_5 T(\theta)^2 + a_6 T(\theta)^3 + a_7 T(\theta)^4) \quad (12.115)$$

Nota: Foram utilizadas 2 listas para os valores para os coeficientes acima indicados, uma das listas corresponde ao intervalo de temperaturas de 200-1000 K e outra lista ao de 1000-6000 K.

Calor específico do azoto em função do ângulo de cambota

A equação (12.116) apresenta o cálculo do calor específico do azoto em função do ângulo de cambota, $\bar{c}_{p_{N_2}}(\theta)$ [J/mol K], em que $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$ são os coeficientes dos polinômios de ajuste da curva para o azoto.

$$\bar{c}_{p_{N_2}}(\theta) = R_u (a_1 T(\theta)^{-2} + a_2 T(\theta)^{-1} + a_3 + a_4 T(\theta) + a_5 T(\theta)^2 + a_6 T(\theta)^3 + a_7 T(\theta)^4) \quad (12.116)$$

Nota: Foram utilizadas 2 listas para os valores para os coeficientes acima indicados, uma das listas corresponde ao intervalo de temperaturas de 200-1000 K e outra lista ao de 1000-6000 K.

Calor específico do oxigênio em função do ângulo de cambota

A equação (12.117) apresenta o cálculo do calor específico do oxigênio em função do ângulo de cambota, $\bar{c}_{p_{O_2}}(\theta)$ [J/mol K], em que $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7$ são os coeficientes dos polinômios de ajuste da curva para o oxigênio.

$$\bar{c}_{p_{O_2}}(\theta) = R_u \times (a_1 T(\theta)^{-2} + a_2 T(\theta)^{-1} + a_3 + a_4 T(\theta) + a_5 T(\theta)^2 + a_6 T(\theta)^3 + a_7 T(\theta)^4) \quad (12.117)$$

Nota: Foram utilizadas 2 listas para os valores para os coeficientes acima indicados, uma das listas corresponde ao intervalo de temperaturas de 200-1000 K e outra lista ao de 1000-6000 K.

Razão entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante em função do ângulo de cambota

A equação (12.118) apresenta o cálculo da razão entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante em função do ângulo de cambota, $\gamma(\theta)$ [], em que $\bar{c}_p(\theta)$ é o calor específico a pressão constante da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota [J/mol K].

$$\gamma(\theta) = \frac{\bar{C}_p(\theta)}{\bar{C}_p(\theta) \times R_u} \quad (12.118)$$

Calor específico a pressão constante da mistura dos reagentes e dos produtos

A equação (12.119) apresenta o cálculo do calor específico a pressão constante da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota, $\bar{C}_p(\theta)$ [J/mol K],

$$\bar{C}_p(\theta) = (1 - x_b(\theta)) \times \bar{C}_{pR}(\theta) + x_b(\theta) \times \bar{C}_{pP}(\theta) \quad (12.119)$$

Condutibilidade térmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.120) apresenta o cálculo da condutibilidade térmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota, $K(\theta)$ [W/m² K], em que $K_R(\theta)$ é a condutibilidade térmica dos reagentes em função do ângulo de cambota [W/m² K] e $K_P(\theta)$ é a condutibilidade térmica dos produtos em função do ângulo de cambota [W/m² K].

$$K(\theta) = (1 - x_b(\theta)) K_R(\theta) + x_b(\theta) K_P(\theta) \quad (12.120)$$

Condutibilidade térmica dos reagentes em função do ângulo de cambota

A equação (12.121) apresenta o cálculo da condutibilidade térmica dos reagentes em função do ângulo de cambota, $K_R(\theta)$ [W/m² K], em que $\mu_{air}(\theta)$ é a viscosidade dinâmica do ar em função do ângulo de cambota [Pa s] e $C_{VR}(\theta)$ é o calor específico a volume constante dos reagentes em função do ângulo de cambota [J/kg K].

$$K_R(\theta) = \frac{(9\gamma - 5) \mu_{air}(\theta) C_{VR}(\theta)}{4} \quad (12.121)$$

Viscosidade dinâmica do ar em função do ângulo de cambota

A equação (12.122) apresenta o cálculo da viscosidade dinâmica do ar em função do ângulo de cambota, $\mu_{air}(\theta)$ [Pa s].

$$\mu_{air}(\theta) = 0.00000033T(\theta)^{0,7} \quad (12.122)$$

Calor específico a volume constante dos reagentes em função do ângulo de cambota

A equação (12.123) apresenta o cálculo do calor específico a volume constante dos reagentes em função do ângulo de cambota, $C_{VR}(\theta)$ [J/kg K], em que $\bar{C}_{VR}(\theta)$ é o calor específico a volume constante dos reagentes em função do ângulo de cambota [J/mol K].

$$C_{VR}(\theta) = \frac{\bar{C}_{VR}}{M_R} = \frac{\bar{C}_{PR} - R_u}{M_R} \quad (12.123)$$

Condutibilidade térmica dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.124) apresenta o cálculo da condutibilidade térmica dos produtos em função do ângulo de cambota, $K_P(\theta)$ [W/m² K], em que $\mu_p(\theta)$ é a viscosidade dinâmica dos produtos em função do ângulo de cambota [Pa s] e $C_{vP}(\theta)$ é o calor específico a volume constante dos produtos em função do ângulo de cambota [J/kg K].

$$K_P(\theta) = \frac{(9\gamma(\theta) - 5) \mu_p(\theta) C_{vP}(\theta)}{4} \quad (12.124)$$

Viscosidade dinâmica dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.125) apresenta o cálculo da viscosidade dinâmica dos produtos em função do ângulo de cambota, $\mu_p(\theta)$ [Pa s],

$$\mu_p(\theta) = \frac{\mu_{air}(\theta)}{1 + 0.027 \times \phi} \quad (12.125)$$

Calor específico a volume constante dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.126) apresenta o cálculo do calor específico a volume constante dos produtos em função do ângulo de cambota, $C_{v_p}(\theta)$ [J/kg K], em que $\bar{C}_{v_p}(\theta)$ é o calor específico a volume constante dos produtos em função do ângulo de cambota [J/mol K].

$$C_{v_p}(\theta) = \frac{\bar{C}_{v_p}}{M_p} = \frac{\bar{C}_{p_p} - R_u}{M_p} \quad (12.126)$$

Viscosidade dinâmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do Ângulo de cambota

A equação (12.127)(12.80) apresenta o cálculo da viscosidade dinâmica da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota, $\mu(\theta)$ [Pa s],

$$\mu(\theta) = (1 - x_b(\theta)) \mu_{air}(\theta) + x_b(\theta) \mu_p(\theta) \quad (12.127)$$

Perdas térmicas resultantes da transferência de calor em função do ângulo de cambota

A equação (12.128) apresenta o cálculo das Perdas térmicas resultantes da transferência de calor em função do ângulo de cambota, $\Delta T_{ht}(\theta)$ [K], em que $C_v(\theta)$ é o calor específico a volume constante da mistura dos reagentes e dos produtos em função do ângulo de cambota [J/kg K].

$$\Delta T_{ht}(\theta) = \frac{Q(\theta)}{m(\theta) \times C_v(\theta)} \quad (12.128)$$

Calor específico a volume constante da mistura dos reagentes e dos produtos

A equação (12.129) apresenta o cálculo da temperatura perdida por transferência de calor em função do ângulo de cambota, $C_v(\theta)$ [J/kg K],

$$C_v(\theta) = (1 - x_b(\theta)) C_{v_R}(\theta) + x_b(\theta) C_{v_P}(\theta) \quad (12.129)$$

Temperatura média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota

A equação (12.130) apresenta o cálculo da temperatura média da mistura da massa queimada e não queimada em função do ângulo de cambota, $T_m(\theta)$ [K], em que $T_u(\theta)$ é a temperatura da massa não queimada em função do ângulo de cambota [K], $x_{b_{teste}}(\theta)$ é a fração de massa queimada em função do ângulo de cambota segundo um modelo definido pelo autor do código [], η_c é o rendimento da combustão [], $T_b(\theta)$ é a temperatura da massa queimada em função do ângulo de cambota [K], $\eta_c(\theta)$ é o rendimento da combustão em função do ângulo de cambota [].

$$T_m(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow T_u(\theta) + x_{b_{teste}}(\theta) \eta_c (T_b(\theta) - T_u(\theta)) \\ \theta > 0 \Rightarrow T_u(\theta) + x_{b_{teste}}(\theta) \eta_c(\theta) (T_b(\theta) - T_u(\theta)) \end{cases} \quad (12.130)$$

Temperatura da massa não queimada em função do ângulo de cambota

A equação (12.131) apresenta o cálculo da temperatura da massa não queimada em função do ângulo de cambota, $T_u(\theta)$ [K].

$$T_u(\theta) = \begin{cases} \theta < \theta_o \Rightarrow T(\theta) \\ \theta \geq \theta_o \Rightarrow T_u(\theta - 1) \left(\frac{V(\theta - 1)}{V(\theta)} \right)^{\gamma(320)-1} \end{cases} \quad (12.131)$$

Temperatura da massa queimada em função do ângulo de cambota

A equação (12.132) apresenta o cálculo da temperatura da massa queimada em função do ângulo de cambota, $T_b(\theta)$ [K],

$$T_b(\theta) = \begin{cases} \theta < 180 \Rightarrow 0 \\ 180 \leq \theta \leq 360 \Rightarrow T_b(\theta + 1) \times \left(\frac{V(\theta)}{V(\theta - 1)} \right)^{\gamma(390,5)-1} \\ \theta > 360 \Rightarrow T(\theta) \end{cases} \quad (12.132)$$

Calor específico a pressão constante dos produtos em função do ângulo de cambota

A equação (12.133) apresenta o cálculo do calor específico dos produtos em função do ângulo de cambota $C_{P_p}(\theta)$ [J/kg K].

$$C_{P_p}(\theta) = \bar{C}_{P_p}(\theta)/M_p \quad (12.133)$$

Cálculo de número de Peclet

A equação (12.134), representa a correlação de duas placas proposta por Lavoie [H36-pag664].

Partindo deste valor é possível obter a distância de extinção de chama numa placa em função do ângulo de cambota, $d_{q_1}(\theta)$ [m], a partir da equação, (12.135) onde $C_{P_p}(\theta)$ é o calor específico a pressão constante dos produtos em função do ângulo de cambota [J/kg K].

$$Pe_2(\theta) = \frac{9,5}{\phi} \times \left(\frac{p_m(\theta)}{101325} \right)^{0,26 \times \text{Mínimo}(1:1/\phi^2)} \quad (12.134)$$

$$d_{q_1}(\theta) = \begin{cases} \theta \leq 540 \Rightarrow \begin{cases} \theta > \theta_o \Rightarrow \frac{0,2Pe_2(\theta) K_p(\theta)}{\rho_u(\theta) SL_{xb}(\theta) C_{P_p}(\theta)} = \frac{0,2Pe_2(\theta) K_p(\theta)}{\rho_u(\theta) SL_{xb}(\theta) \frac{\bar{C}_{P_p}(\theta)}{M_p}} \\ \theta \leq \theta_o \Rightarrow 0 \end{cases} \\ \theta > 540 \Rightarrow d_{q_1}(\theta - 1) \end{cases} \quad (12.135)$$

Prestações

Trabalho indicado por cilindro

A equação (12.136) apresenta o cálculo do trabalho indicado por cilindro, $W_{c_{cil}}$ [J], em que $W_{c_{cil}}(\theta)$ é o trabalho indicado por cilindro em função do ângulo de cambota [J].

$$W_{c_{cil}} = \oint p(\theta) dV(\theta) \cong \sum_{\theta=0}^{720} W_{c_{cil}}(\theta) \quad (12.136)$$

Trabalho indicado por cilindro

A equação (12.137) apresenta o cálculo do trabalho indicado por cilindro em função do ângulo de cambota, $W_{c_{cil}}(\theta)$ [J],

$$W_{cil}(\theta) = 0,5 (p_m(\theta + 1) - p_m(\theta)) (V(\theta) + V(\theta + 1)) \quad (12.137)$$

Potência indicada por cilindro

A equação (12.138) apresenta o cálculo da potência indicada por cilindro, P_{cil} [W],

$$P_{cil} = (W_{cil} N) / n_r \quad (12.138)$$

Potência indicada total

A equação (12.139) apresenta o cálculo da potência indicada total, P_i [kW],

$$P_i = (n_{cil} P_{cil}) / 1000 \quad (12.139)$$

Binário indicado por cilindro

A equação (12.140) apresenta o cálculo do binário indicado por cilindro, T_{cil} [Nm],

$$T_{cil} = P_{cil} / (2 \pi N) \quad (12.140)$$

Binário indicado total

A equação (12.141) apresenta o cálculo do binário indicado total, T_i [Nm],

$$T_i = T_{cil} n_{cil} \quad (12.141)$$

Pressão média efetiva indicada

A equação (12.142) apresenta o cálculo da pressão média efetiva indicada, $imep$ [kPa],

$$imep = W_{cil}(\theta) \times 10^{-3} / V_{d_{cil}} \quad (12.142)$$

Consumo específico indicado

A equação (12.143) apresenta o cálculo do consumo específico indicado, $isfc$ [g/kW h], em que \dot{m}_f é o caudal mássico de combustível admitido no motor [kg/s].

$$isfc = \frac{\dot{m}_f}{P_i} \times 1000 \times 3600 \quad (12.143)$$

Rendimento da conversão do combustível indicado

A equação (12.144) apresenta o cálculo do rendimento da conversão do combustível indicado, η_{fi} [], Q_{LHVp} é o poder calorífico inferior do combustível [MJ/kg].

$$\eta_{fi} = \frac{3600}{isfc Q_{LHVp}} \quad (12.144)$$

Rendimento da combustão

A equação (12.145) apresenta o cálculo do rendimento da combustão, η_c [], em que d_{q_1} é a distância de extinção de chama numa placa [m] é dada pela equação (12.146), em que $C_{pR}(\theta)$ é o calor específico dos reagentes em função do ângulo de cambota [J/kg K].

$$\eta_c = \frac{V(500) - (A(500) d_{q_1})}{V(500)} \quad (12.145)$$

$$\begin{aligned}
 d_{q_1} &= 0,2 \frac{9,5}{\phi} \left(\frac{P_m(500)}{101325} \right)^{0,26 \times \text{Mínimo}(1:1/\phi^2)} \frac{K_R(500)}{\rho_u(500) SL_{xb}(500) C_{P_R}(500)} \\
 &= 0,2 \frac{9,5}{\phi} \left(\frac{P_m(500)}{101325} \right)^{0,26 \times \text{Mínimo}(1:1/\phi^2)} \frac{K_R(500)}{\rho_u(500) SL_{xb}(500) \frac{\bar{C}_{P_R}(500)}{M_R}}
 \end{aligned} \tag{12.146}$$

Rendimento da combustão em função do ângulo de cambota

A equação (12.147) apresenta o cálculo do rendimento da combustão em função do ângulo de cambota, $\eta_c(\theta)$ [], em que $d_{q_1}(\theta)$ é a distância de extinção de chama numa placa em função do ângulo de cambota [m].

$$\eta_c(\theta) = \begin{cases} \theta \leq 540 \Rightarrow \frac{V(\theta) - (A(\theta) - nVE AVE) d_{q_1}(\theta)}{V(\theta)} \\ \theta > 540 \Rightarrow \eta_c(\theta - 1) \end{cases} \tag{12.147}$$

Trabalho do atrito por cilindro

A equação (12.148) apresenta o cálculo do trabalho do atrito por cilindro, $W_{c_{atr_{cil}}}$ [], em que $W_{c_{atres_{cil}}}$ é o trabalho de atrito entre o êmbolo, segmentos e parede do cilindro para um cilindro [J], $W_{c_{atr_{ch_{cil}}}}$ é o trabalho de atrito em todas as chumaceiras e retentores [J], $W_{c_{atr_{aux_{cil}}}}$ é o trabalho de atrito em todos os órgãos auxiliares [J], $W_{c_{atr_{chp}}}$ é o trabalho de atrito nas chumaceiras principais da cambota [J], $W_{c_{atr_{ccb}}}$ é o trabalho de atrito nas chumaceiras da cabeça da biela [J], $W_{c_{atr_{cpb}}}$ é o trabalho de atrito nas chumaceiras do pé da biela [J], $W_{c_{atr_{cpac}}}$ é o trabalho de atrito nas chumaceiras principais da árvore de cames [J], $W_{c_{atr_{rac_{cil}}}}$ é o trabalho de atrito nos ressaltos da árvore de cames para um cilindro [J], $W_{c_{atr_{rcv}}}$ é o trabalho de atrito no retentor da cambota do lado do motor [J], $W_{c_{atr_{rca}}}$ é o trabalho de atrito no retentor da cambota do lado da distribuição [J], $W_{c_{atr_{rai}}}$ é o trabalho de atrito no retentor da árvore intermediária [J], $W_{c_{atr_{rac}}}$ é o trabalho de atrito nos retentores da árvore de cames [J], $W_{c_{atr_{bo_{cil}}}}$ é o trabalho de atrito na bomba de óleo para um cilindro [J], $W_{c_{atr_{ba_{cil}}}}$ é o trabalho de atrito na bomba de água para um cilindro [J] e $W_{c_{atr_{alt_{cil}}}}$ é o trabalho de atrito no alternador para um cilindro [J].

$$\begin{aligned}
 W_{c_{atr_{cil}}} &= W_{c_{atres_{cil}}} + W_{c_{atr_{ch_{cil}}} + W_{c_{atr_{aux_{cil}}}} \\
 &= W_{c_{atres_{cil}}} + \frac{W_{c_{atr_{chp}}} + W_{c_{atr_{ccb}}} + W_{c_{atr_{cpb}}} + W_{c_{atr_{cpac}}}}{n_{cil}} + W_{c_{atr_{rac_{cil}}}} \\
 &+ \frac{W_{c_{atr_{rcv}}} + W_{c_{atr_{rca}}} + W_{c_{atr_{rai}}} + W_{c_{atr_{rac}}}}{n_{cil}} + W_{c_{atr_{bo_{cil}}} + W_{c_{atr_{ba_{cil}}}} \\
 &+ W_{c_{atr_{alt_{cil}}}
 \end{aligned} \tag{12.148}$$

Trabalho de atrito entre o êmbolo, segmentos e cilindro para um cilindro

A (12.149) apresenta o cálculo do trabalho de atrito entre o êmbolo, segmentos e parede do cilindro para um cilindro, $W_{c_{atres_{cil}}}$ [], em que $W_{j\theta}$ é o trabalho viscoso para o elemento j em

função do ângulo de cambota [J].

$$W_{catrescil} = \sum_{j=1}^7 \sum_{\theta=0}^{720} W_j(\theta) \quad (12.149)$$

Nota: O índice j é referente aos 7 diferentes elementos do pistão (elemento acima do 1º segmento, elemento do 1º segmento, elemento entre o 1º e 2º segmento, elemento do 2º segmento, elemento entre o 2º e 3º segmento, elemento do 3º segmento e elemento a baixo do 3º segmento)

Trabalho viscoso para o elemento j

A equação (12.150) apresenta o cálculo do trabalho viscoso para o elemento j em função do ângulo de cambota, $W_j(\theta)$ [J], em que $F_j(\theta)$ é a força de atrito viscosa para o elemento j em função do ângulo de cambota [N].

$$W_j(\theta) = F_j(\theta) (s(\theta) - s(\theta - 1)) \quad (12.150)$$

Força de atrito viscosa para o elemento j

A equação (12.151) apresenta o cálculo do trabalho viscoso para o elemento j em função do ângulo de cambota, $F_j(\theta)$ [N], em que $\tau_j(\theta)$ é a tensão de atrito viscosa para o elemento j em função do ângulo de cambota [N/m^2], $\mu(T_{\text{óleo cilindro}})$ é a viscosidade dinâmica do óleo em função da temperatura ($T_{\text{óleo cilindro}}$) [Pa s], e_j é a altura do elemento j [m], $ds/dt(\theta)$ é a velocidade entre o eixo da cambota e o eixo do cavilhão em função do ângulo de cambota [m/s] e A_j é a área de contacto do segmento j com a parede do cilindro [m^2].

$$F_j(\theta) = \tau_j(\theta) A_j = \mu(T_{\text{óleo cilindro}}) ds/dt(\theta) \times \frac{1}{e_j} \times A_j \quad (12.151)$$

Viscosidade dinâmica do óleo em função da temperatura

A equação (12.152) apresenta o cálculo da viscosidade dinâmica do óleo em função da temperatura ($T_{\text{óleo cilindro}}$), $\mu(T_{\text{óleo cilindro}})$ [Pa s], $\mu_0(T_0)$ é a viscosidade dinâmica do óleo para temperatura padrão ($T_0 = 313,15 \text{ K}$) [Pa s] e C é fator de correção de temperatura do óleo [].

$$\mu(T_{\text{óleo cilindro}}) = \mu_0(T_0) e^{\left[C \left(\frac{T_0 - T_{\text{óleo cilindro}}}{T_{\text{óleo cilindro}}} \right) \right]} \quad (12.152)$$

Velocidade entre o eixo da cambota e o eixo do cavilhão

A equação (12.153) apresenta o cálculo da velocidade entre o eixo da cambota e o eixo do cavilhão em função do ângulo de cambota, $ds/dt(\theta)$ [m/s].

$$ds/dt(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow \frac{s(0,25) - s(719,75)}{t(0,25) - t(719,75)} \\ 0 < \theta < 720 \Rightarrow \frac{s(\theta + 0,25) - s(\theta - 0,25)}{t(\theta + 0,25) - t(\theta - 0,25)} \\ \theta = 720 \Rightarrow \frac{s(0,25) - s(719,75)}{t(0,25) - t(719,75)} \end{cases} \quad (12.153)$$

Área de contacto do segmento j com a parede do cilindro

A equação (12.154) apresenta o cálculo da área de contacto do segmento j com a parede do cilindro, A_j [m^2], em que h_j é a altura do segmento j [m].

$$A_j = \pi B h_j \quad (12.154)$$

Trabalho de atrito nas chumaceiras principais da cambota da cambota

A equação (12.155) apresenta o cálculo do trabalho de atrito nas chumaceiras principais da cambota da cambota, $W_{c_{atr_{chp}}}$ [J], em que n_{chp} é o número de chumaceiras principais da cambota [], τ_{chp} é a tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira principal da cambota [N/m²], A_{chp} é a área de contacto de uma chumaceira principal da cambota [m²], r_{chp} é o raio de uma chumaceira principal da cambota [m] e θ_{ciclo} é a duração de um ciclo de motor [rad].

$$W_{c_{atr_{chp}}} = n_{chp} \tau_{chp} A_{chp} r_{chp} \theta_{ciclo} \quad (12.155)$$

Número de chumaceiras principais da cambota

A equação (12.156) apresenta o cálculo do número de chumaceiras principais da cambota, n_{chp} [].

$$n_{chp} = n_{cil} + 1 \quad (12.156)$$

Tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira principal da cambota

A equação (12.157) apresenta o cálculo da tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira principal da cambota, τ_{chp} [N/m²], em que D_{chp} é o diâmetro das chumaceiras principais da cambota [m] e e_{chp} é a espessura do filme lubrificante das chumaceiras principais da cambota [m].

$$\tau_{chp} = \mu(T_{\acute{o}leo_{carter}}) \frac{2 \pi N D_{chp}}{2 e_{chp}} \quad (12.157)$$

Nota: Para calcular $\mu(T_{\acute{o}leo_{carter}})$ recorreu-se à equação (12.152 em que $T_{\acute{o}leo_{cilindro}}$ foi substituído por $T_{\acute{o}leo_{carter}}$.

Área de contacto de uma chumaceira principal da cambota

A equação (12.158) apresenta o cálculo da área de contacto de uma chumaceira principal da cambota, A_{chp} [m²], em que w_{chp} é a largura da chumaceira principal da cambota [m].

$$A_{chp} = \pi D_{chp} w_{chp} \quad (12.158)$$

Raio de uma chumaceira principal da cambota

A equação (12.159) apresenta o cálculo do raio de uma chumaceira principal da cambota, r_{chp} [m²].

$$r_{chp} = D_{chp}/2 \quad (12.159)$$

Duração de um ciclo de motor

A equação (12.160) apresenta o cálculo da duração de um ciclo de motor, θ_{chp} [rad].

$$\theta_{chp} = 2 \pi n_r \quad (12.160)$$

Trabalho de atrito nas chumaceiras da cabeça da biela

A equação (12.161) apresenta o cálculo do trabalho de atrito nas chumaceiras da cabeça da biela, $W_{c_{atr_{ccb}}}$ [J], em que n_{ccb} é o número de chumaceiras da cabeça da biela [], τ_{ccb} é a tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira da cabeça da biela [N/m²], A_{ccb} é a área de contacto de uma chumaceira da cabeça da biela [m²] e r_{ccb} é o raio de uma chumaceira da cabeça da biela [m].

$$W_{c_{atr_{ccb}}} = n_{ccb} \tau_{ccb} A_{ccb} r_{ccb} \theta_{ciclo} \quad (12.161)$$

Número de chumaceiras da cabeça da biela

A equação (12.162) apresenta o cálculo do número de chumaceiras da cabeça da biela, n_{ccb} [].

$$n_{ccb} = n_{cil} \quad (12.162)$$

Tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira da cabeça da biela

A equação (12.163) apresenta o cálculo da tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira da cabeça da biela, τ_{ccb} [N/m²], em que D_{ccb} é o diâmetro das chumaceiras da cabeça da biela [m] e e_{ccb} é a espessura do filme lubrificante das chumaceiras da cabeça da biela [m].

$$\tau_{ccb} = \mu(T_{\acute{o}leo_{carter}}) \times \frac{2 \times \pi \times N \times D_{ccb}}{2 \times e_{ccb}} \quad (12.163)$$

Área de contacto de uma chumaceira da cabeça da biela

A equação (12.164) apresenta o cálculo da área de contacto de uma chumaceira da cabeça da biela, A_{ccb} [m²], em que w_{ccb} é a largura da chumaceira da cabeça da biela [m].

$$A_{ccb} = \pi D_{ccb} w_{ccb} \quad (12.164)$$

Raio de uma chumaceira da cabeça da biela

A equação (12.165) apresenta o cálculo do raio de uma chumaceira da cabeça da biela, r_{ccb} [m].

$$r_{ccb} = D_{ccb}/2 \quad (12.165)$$

Trabalho de atrito nas chumaceiras do pé da biela

A equação (12.166) apresenta o cálculo do trabalho de atrito nas chumaceiras do pé da biela, $W_{cattr_{cpb}}$ [J], em que $W_{cattr_{cpb}}(\theta)$ é trabalho de atrito nas chumaceiras do pé da biela em função do ângulo de cambota [J].

$$W_{cattr_{cpb}} = \sum_{\theta=0}^{720} W_{cattr_{cpb}}(\theta) \quad (12.166)$$

Trabalho de atrito nas chumaceiras do pé da biela em função do ângulo de cambota

A equação (12.167) apresenta o cálculo do trabalho de atrito nas chumaceiras do pé da biela em função do ângulo de cambota, $W_{cattr_{cpb}}(\theta)$ [J], em que n_{cpb} é o número de chumaceiras do pé da biela [], τ_{cpb} é a tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira do pé da biela [N/m²], A_{cpb} é a área de contacto de uma chumaceira do pé da biela [m²], r_{cpb} é o raio de uma chumaceira do pé da biela [m] e $\phi(\theta)$ [rad], dado pela equação (12.171).

$$W_{cattr_{cpb}}(\theta) = n_{cpb} \tau_{cpb} A_{cpb} r_{cpb} (\phi(\theta) - \phi(\theta - 1)) \quad (12.167)$$

Número de chumaceiras do pé da biela

A equação (12.168) apresenta o cálculo do número de chumaceiras do pé da biela, n_{cpb} [].

$$n_{cpb} = n_{cil} \quad (12.168)$$

Tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira do pé da biela

A equação (12.169) apresenta o cálculo da tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira do pé da biela, τ_{cpb} [N/m²], em que $d\phi/dt(\theta)$ [rad/s], dado pela equação (12.170), D_{cpb} é o diâmetro da chumaceira do pé da biela [m] e e_{cpb} é a espessura do filme lubrificante das chumaceiras do pé da biela [m].

$$\tau_{cpb} = \mu(T_{\text{óleo}_{\text{carter}}}) \frac{d\phi}{dt}(\theta) \frac{D_{cpb}}{2 e_{cpb}} \quad (12.169)$$

$$\frac{d\phi}{dt}(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow \frac{\phi(0,25) - \phi(719,75)}{t(0,25) - t(719,75)} \\ 0 < \theta < 720 \Rightarrow \frac{\phi(\theta - 1) - \phi(\theta + 1)}{t(\theta - 1) - t(\theta + 1)} \\ \theta = 720 \Rightarrow \frac{\phi(0,25) - \phi(719,75)}{t(0,25) - t(719,75)} \end{cases} \quad (12.170)$$

$$\phi(\theta) = \sin^{-1}\left(\frac{a \sin \theta}{l}\right) \quad (12.171)$$

Área de contacto de uma chumaceira do pé da biela

A equação (12.172) apresenta o cálculo da área de contacto de uma chumaceira do pé da biela, A_{cpb} [m²], em que w_{ccb} é a largura da chumaceira do pé da biela [m].

$$A_{cpb} = \pi D_{cpb} w_{cpb} \quad (12.172)$$

Raio de uma chumaceira do pé da biela

A equação (12.173) apresenta o cálculo do raio de uma chumaceira do pé da biela, r_{cpb} [m²]

$$r_{cpb} = D_{cpb}/2 \quad (12.173)$$

Trabalho de atrito nas chumaceiras principais da árvore de cames

A equação (12.174) apresenta o cálculo do trabalho de atrito nas chumaceiras principais da árvore de cames, $W_{\text{catr}_{cpac}}$ [J], em que n_{cpac} é o número de chumaceiras principais da árvore de cames [], τ_{cpac} é a tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira principal da árvore de cames [N/m²], A_{cpac} é a área de contacto de uma chumaceira principal da árvore de cames [m²], r_{cpac} é o raio de uma chumaceira principal da árvore de cames [m], $\theta_{\text{ciclo}_{ac}}$ é a duração de um ciclo árvore de cames [rad].

$$W_{\text{catr}_{cpac}} = n_{cpac} \tau_{cpac} A_{cpac} r_{cpac} \theta_{\text{ciclo}_{ac}} \quad (12.174)$$

Número de chumaceiras principais da árvore de cames

A equação (12.175) apresenta o cálculo do número de chumaceiras principais da árvore de cames, n_{cpac} [], em que n_{ac} é o número de árvores de cames [],

$$n_{cpac} = (n_{cil} + 1) n_{ac} \quad (12.175)$$

Tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira principal da árvore de cames

A equação (12.176) apresenta o cálculo da tensão de atrito viscosa sobre uma chumaceira principal da árvore de cames, τ_{cpac} [N/m²], em que D_{cpac} é o diâmetro das chumaceiras principal da árvore de cames [m] e e_{cpac} é a espessura do filme lubrificante das chumaceiras principais da árvore de cames [m].

$$\tau_{cpac} = \mu(T_{\text{óleo}_{\text{carter}}}) \times \frac{\pi N D_{cpac}}{2 e_{cpac}} \quad (12.176)$$

Área de contacto de uma chumaceira principal da árvore de cames

A equação (12.177) apresenta o cálculo da área de contacto de uma chumaceira principal da árvore de cames, A_{cpac} [m²], em que w_{cpac} é a largura da chumaceira principal da árvore de cames [m].

$$A_{cpac} = \pi D_{cpac} w_{cpac} \quad (12.177)$$

Raio de uma chumaceira principal da árvore de cames

A equação (12.178) apresenta o cálculo do raio de uma chumaceira principal da árvore de cames, r_{cpac} [m²].

$$r_{cpac} = D_{cpac}/2 \quad (12.178)$$

Duração de um ciclo de árvore de cames

A equação (12.179) apresenta o cálculo do raio de uma chumaceira principal da cambota, θ_{cpac} [rad].

$$\theta_{cpac} = \pi n_r \quad (12.179)$$

Trabalho de atrito nos ressaltos da árvore de cames

A equação (12.180) apresenta o cálculo do trabalho de atrito nos ressaltos da árvore de cames, $W_{catrraccil}$ [J], em que n_{rac} é o número de ressaltos da árvore de cames [], τ_{rac} é a tensão de atrito viscosa média sobre um ressalto da árvore de cames [N/m²], A_{rac} é a área de contacto média de um ressalto da árvore de cames [m²], r_{mrac} é o raio médio de um ressalto da árvore de cames [m], $\theta_{ciclo_{rac}}$ é a duração média de um ciclo do ressalto da árvore de cames [rad].

$$W_{catrraccil} = n_{rac} \tau_{rac} A_{rac} r_{mrac} \theta_{ciclo_{rac}} \quad (12.180)$$

Número de ressaltos da árvore de cames

A equação (12.181) apresenta o cálculo do número de ressaltos da árvore de cames, n_{rac} [],

$$n_{rac} = n_{cil} (nVI + nVE) \quad (12.181)$$

Tensão de atrito viscosa média sobre um ressalto da árvore de cames

A equação (12.182) apresenta o cálculo da tensão de atrito viscosa média sobre um ressalto da árvore de cames, τ_{rac} [N/m²], em que D_{mrac} é o diâmetro médio dos ressaltos da árvore de cames [m] e e_{rac} é a espessura do filme lubrificante dos ressaltos da árvore de cames [m].

$$\tau_{rac} = \mu(T_{\acute{o}leo_{carter}}) \times \frac{\pi N D_{mrac}}{2 e_{rac}} \quad (12.182)$$

Área de contacto de um ressalto da árvore de cames

A (12.183) apresenta o cálculo da área de contacto de um ressalto da árvore de cames, A_{rac} [m²] em que l_{rac} é a largura do filme de lubrificante nos ressaltos da árvore de cames [m] e w_{rac} é a largura dos ressaltos da árvore de cames [m].

$$A_{rac} = l_{rac} w_{rac} \quad (12.183)$$

Raio médio de um ressalto da árvore de cames

A equação (12.184) apresenta o cálculo do raio médio de um ressalto da árvore de cames, r_{mrac} [m²].

$$r_{m_{rac}} = D_{m_{rac}}/2 \quad (12.184)$$

Duração de um ciclo de árvore de cames

A equação (12.185) apresenta o cálculo do raio de uma chumaceira principal da cambota, θ_{cpac} [rad].

$$\theta_{rac} = \frac{1}{2} \times \left[\pi + nVI \frac{IVO + IVC}{nVI + nVE} + nVE \frac{EVO + EVC}{nVI + nVE} \right] \quad (12.185)$$

Trabalho de atrito no retentor da cambota do lado do motor

A equação (12.186) apresenta o cálculo do trabalho de atrito no retentor da cambota do lado do motor, $W_{catr_{rcv}}$ [J], em que D_{rcv} é o diâmetro interior do retentor da cambota do lado do volante do motor [m].

$$W_{catr_{rcv}} = 22500 \times \mu(T_{\acute{o}leo_{carter}}) \times D_{rcv}^2 \times n_r \times \pi \quad (12.186)$$

Trabalho de atrito no retentor da cambota do lado da distribuição

A (12.187) apresenta o cálculo do trabalho de atrito no retentor da cambota do lado da distribuição, $W_{catr_{rca}}$ [J], em que D_{rca} é o diâmetro interior do retentor da cambota do lado da distribuição [m].

$$W_{catr_{rca}} = 22500 \mu(T_{\acute{o}leo_{carter}}) D_{rca}^2 n_r \pi \quad (12.187)$$

Trabalho de atrito no retentor da árvore intermediária

A equação (12.188) apresenta o cálculo do trabalho de atrito no retentor da árvore intermediária, $W_{catr_{rai}}$ [J], em que D_{rai} é o diâmetro interior do retentor da árvore intermédia [m] e i é a relação de transmissão da árvore intermediária do distribuidor e bomba de óleo [].

$$W_{catr_{rai}} = 22500 \mu(T_{\acute{o}leo_{carter}}) D_{rai}^2 n_r \pi i \quad (12.188)$$

Trabalho de atrito nos retentores da árvore de cames

A equação (12.189) apresenta o cálculo do trabalho de atrito nos retentores da árvore de cames, $W_{catr_{rac}}$ [J], em que D_{rac} é o diâmetro interior do retentor da árvore de cames [m] e i é a relação de transmissão da árvore intermediária do distribuidor e bomba de óleo [].

$$W_{catr_{rac}} = n_{ac} 22500 \mu(T_{\acute{o}leo_{carter}}) D_{rac}^2 n_r \pi i \quad (12.189)$$

Trabalho de atrito na bomba de óleo para um cilindro

A equação (12.190) apresenta o cálculo do trabalho de atrito na bomba de óleo para um cilindro, $W_{catr_{bo_{cil}}}$ [J], em que P_{bo} é a potência nominal da bomba de óleo [W].

$$W_{catr_{bo_{cil}}} = \frac{P_{bo} N}{n_{cil} n_r} \quad (12.190)$$

Potência nominal da bomba de óleo

A equação (12.191) apresenta o cálculo da potência nominal da bomba de óleo, P_{bo} [W], em que p_{bo} é a potência nominal da bomba de óleo [Pa] e \dot{V}_{bo} é o caudal volumétrico nominal da bomba de óleo [m³/s].

$$P_{bo} = p_{bo} \times \dot{V}_{bo} \quad (12.191)$$

Caudal volumétrico nominal da bomba de óleo

A equação (12.192) apresenta o cálculo do caudal volumétrico nominal da bomba de óleo, \dot{V}_{bo} [m³/s], em que n_{dbo} é o número de dentes da bomba de óleo [], V_{dbo} é o volume de uma cavidade de um dente da roda da bomba de óleo [m³] e N_{bo} é a velocidade de rotação da bomba de óleo [rot/s].

$$\dot{V}_{bo} = 2 n_{dbo} V_{dbo} N_{bo} \quad (12.192)$$

Volume de uma cavidade de um dente da roda da bomba de óleo

A equação (12.193) apresenta o cálculo do volume de uma cavidade de um dente da roda da bomba de óleo, V_{dbo} [m³], em que w_{bo} é a largura das engrenagens da bomba de óleo [m] e A_{dbo} é a área da secção transversal da cavidade de um dente da bomba de óleo [m²].

$$V_{dbo} = w_{bo} A_{dbo} \quad (12.193)$$

Área da secção transversal da cavidade de um dente da bomba de óleo

A equação (12.194) apresenta o cálculo da área da secção transversal da cavidade de um dente da bomba de óleo, A_{dbo} [m²], em que m_{dbo} é o módulo das engrenagens da bomba de óleo [m].

$$A_{dbo} = (1 + 1,25) \frac{\pi}{2} m_{dbo}^2 \quad (12.194)$$

Velocidade de rotação da bomba de óleo

A equação (12.195) apresenta o cálculo da velocidade de rotação da bomba de óleo, N_{bo} [rot/s] em que i_{bo} é a relação de transmissão da bomba de óleo [].

$$N_{bo} = N i_{bo} \quad (12.195)$$

Trabalho de atrito na bomba de água para um cilindro

A equação (12.196) apresenta o cálculo do trabalho de atrito na bomba de água para um cilindro, $W_{catrba\ cil}$ [J], P_{ba} é a potência nominal da bomba de água [W].

$$W_{catrba\ cil} = \frac{P_{ba} N}{n_{cil} n_r} \quad (12.196)$$

Potência nominal da bomba de água

A equação (12.197) apresenta o cálculo da potência nominal da bomba de água, P_{ba} [W], $\rho_{\acute{a}gua}$ é a massa volúmica da água [kg/m³], \dot{V}_{ba} é o caudal volumétrico nominal da bomba de água [m³/s], u_2 é a velocidade de saída da bomba de água [m/s] e V_{t_2} é a componente tangencial da velocidade de saída da bomba de água [m/s].

$$P_{ba} = \rho_{\acute{a}gua} \dot{V}_{ba} u_2 V_{t_2} \quad (12.197)$$

Caudal volumétrico nominal da bomba de água

A equação (12.197) apresenta o cálculo do caudal volumétrico nominal da bomba de água, \dot{V}_{ba} [m³/s] em que D_1 é o diâmetro interior da bomba de água [m], b_1 é a largura interior da bomba de água [m] e V_{n_1} é a componente normal da velocidade de entrada da bomba de água [m/s].

$$\dot{V}_{ba} = \pi D_1 b_1 V_{n_1} \quad (12.198)$$

Componente normal da velocidade de entrada da bomba de água

A equação (12.199) apresenta o cálculo da componente normal da velocidade de entrada da bomba de água, V_{n_1} [m/s], em que u_1 é a velocidade de entrada da bomba de água [m/s], β_1 é o ângulo de entrada do rotor da bomba de água [°] e V_{n_1} é a componente normal da velocidade de saída da bomba de água [m/s].

$$V_{n_1} = u_1 \tan \frac{\pi \beta_1}{180} \quad (12.199)$$

Velocidade de entrada da bomba de água

A equação (12.200) apresenta o cálculo da velocidade de entrada da bomba de água, u_1 [m/s], em que ω_{ba} é a velocidade de rotação da bomba de água [rad/s].

$$u_1 = \omega_{ba} \frac{D_1}{2} \quad (12.200)$$

Velocidade de rotação da bomba de água

A equação (12.201) apresenta o cálculo da velocidade de rotação da bomba de água, ω_{ba} [rad/s], em que i_{ba} é a relação de transmissão da bomba de água [].

$$\omega_{ba} = 2 \pi N i_{ba} \quad (12.201)$$

Velocidade de saída da bomba de água

A equação (12.202) apresenta o cálculo da velocidade de saída da bomba de água, u_2 [m/s], em que D_2 é o diâmetro exterior da bomba de água [m].

$$u_2 = \omega_{ba} \frac{D_2}{2} \quad (12.202)$$

Componente tangencial da velocidade de saída da bomba de água

A equação (12.203) apresenta o cálculo da componente tangencial da velocidade de saída da bomba de água, V_{t_2} [m/s], em que V_{n_2} é a cálculo da componente normal da velocidade de saída da bomba de água [m/s] e β_2 é o ângulo de saída do rotor da bomba de água [°].

$$V_{t_2} = u_2 - \frac{V_{n_2}}{\tan \frac{\pi \beta_2}{180}} \quad (12.203)$$

Componente normal da velocidade de saída da bomba de água

A equação (12.204) apresenta o cálculo da componente normal da velocidade de saída da bomba de água, V_{n_2} [m/s], em que b_2 é a largura exterior do rotor da bomba de água [m].

$$V_{n_2} = \frac{\dot{V}_{ba}}{\pi D_2 b_2} \quad (12.204)$$

Trabalho de atrito no alternador para um cilindro

A equação (12.205) apresenta o cálculo do trabalho de atrito no alternador para um cilindro, $W_{cattraltcil}$ [J], em que V é a diferença de potencial à saída do alternador [V], I é a corrente máxima de saída do alternador [A] e η_{alt} é o rendimento do alternador [].

$$W_{cattraltcil} = \frac{V I n_r}{\eta_{alt} N} \quad (12.205)$$

Trabalho ao freio por cilindro

A equação (12.206) apresenta o cálculo do trabalho ao freio por cilindro, W_{bcil} [J].

$$W_{bcil} = W_{cil} - W_{atrcil} \quad (12.206)$$

Potência ao freio por cilindro

A equação (12.207) apresenta o cálculo da potência ao freio por cilindro, P_{bcil} [W].

$$P_{bcil} = \frac{W_{bcil} N}{n_r} \quad (12.207)$$

Potência ao freio total

A equação (12.208) apresenta o cálculo da potência ao freio total, P_b [kW].

$$P_b = \frac{n_{cil} P_{bcil}}{1000} \quad (12.208)$$

Binário ao freio por cilindro

A equação (12.209) apresenta o cálculo do binário ao freio por cilindro, T_{bcil} [Nm].

$$T_{bcil} = \frac{P_{bcil}}{2 \pi N} \quad (12.209)$$

Binário ao freio total

A equação (12.210) apresenta o cálculo do binário ao freio total, T_b [Nm].

$$T_b = T_{bcil} n_{cil} \quad (12.210)$$

Pressão média efetiva efetiva

A equação (12.211) apresenta o cálculo da pressão média efetiva efetiva, $bmep$ [kPa].

$$bmep = \frac{W_{bcil} 10^{-3}}{V_{dcil}} \quad (12.211)$$

Consumo específico efetivo

A equação (12.212) apresenta o cálculo do consumo específico indicado, $bsfc$ [g/kW h].

$$bsfc = \frac{\dot{m}_f}{P_b} \times 1000 \times 3600 \quad (12.212)$$

Rendimento da conversão do combustível efetivo

A equação (12.213) apresenta o cálculo do rendimento da conversão do combustível efetivo, η_{fb} [],

$$\eta_{fb} = \frac{3600}{bsfc \times Q_{LHVP}} \quad (12.213)$$

Rendimento mecânico

A equação (12.214) apresenta o cálculo do rendimento mecânico, η_m [],

$$\eta_m = \frac{P_b}{P_i} \quad (12.214)$$

Rendimento volumétrico

A equação (12.215) apresenta o cálculo do rendimento volumétrico, η_v [].

$$\eta_v = \frac{n_r \dot{m}_{ar}}{\rho_{ar} V_d N} \quad (12.215)$$

Fator de detonação

A equação (12.216) apresenta o cálculo do fator de detonação, F_{det} [], em que $F_{det}(\theta)$ é o fator de detonação em função do ângulo de cambota [].

$$F_{det} = \text{Máximo}(F_{det}(\theta)) \quad (12.216)$$

Fator de detonação

A equação (12.217) apresenta o cálculo do fator de detonação em função do ângulo de cambota, $F_{det}(\theta)$ [], em que $dt/\tau(\theta)$ [] é dado pela equação (12.218), $\tau(\theta)$ [s] é dado pela equação (12.219).

$$F_{det}(\theta) = \begin{cases} \theta = 0 \Rightarrow dt/\tau(0) \\ 0 < \theta \leq 539,75 \Rightarrow \begin{cases} x_{b_{teste}}(\theta - 1) < 0,999 \Rightarrow F_{det}(\theta - 1) + dt/\tau(\theta) \\ x_{b_{teste}}(\theta - 1) \geq 0,999 \Rightarrow F_{det}(\theta - 1) \end{cases} \\ \theta > 539,75 \Rightarrow 0 \end{cases} \quad (12.217)$$

$$dt/\tau(\theta) = \frac{t(\theta + 1) - t(\theta)}{\tau(\theta)} \quad (12.218)$$

$$\tau(\theta) = 17,68 \times 0,001 \times \left[\left(\frac{IO/RON}{100} \right)^{3,402} \left(\frac{p(\theta + 1)}{101325} \right)^{-1,7} e^{\left(\frac{3800}{T_u(\theta + 1)} \right)} \right] \quad (12.219)$$