

SISTEMAS TÉRMICOS

CARLOS MANUEL COUTINHO TAVARES DE PINHO

Departamento de Engenharia Mecânica

Fevereiro de 2014

1 – COMBUSTÃO E COMBUSTÍVEIS

1.1 - Introdução.

Uma das maneiras de se produzir uma potência útil é construir um motor térmico que funcione entre duas fontes térmicas, uma fonte quente e uma fonte fria.

A concretização prática de uma fonte fria é simples, sendo a atmosfera e a água de rios e lagos as fontes térmicas mais comuns na natureza, e que facilmente satisfazem as condições requeridas. Porém e contrariamente ao caso das fontes frias dos motores térmicos, a natureza não põe à disposição de todos os processos tecnológicos reservatórios térmicos que se possam considerar, relativamente à atmosfera, aos rios e lagos, fontes quentes a temperaturas bastante superiores. Por isso, tais fontes terão de ser construídas pelo homem. O método mais comum de se obter uma fonte quente é queimar numa fornalha, uma mistura ar/combustível. Deste modo, produz-se nas centrais térmicas uma grande parte da energia consumida pela humanidade.

Não é porém este o único meio de se produzir uma potência útil à custa da reação de combustão. Os motores de combustão interna, que operam segundo um princípio ligeiramente diferente, comprimem uma mistura ar-combustível queimando-a a uma pressão superior à atmosférica e permitindo a expansão dos produtos até essa pressão atmosférica, aproveitando convenientemente o seu trabalho de expansão. Todavia não ficam por aqui as aplicações da combustão. Basta pensar no que seriam indústrias como a vidreira ou siderúrgica sem a ajuda da reação de combustão e conclui-se a assim que este processo tão simples é um dos de maior importância para a humanidade.

Atualmente, as necessidades energéticas do mundo são grosso modo cobertas em 85 % por reações de combustão de combustíveis fósseis, ao passo que a energia hidráulica é responsável por 10 %, e a energia nuclear por 5 %, tendo as outras formas de energia (geotérmica, solar e eólica) percentagens desprezáveis.

É então de importância primordial para o engenheiro mecânico conhecer as propriedades dos vários combustíveis e dos produtos resultantes da sua queima, a temperatura que se consegue numa câmara de combustão, e o trabalho máximo que pode se obter de uma dada quantidade de combustível.

Os fenómenos de combustão são de tal modo complexos que o seu estudo é do domínio de três ramos da ciência, a Química, a Termodinâmica e a Mecânica dos Fluidos. Aqui analisa-se a combustão sob o ponto de vista termodinâmico assim como

os principais combustíveis, quer para motores de combustão interna, quer para fornalhas e caldeiras.

1.2 - Combustão lenta e combustão viva.

O termo combustão designa uma combinação química rápida do oxigénio com um combustível, sendo portanto uma reação de oxidação.

Um fator importante a tomar em conta é a velocidade de reação que define dois tipos de combustão, a combustão lenta e a combustão viva. Mas, e por mais estranho que pareça, não foi ainda obtida uma definição adequada de combustão viva ou simplesmente combustão de modo a permitir distingui-la inequivocamente da combustão lenta ou oxidação. Talvez um exemplo ajude a concretizar melhor o que se afirmou.

Considere-se uma dada quantidade de uma mistura de metano CH_4 e oxigénio O_2 em proporções a que, por ora, se chamam ideais, e que se encontra confinada num recipiente do qual é possível tirar amostras que permitam conhecer-se, ao longo do tempo, a concentração do metano.

Enquanto a mistura se encontra à temperatura ambiente não é possível observar qualquer reação no seu seio, isto é não há qualquer variação sensível das percentagens dos reagentes. No entanto, verifica-se uma reação química, a qual se efetua com uma velocidade muito pequena dizendo-se que a mistura se encontra num estado de falso equilíbrio ou de equilíbrio meta-estável. Aumentando-se agora a temperatura da mistura para $200\text{ }^\circ\text{C}$ o metano começa a oxidar-se mais rapidamente. Tal transformação requer um certo lapso de tempo, da ordem dos minutos, de modo que é possível seguir-se, empregando métodos apropriados, a evolução da velocidade da reação. Esta velocidade pode ser expressa pela diminuição do número de kmol de CH_4 por unidade de tempo.

Constata-se então, após uma aceleração inicial, que esta velocidade atinge um máximo para diminuir posteriormente devido ao esgotamento dos reagentes, Figura 1.1. Uma tal curva é característica de uma combustão lenta ou oxidação.

Aumentando-se a temperatura da mistura para $560\text{ }^\circ\text{C}$ o fenómeno toma um aspeto bastante diferente. Com efeito, após um intervalo de tempo bastante pequeno, durante o qual se desenvolvem reações do tipo oxidação, a velocidade da reação aumenta bruscamente para atingir um valor teoricamente infinito, caso não houvesse consumo dos reagentes, como se pode ver também da Figura 1.1. Este embalo da velocidade de

reação é característico da combustão viva, ou combustão. É comum o emprego do termo explosão para designar este tipo de combustão.

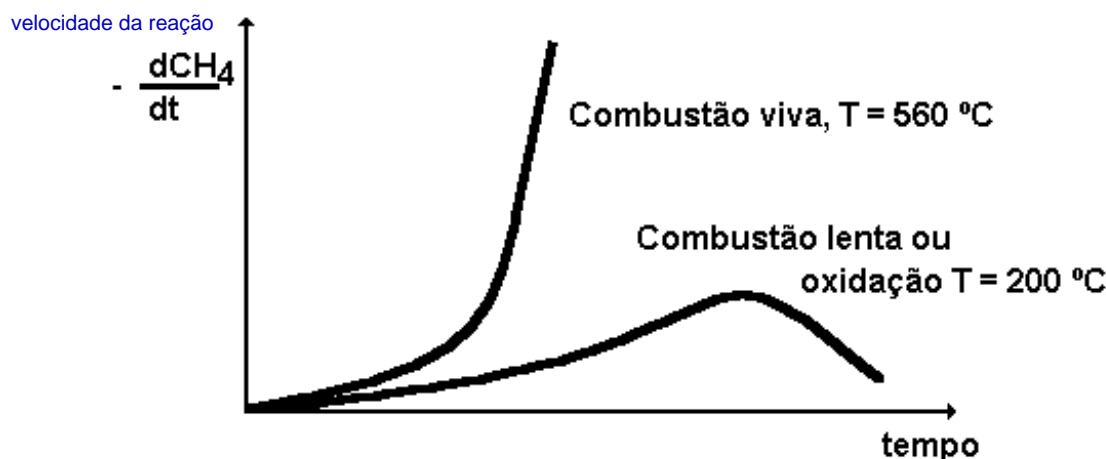


Figura 1.1 - Curvas de reação para CH_4 .

1.3 - Início da combustão.

Consoante as condições físicas e químicas, a combustão viva pode iniciar-se de dois modos diferentes. Por exemplo, uma pilha de carvão situada ao ar livre combina-se lentamente com o oxigénio do ar libertando-se calor. Se não for possível evacuar-se o calor libertado, a temperatura da pilha sobe, aumentando conseqüentemente a velocidade de reação, obtendo-se uma combustão viva. Pode-se portanto dizer que, para uma combustão lenta, logo que se observem certas condições de pressão, temperatura e composição se verifica um embalo da velocidade da reação passando a existir uma combustão viva. Tal fenómeno, pouco habitual, designa-se por auto-inflamação.

A temperatura mínima a partir da qual a reação de oxidação se embala iniciando-se a combustão viva é chamada temperatura de auto-inflamação. Esta propriedade depende da natureza e composição da mistura explosiva. O conhecimento da temperatura de auto-inflamação é de importância capital no domínio da segurança durante a manipulação de combustíveis. Muitos deles são relativamente voláteis e podem formar facilmente misturas explosivas com o ar, ver Tabela 1.1.

Mais comum é a combustão que se inicia por intermédio da aplicação de uma fonte calorífica exterior. O que se tem neste caso é uma auto-inflamação localizada numa pequena fração do volume total da mistura, pois as condições de temperatura, pressão

e composição requeridas estão apenas satisfeitas localmente. Está-se em presença da ignição forçada. A partir do ponto de ignição a zona de reação no seio da qual se desenvolvem as reações de combustão pode, em certas condições, propagar-se a todo o volume da mistura. A fronteira desta zona de reação que se propaga constantemente chama-se frente de chama.

Tabela 1.1 - Temperaturas de auto-inflamação de vários combustíveis.

Combustível		Temperatura de auto-inflamação [°C]	
		Com oxigénio puro	Com ar
Hidrogénio	H ₂	560	570
Amoníaco	NH ₃	---	650
Monóxido de carbono	CO	590	630
Metano	CH ₄	555	580
Propano	C ₃ H ₈	470	480
Etileno	C ₂ H ₄	485	520
Acetileno	C ₂ H ₂	295	320
n-Hexano	C ₆ H ₁₄	---	260
n-Heptano	C ₇ H ₁₆	---	235
n-Octano	C ₈ H ₁₈	---	220
Iso-Octano	C ₈ H ₁₈	---	670
Benzeno	C ₆ H ₆	---	620
Acetaldeído	CH ₃ CHO	150	230
Éter etílico	(C ₂ H ₅) ₂ O	180	190
Ácido acético	CH ₃ COOH	---	575
Acetona	CH ₃ COCH ₃	---	560
Sulfureto de carbono	CS ₂	---	130
Cloreto de metilo	CH ₂ Cl	605	650
Cloreto de etilo	C ₂ H ₅ Cl	470	505

Para se efetuar a ignição de uma mistura requer-se uma quantidade mínima de energia chamada energia mínima de ignição, a qual depende grandemente da composição da mistura combustível comburente. Além disso, para que haja propagação da chama, as misturas têm de estar compreendidas entre dois limites de composição, respetivamente o limite inferior e o limite superior de inflamabilidade.

Por razões de segurança é igualmente importante conhecer tais limites para as misturas ar combustível mais comuns, ver a Tabela 1.2.

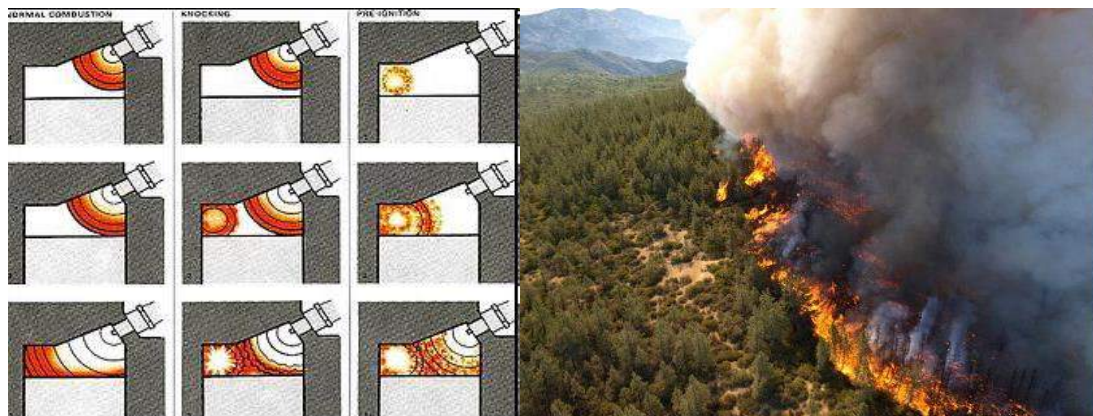


Figura 1.2 - Frentes de chama.

Tabela 1.2 - Limites de inflamabilidade.

Combustível		Comburente (v/v)			
		Ar	Ar	Oxigénio	Oxigénio
		Limite inferior	Limite superior	Limite inferior	Limite superior
Hidrogénio	H ₂	4	74,5	4	94
Metano	CH ₄	5	15	5	60
Propano	C ₃ H ₈	2,25	9,4	2,25	45
Álcool etílico	C ₂ H ₅ OH	3,3	19		
Éter etílico	(C ₂ H ₅) ₂ O	1,8	36,5	2,1	82
Cloreto de metilo	CH ₂ Cl ₂			15,5	66
Amoníaco	NH ₃	15	27	14	79

1.4 - Chamas pré-mistura e de difusão.

Se o combustível e o comburente estão previamente misturados, e a combustão tem lugar num meio constituído por uma mistura combustível/comburente, onde existe um contacto perfeito entre os reagentes, diz-se que a chama é de pré-mistura. Quando a mistura do combustível com o comburente se realiza no instante da combustão, verifica-se que a propagação da chama é limitada pela velocidade de interpenetração dos reagentes e fala-se então em chamas de difusão.

Um exemplo do primeiro tipo de chamas é o que se verifica num bico de Bunsen, quando as entradas de ar, situadas na parte inferior, estão abertas. Neste, caso o combustível e o ar (comburente) misturam-se antes de atingirem a frente de chama. Fechando-se as entradas de ar, a formação da mistura efetuar-se-á na zona da frente de chama, o que, como já foi afirmado, limitará a velocidade de combustão.

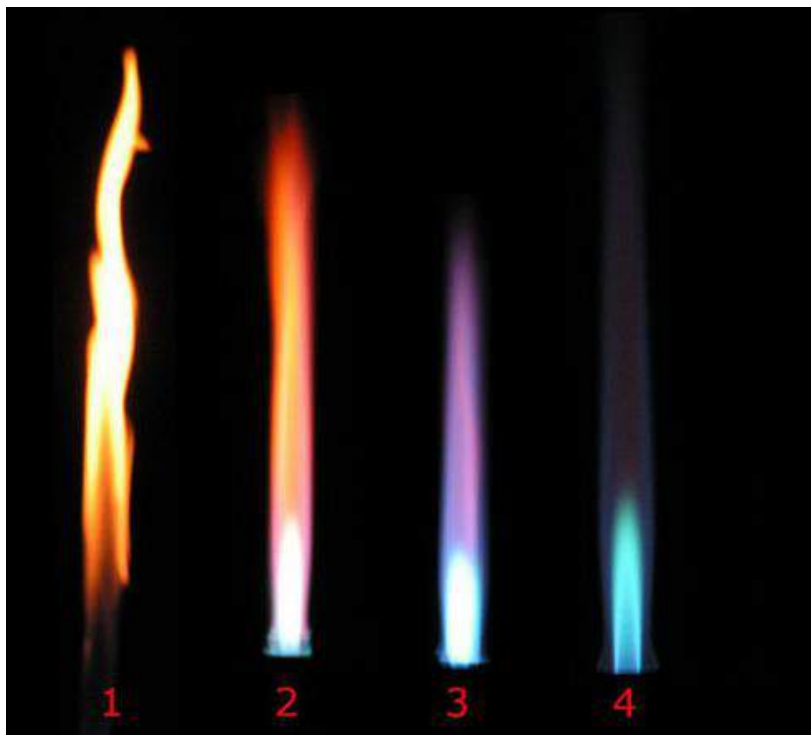


Figura 1.3 - Evolução de uma chama desde uma condição de difusão pura (1) até uma condição de pré-mistura pura (4).

1.5 - Deflagração e detonação.

Em função da natureza da mistura e das suas condições físicas (p e T) e da vizinhança (por exemplo, confinamento) a chama em pré-mistura pode propagar-se com uma velocidade subsónica, a deflagração, ou com uma velocidade supersónica, a detonação.

Estas noções pressupõem mais dois novos conceitos, o da velocidade de propagação da frente de chama e o da velocidade ou taxa da reação.

A velocidade ou taxa de reação é uma medida da variação no tempo da concentração de um dos reagentes, ou um dos produtos da reação, tal como $d\text{CH}_4/dt$ no exemplo anteriormente apresentado, quando se comparou a oxidação lenta com a combustão propriamente dita. Consoante se emprega uma concentração molar ou o

número de kmol, ter-se-ão para esta velocidade ou taxa da reação as seguintes unidades, kmol/m³/s ou kmol/s.

A velocidade de propagação da frente de chama é a velocidade à qual a frente de chama se desloca no sentido da mistura fresca para a consumir desde que esta tenha uma composição que esteja dentro dos limites de inflamabilidade. Este conceito apresenta algumas dificuldades de concretização prática ao pressupor uma estabilidade da zona de reação, a qual nem sempre existe, para que seja fisicamente possível de se medir esta velocidade.

1.6 – Combustíveis, uma visão geral.

Normalmente os combustíveis são classificados de acordo com a fase na qual são normalmente manuseados; combustíveis sólidos, líquidos e gasosos.

Do ponto de vista químico são os combustíveis gasosos os mais simples e compreendem o gás natural, os gases do petróleo liquefeitos (G.P.L. ou L.P.G. - liquefied petroleum gases) e os gases obtidos a partir do carvão.

Os combustíveis líquidos compreendem principalmente os álcoois, o petróleo e seus destilados, e apresentam moléculas mais complexas.

Os combustíveis sólidos consistem em carvões, coques, madeiras e resíduos industriais (por exemplo aparas de madeira e serrins).

1.6.1 - Combustíveis gasosos.

As principais fontes de combustíveis gasosos são os poços de gás natural, o petróleo e certos processos químicos. Estes combustíveis são basicamente misturas de hidrocarbonetos gasosos com H₂, CO, N₂ e outros gases com menor percentagem. À pressão e temperatura ambiente os constituintes destas misturas gasosas combustíveis podem ser considerados gases perfeitos. A composição dos combustíveis (misturas) é dada normalmente na base molar (i.e., volúmica, no pressuposto de que tratam de misturas de gases perfeitos), ver a Tabela 1.3.

O gás de alto-forno obtém-se fazendo passar ar através de sucessivas camadas de coque e minério de ferro, num alto-forno. O gás de coque produz-se durante o aquecimento do carvão (hulha) para se obter o coque ou carvão das retortas. Os componentes voláteis do carvão "libertam-se" durante o aquecimento e constituem o referido gás de coque. O gás de gasogénio resulta da oxidação parcial do carvão de coque que arde com falta de ar produzindo-se CO e CO₂. O gás de água obtém-se

injetando vapor de água num leito de carvão ou coque ao rubro. O vapor decompõe-se libertando H_2 e o O_2 combina-se com o carbono para formar CO , ($C + H_2O \rightarrow CO + H_2$), sendo que esta reação é conhecida como a reação do gás de água. A reação $CO_2 + H_2 \leftrightarrow CO + H_2O$ conhecida por reação de equilíbrio do gás de água é primordial na definição da composição final do gás pretendido. Como se indica, pode desenrolar-se nos dois sentidos, sendo a temperatura o que define o sentido de reação. À medida que a temperatura sobe a reação dá-se da esquerda para a direita, aumentando o teor de hidrogénio na mistura gasosa, em detrimento do teor de CO . Logo que seja obtida a composição pretendida do gás a reação é "congelada" para evitar que a composição se altere.

Tabela 1.3 - Composição molar de alguns combustíveis gasosos [%].

Combustíveis	CO	H ₂	CH ₄	C ₂ H ₆	C ₃ H ₈	C ₄ H ₁₀	O ₂	CO ₂	N ₂
Gás de alto forno	30	2	--	--	--	--	--	8	60
Gás de coque	6	55	25	2	--	--	--	2	10
Gás de gasogénio de coque	28	12	0,5	--	--	--	--	5	54,5
Gás de gasogénio de hulha	29	12	2	--	--	--	--	3	54
Gás de água de coque	40	50	0,5	--	--	--	--	5	4,5
Gás de água de carvão	35	50	5	--	--	--	--	5	5
Gás de cidade	9	53,6	25	--	--	3	0,4	3	6
Gás natural (U.K.)	1	--	93	--	--	3	0,4	3	6
Gás natural (Itália)	--	--	99,6	--	--	0,2	--	--	0,2
Gás natural (Alemanha)	--	--	89,6	1,7	--	--	--	0,5	8,8
Gás natural (Rússia)	--	--	93	3,3	--	--	--	2,2	0,5

O gás natural tem como componentes principais o metano (CH_4) e o etano (C_2H_6) variando grandemente de composição consoante a origem.

Designam-se por gases do petróleo liquefeitos (GPL, e em inglês LPG) os hidrocarbonetos que a pressões relativamente baixas (mas superiores à pressão

atmosférica) se encontram na fase líquida à temperatura ambiente e cujas temperaturas de ebulição à pressão atmosférica são inferiores a 0 °C. Comercialmente os GPL são vendidos segundo as designações de butano e propano comercial. Na verdade estes produtos comerciais são misturas de hidrocarbonetos cujas propriedades físicas são vizinhas quer do butano (C_4H_{10}) quer do propano (C_3H_8).

1.6.2 - Combustíveis líquidos.

Não existe uma separação nítida entre os combustíveis gasosos e os líquidos, porque uns podem ser convertidos noutros mediante a alteração da pressão e temperatura a que estão sujeitos.

Muitos combustíveis líquidos são hidrocarbonetos. Com o aumento da massa molecular, devido ao incremento do número de átomos de carbono e hidrogénio em cada molécula, têm temperaturas de ebulição, à pressão atmosférica, superiores à temperatura ambiente. Tais hidrocarbonetos são classificados como combustíveis líquidos, enquanto aqueles que apresentam menos átomos de carbono por molécula são considerados combustíveis gasosos. A maioria dos combustíveis líquidos utilizados na prática são misturas de hidrocarbonetos, apresentando-se na Tabela 1.5 composições típicas dos mais comuns. De lá se pode ver que a maior parte dos hidrocarbonetos líquidos apresenta uma composição mássica aproximadamente igual a 85,5% C e 14,2% de H_2 . O enxofre não é considerado como combustível, mas sim como elemento indesejável.

1.6.3 - Combustíveis sólidos.

O carvão é uma mistura de carbono, hidrogénio, oxigénio, azoto, enxofre, água e cinzas. Dado que no seu estado natural não é uma substância pura e nem tem composição uniforme, não se lhe pode atribuir uma fórmula química bem definida. É necessário analisar quimicamente o carvão para se conhecer a sua composição. Esta análise elementar pode ser efetuada de três maneiras distintas; sobre o carvão tal e qual se recebe ou queima, sobre o carvão seco livre de humidade; sobre o carvão sem cinzas e sem humidade, isto é, sobre a sua matéria combustível. Desta análise obtém-se o teor em humidade, em carbono total, hidrogénio, oxigénio, azoto, enxofre e cinzas. A análise química é imprescindível para se efetuarem os cálculos referentes à combustão.

Tabela 1.4 - Temperaturas de ebulição de alguns hidrocarbonetos a 1atm.

Hidrocarbonetos		M [kg/kmol]	Temperatura de ebulição [°C]
Metano	CH ₄	16	-161,4
Etileno	C ₂ H ₄	28	-103,9
Etano	C ₂ H ₆	30	-89,0
Propileno	C ₃ H ₆	42	-47,6
Propano	C ₃ H ₈	44	-42,0
N-Butano	C ₄ H ₁₀	56	-0,5
N-Pentano	C ₅ H ₁₂	72	36,0
Benzeno	C ₆ H ₆	78	80,1
Tolueno	C ₇ H ₈	92	110,7
n-Octano	C ₈ H ₁₈	114	125,6

Tabela 1.5 - Composição mássica de alguns combustíveis líquidos mais comuns.

Combustível	C [%]	H ₂ [%]	S [%]
Gasolina de avião	85,1	14,9	0,01
Gasolina	85,5	14,4	0,1
Querosene	86,3	13,6	0,1
Óleo Diesel	86,3	12,8	0,9
Fuel óleo ligeiro	86,2	12,4	1,4
Fuel óleo pesado	86,1	11,8	2,1

Por vezes interessa verificar a qualidade do carvão que se manuseia através da determinação de seus componentes físicos. Isto é feito através da análise imediata do carvão. Aquecendo-se à pressão atmosférica uma dada amostra de carvão, segundo temperaturas sucessivamente crescentes, e efetuando-se pesagens intermédias, obtêm-se as percentagens de humidade, matérias voláteis, carbono fixo e cinzas. As matérias voláteis são obtidas a temperaturas superiores a 100 °C e são portanto constituídas por hidrocarbonetos de elevado peso molecular.

O coque é resíduo sólido da destilação de certos tipos de carvão. A matéria combustível é constituída pelo carbono fixo remanescente uma vez que se libertam as matérias voláteis.

A madeira continua a ter, como combustível, interesse comercial, nomeadamente no setor doméstico, onde o seu uso como combustível para aquecimento, evoluiu desde a simples utilização das achas até às atuais briquetes e peletes, Figura 1.4. Estas, são formas de densificação da biomassa que permitem garantir uma homogeneidade da sua composição e ao mesmo tempo dada a forma uniforme das partículas obtidas, uma melhoria no controlo automático do funcionamento de queimadores, salamandras e caldeiras.



Figura 1.4 – Briquetes e peletes.

Um caso que possivelmente será único é o de Portugal onde os resíduos da indústria transformadora de cortiça têm um peso relativamente importante com combustíveis (por exemplo nos fornos de cal e na produção de vapor na indústria corticeira) e ainda nas indústrias do barro vermelho.

Tabela 1.6 - Combustíveis sólidos. Composições mássicas típicas [%].

Combustíveis	C	H ₂	O ₂	N ₂	S	H ₂ O	Cinzas
Antracite	85,42	3,82	3,68	1	1,23	0,95	3,9
Hulha	75	4,5	7	1	1	5,5	6
Lenhite	52	4,2	12	1	1	24	6
Turfa	44	4,5	24	1	0,5	20	6
Madeira	40	4,5	36	1	--	16	1,5
Coque	84	0,8	2,4	1	1	1,8	9

1.7 - Conservação da massa. Equação química.

Para uma descrição completa de um processo de combustão é necessário conhecer a equação química referente ao processo, a qual indica como os átomos dos reagentes se associam para formarem os produtos da reação. Atendendo a que a massa de cada elemento permanece constante durante e após a reação, obtém-se facilmente o número de moléculas dos reagentes e dos produtos.

Considere-se por exemplo a equação química referente à combustão completa do metano,



As moléculas dos reagentes aparecem no lado esquerdo enquanto as moléculas dos produtos aparecem no lado direito. Cada símbolo molecular está multiplicado por um coeficiente numérico referente ao número de kmol em jogo na reação. Estes coeficientes são introduzidos atendendo a que o número de átomos de cada elemento é mesmo em ambos os lados da equação.

Esta equação química pode ser escrita na forma de um balanço de massas,

$$16 \text{ kg de CH}_4 + 64 \text{ kg de O}_2 = 44 \text{ kg de CO}_2 + 36 \text{ kg de H}_2\text{O} \quad (1.2)$$

isto é

$$80 \text{ kg de reagentes} = 80 \text{ kg de produtos} \quad (1.3)$$

Assim, a equação química exprime o princípio da conservação da massa. Embora neste caso,



isto é, 3 kmol de reagentes = 3 kmol de produtos, nem sempre tal se verifica. Para a reação $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$, tem-se 12 kg de C + 32 kg de O₂ = 44 kg de CO₂, por outras palavras 44 kg de reagentes = 44 kg de produtos; por outro lado tem-se 1 kmol C + 1 kmol O₂ ≠ 1 kmol CO₂, isto é a 2 kmol de reagentes corresponde 1 kmol de produtos.

1.7.1. - Combustão de hidrocarbonetos.

Atendendo a que a maior parte dos combustíveis são hidrocarbonetos simples ou misturas de hidrocarbonetos, pode escrever-se uma expressão geral para a combustão completa de um hidrocarboneto genérico C_xH_y com o O_2 .



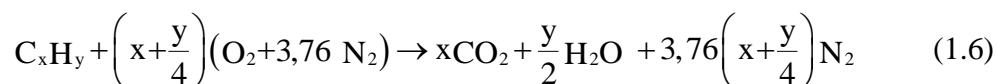
A combustão diz-se completa se todo o combustível é queimado. Se nos produtos da combustão aparecem moléculas de combustível, a combustão é incompleta.

Na maioria dos casos o comburente é o ar (ou melhor, o oxigénio do ar) de modo que a equação (1.5) toma um novo aspeto. Para tal, há que atender à composição padrão do ar, que em volume é a seguinte,

$$N_2 - 78,0880 \% ; O_2 - 20,9495 \% ; Ar - 0,9324 \% \text{ e } CO_2 - 0,0300 \%$$

Atendendo às massas moleculares dos constituintes, a massa molecular aparente da mistura (ar) é de 28,9666 kg/kmol. Na solução dos problemas de combustão o árgon é desprezado assim como o dióxido de carbono, e o ar é considerado como sendo composto apenas por 21 % de O_2 e 79 % de N_2 (em volume) o que permite escrever a molécula convencional de ar como $O_{0,42} N_{1,58}$.

De tal simplificação conclui-se que, para cada kmol de O_2 estão envolvidos $79/21 = 3,76$ kmol de N_2 . Pode então adicionar-se a ambos os membros da equação (1.5) um termo referente ao N_2 .



isto é, 4,76 kmol de ar = 1 kmol de $O_2 + 3,76$ kmol de N_2 .

A quantidade mínima de ar que fornece o oxigénio suficiente para a combustão completa do combustível é chamada ar teórico. Diz-se então que a mistura ar-combustível (ou mais genericamente a mistura combustível/comburente) é uma mistura estequiométrica. Quando tal se verifica, os produtos da reação não contêm oxigénio. Na prática sabe-se que a combustão completa não é conseguida a menos que a quantidade de ar (ou comburente) seja superior à teoricamente necessária. Isto

porque as características da fornalha, do queimador e do escoamento, não permitem a concretização de uma mistura ar combustível perfeitamente homogénea.

A quantidade de ar realmente fornecida é expressa em termos da percentagem de ar teórico. Chamando AC à razão entre as massas de ar e do combustível (razão ar combustível) e CA à razão entre as massas de combustível e do ar (razão combustível ar), define-se riqueza r da mistura como,

$$r = \frac{(CA)}{(CA)_{esteq.}} = \frac{(AC)_{esteq.}}{(AC)} \quad (1.7)$$

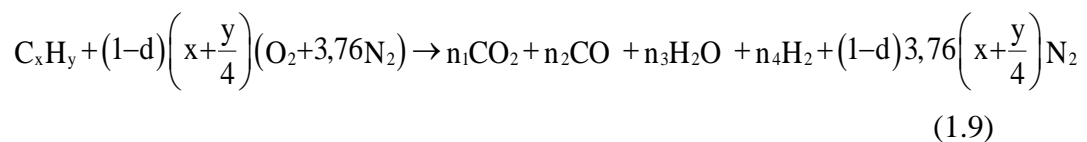
Estas razões podem ser igualmente obtidas na base molar,

$$r = \frac{(\bar{CA})}{(\bar{CA})_{esteq.}} = \frac{(\bar{AC})_{esteq.}}{(\bar{AC})} \quad (1.8)$$

Se $r = 1$ a mistura é estequiométrica. Se $r > 1$ existe excesso de combustível (ou falta de ar) dizendo-se que a mistura é rica, ao passo que se $r < 1$ existirá excesso de ar e a mistura é pobre.

O conceito de riqueza é mais usado na referência a motores alternativos de combustão interna, pois nestes motores podem existir tanto misturas ricas como pobres (r toma normalmente valores entre 0,9 e 1,2). Um motor de ignição por faísca tem o máximo de potência para $1,05 \leq r \leq 1,1$.

Apresenta-se agora um caso típico de uma mistura ar-combustível rica, ou com defeito de ar. Para a queima de um hidrocarboneto genérico C_xH_y ,



onde

$$d = \frac{r-1}{r} \quad \text{ou} \quad 1-d = \frac{1}{r} \quad (1.10)$$

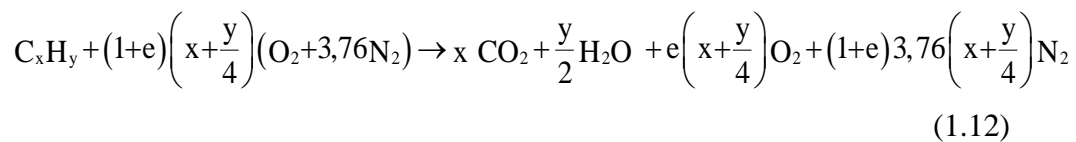
em que d é o defeito de ar.

Quando se consideram a fornalhas, turbinas de gás ou fornos industriais, onde as misturas são predominantemente pobres, emprega-se o conceito de excesso de ar, definido como

$$e = \frac{1-r}{r} \text{ ou } 1+e = \frac{1}{r} \quad (1.11)$$

Um motor Diesel (ignição por compressão) trabalha com $0,4 \leq r \leq 0,5$ enquanto num turbo reator $0,2 \leq r \leq 0,25$, pelo que $e \approx 300\%$.

Para um hidrocarboneto pode então escrever-se neste caso que



Recapitulando, para $r = 1$ a mistura e a queima dizem-se estequiométricas, também se dizendo que a queima é neutra, equação (1.6). Para $r < 1$ a mistura combustível comburente diz-se pobre e a combustão é oxidante, já que se desenrola em presença de excesso de comburente (O_2). Como se pode ver da equação (1.12) tal reação é, analogamente à estequiométrica, completa. Apenas CO_2 e H_2O (além do O_2 e do N_2 é claro) aparecem como produtos. Para $r > 1$ a mistura combustível comburente diz-se rica e a reação é uma combustão redutora. O comburente é inferior à quantidade estequiométrica e como se verá a sua abordagem é mais complexa do que a combustão oxidante.

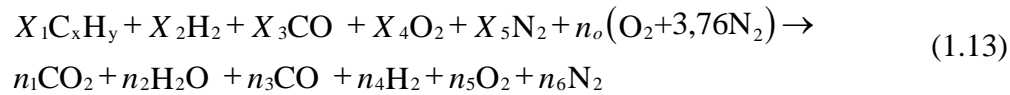
Tabela 1.7 - Excesso de ar habitualmente empregue com alguns combustíveis

Combustível	Excesso de ar %
Carvão pulverizado	15 - 40
Carvão	15 - 60
Óleos pesados	5 - 20
Gás de gasogénio	7 - 12
Gás de alto forno	15 - 18
Madeira	20 - 25
Licor de celulose	5 - 7

1.7.2 - Mistura de combustíveis líquidos ou gasosos.

Normalmente é dada a composição molar (volúmica, supondo gases perfeitos) da mistura $X_1C_xH_y+X_2H_2+X_3CO+X_4O_2+X_5N_2$, sendo X_i a fração molar do componente i .

A queima (não estequiométrica) será



1.7.3 - Combustíveis sólidos.

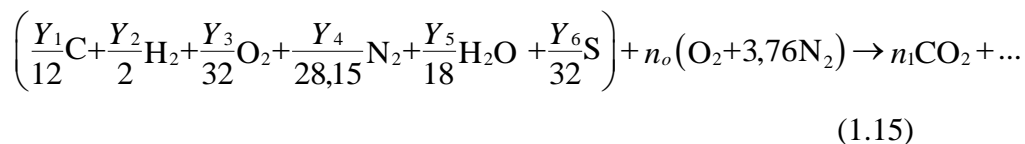
Normalmente é dada a composição mássica do combustível de modo que, $Y_1C+Y_2H_2+Y_3O_2+Y_4N_2+Y_5H_2O+Y_6S$ +cinzas sendo Y_i , as frações mássicas. Atendendo a que para se escrever a equação química é necessário reconhecer-se o número de kmol dos intervenientes na reação e a que,

$$\left[\frac{Y_1}{12} \right] = \frac{\text{kmol C}}{\text{kg combustível}}; \left[\frac{Y_2}{2} \right] = \frac{\text{kmol de H}_2}{\text{kg combustível}}; \text{etc...} \quad (1.14)$$

Podem escrever-se a equação química de modo a que cada coeficiente tenha as unidades:

$$\frac{\text{kmol da espécie correspondente}}{\text{kg da mistura (i.e. combustível)}}$$

tanto para os reagentes, como para os produtos.



Ignora-se a cinza, já que esta aparece inalterada nos dois membros da equação.

Desde que se saiba a composição do combustível, o conhecimento de todos os coeficientes que aparecem na equação química é imediato para o caso das equações (1.5), (1.6) e (1.12); isto é para as combustões estequiométricas ou oxidantes completas em que o excesso de ar é dado inicialmente. Tal será também verdade para

a queima de misturas de combustíveis gasosos e líquidos ou de combustíveis sólidos, desde que a reação seja estequiométrica ou oxidante completa. Nestes casos os balanços do carbono, do hidrogénio, do oxigénio, etc., permitirão o acerto final da equação química.

Casos há, por exemplo o da combustão redutora e mesmo da combustão oxidante incompleta, em que não é possível determinar *a priori* quais as espécies constituintes dos produtos. Aliás, são estes os casos que se encontram mais frequentemente na vida prática e então só a análise dos produtos de combustão permitirá o conhecimento da equação química.

1.8 - Queima de misturas de combustíveis líquidos e gasosos.

Um caso comum em muitas situações ligadas à indústria química e petroquímica é a queima simultânea de combustíveis gasosos e líquidos numa mesma fornalha.

Para se escrever a equação de combustão nesta situação deve atentar-se ao facto de que habitualmente a composição do combustível gasoso é apresentada na base molar ou volúmica e a composição do combustível líquido é apresentada na base mássica. Haverá então a necessidade de se conhecer a composição do combustível mistura na base mássica.

Partindo do conhecimento da composição molar do combustível gasoso, por exemplo, X_{CH_4} de CH_4 , $X_{C_2H_6}$ de C_2H_6 , $X_{C_3H_8}$ de C_3H_8 , $X_{C_4H_{10}}$ de C_4H_{10} , X_{N_2} de N_2 e X_{O_2} de O_2 , calcula-se para cada componente da mistura a respetiva fração mássica Y_i segundo,

$$Y_i = \frac{X_i M_i}{\sum X_i M_i} \quad (1.16)$$

Quanto ao combustível líquido, este terá por exemplo a seguinte composição mássica, Y_C de C e Y_{H_2} de H_2 .

Por outro lado sabe-se a quantidade de gás combustível que está a ser queimada \dot{m}_{gc} , assim como a quantidade de combustível líquido que também está a ser queimada \dot{m}_{lc} , podendo em consequência definirem-se as correspondentes repartições mássicas,

$$\chi_{gc} = \frac{\dot{m}_{gc}}{\dot{m}_{gc} + \dot{m}_{lc}} \quad (1.17)$$

$$\chi_{lc} = \frac{\dot{m}_{lc}}{\dot{m}_{gc} + \dot{m}_{lc}} \quad (1.18)$$

Finalmente poder-se-á escrever para a mistura dos dois combustíveis em ar que,

$$\begin{aligned} &\chi_{gc} Y_{CH_4} + \chi_{gc} Y_{C_2H_6} + \chi_{gc} Y_{C_3H_8} + \chi_{gc} Y_{C_4H_{10}} + \\ &\chi_{gc} Y_{N_2} + \chi_{gc} Y_{O_2} + \chi_{lc} Y_C + \chi_{lc} Y_{H_2} \end{aligned} \quad (1.19)$$

e para correspondente a queima estequiométrica em ar,

$$\begin{aligned} &\frac{\chi_{gc} Y_{CH_4}}{M_{CH_4}} CH_4 + \frac{\chi_{gc} Y_{C_2H_6}}{M_{C_2H_6}} C_2H_6 + \frac{\chi_{gc} Y_{C_3H_8}}{M_{C_3H_8}} C_3H_8 + \frac{\chi_{gc} Y_{C_4H_{10}}}{M_{C_4H_{10}}} C_4H_{10} \\ &\frac{\chi_{gc} Y_{N_2}}{M_{N_2}} N_2 + \frac{\chi_{gc} Y_{O_2}}{M_{O_2}} O_2 + \frac{\chi_{lc} Y_C}{M_C} C + \frac{\chi_{lc} Y_{H_2}}{M_{H_2}} H_2 + n_o (O_2 + 3,76 N_2) \rightarrow \\ &n_1 CO_2 + n_2 H_2O + n_3 N_2 \end{aligned} \quad (1.20)$$

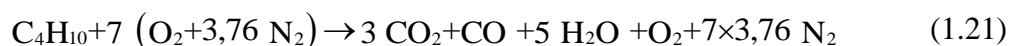
Como se observa da equação (1.20), adota-se o procedimento adequado às situações em que se conhece a composição do combustível na base mássica, vindo os coeficientes multiplicativos das várias espécies químicas em kmol da espécie em causa, por kg da mistura de combustíveis.

1.9 - Produtos de combustão. Fumos húmidos e fumos secos.

A composição dos produtos de combustão é vital para o conhecimento da equação da reação química. Daqui obtém-se a riqueza da mistura a queimar e pode-se avaliar o desempenho do sistema de queima. Sabida qual a composição dos produtos é possível determinarem-se problemas de corrosão ou de incompatibilidade entre os fumos e os materiais que com eles contactam.

Essa composição dos fumos (ou produtos) pode ou não levar em conta o vapor de água existente. No primeiro caso fala-se de fumos húmidos e X_{pi} representa a fração molar (ou volúmica) húmida do componente i . No segundo caso fala-se de fumos secos e X'_{pi} representa a fração molar seca do componente i .

Ao escrever-se uma equação referente a uma combustão, por exemplo



fica a conhecer-se a composição húmida dos produtos para a qual a fração molar na base húmida do CO_2 é

$$X_{\text{CO}_2} = \frac{3}{3+1+5+1+7 \times 3,76} \approx 0,0826 \quad (1.22)$$

e a composição seca dos produtos para a qual a fração molar na base seca do CO_2 é

$$X'_{\text{CO}_2} = \frac{3}{3+1+1+7 \times 3,76} \approx 0,096 \quad (1.23)$$

onde se ignorou o H_2O .

À primeira vista não parece haver razões para se trabalhar com a composição seca dos produtos, já que a composição dos fumos na base húmida é mais completa. Porém normalmente, as análises dos produtos da combustão dão unicamente a composição na base seca; trata-se de uma restrição inerente aos métodos de análise.

Uma das questões práticas mais importantes é pois obter o máximo de informações à custa desta análise, na base seca, dos produtos. Se a composição do combustível for conhecida é possível, recorrendo à composição seca dos produtos, obter-se a composição húmida dos produtos e escrever a equação química.

Caso a composição do combustível não seja conhecida, a análise seca dos fumos (produtos) permitirá apenas calcular a riqueza da mistura combustível-comburente. Este desconhecimento da composição do combustível não é nada de anormal; muitos combustíveis líquidos pesados e combustíveis sólidos têm flutuações de composição consoante a remessa que está a ser queimada.

O conhecimento da riqueza da mistura, mesmo que não se saiba a composição exata do combustível, permitirá em caso de necessidade uma regulação cuidada da percentagem dos reagentes (combustível e comburente), por forma a melhorar o desempenho da queima.

1.9.1 - Combustão oxidante completa.

A combustão oxidante completa, já referida anteriormente, é o tipo de combustão com maior aplicação prática. Todas as queimas destinadas à produção de calor se desenvolvem nestas condições. Nas secções seguintes apresentam-se métodos práticos para a determinação das condições de queima, por recurso à análise seca dos fumos.

fala-se desta relação porque todo o CO₂ teve que vir do O₂ então é possível encontrar uma relação entre os 2.

1.9.1.1 - Relação entre concentrações secas de O₂ e CO₂.

Considerem-se conhecidas as percentagens volúmicas (i.e. molares) secas dos produtos de uma combustão oxidante e completa qualquer

$$X'_{CO_2} = \alpha; X'_{O_2} = \Omega \text{ e } X'_{N_2} = \delta \quad (1.24)$$

de modo que $\alpha + \Omega + \delta = 1$ (ou 100%). Admite-se que o N₂ dos produtos provém exclusivamente do comburente. Isto é aproximadamente verdade para carvões e combustíveis derivados do petróleo em que o N₂ raramente ultrapassa 1% em massa. Com certos gases naturais o N₂ pode chegar perto dos 15% em volume, mas ainda assim o comburente produz uma quantidade de N₂ que é cerca de nove vezes a devida ao combustível. Admite-se igualmente que o O₂ dos produtos vem exclusivamente do comburente, o que implica um baixo teor de O₂ no combustível. De qualquer modo sendo a combustão oxidante, isto é, com excesso de ar, o teor de O₂ no combustível é irrelevante quando comparado com o montante proveniente do comburente.

Finalmente emprega-se um comburente formado por τ_{O_2} (%) de O₂ e τ_{N_2} (%) de N₂ em volume. Para o ar $\tau_{O_2} = 21\%$ e $\tau_{N_2} = 79\%$.

Quando se consideram 100 % de fumos secos de uma combustão oxidante sabe-se que:

- Ao volume Ω de O₂ existente nos produtos corresponde-lhe um volume $100 \frac{\Omega}{\tau_{O_2}}$

de comburente que não participou na reação;

- A quantidade total de CO₂ produzida, quer na queima estequiométrica, quer na queima oxidante, é sempre a mesma. Como as quantidades totais dos fumos (secos ou húmidos) são diferentes, por força da maior quantidade de comburente no segundo caso, as percentagens volúmicas virão diferentes.

Então $\alpha_o \times$ volume de fumos secos neutros = $\alpha \times$ volume de fumos secos oxidantes, onde α_o é a fração (ou percentagem) volúmica seca do CO₂, na queima estequiométrica do combustível em questão. O conhecimento de α_o pressupõe o conhecimento da composição do combustível. Sendo assim,

$$\frac{\alpha}{\alpha_o} = \frac{\text{volume de fumos neutros}}{\text{volume de fumos oxidantes}} = \frac{100 - 100 \frac{\Omega}{\tau_{O_2}}}{100} \quad (1.25)$$

de onde se obtém,

$$\frac{\alpha}{\alpha_o} + \frac{\Omega}{\tau_{O_2}} = 1 \quad (1.26)$$

em que $\tau_{O_2} = 21 \% = 0,21$ se o comburente for o ar.

Na queima oxidante de um dado combustível - ao qual corresponde um α_o bem definido - os teores em CO_2 e O_2 em volume na base seca (α e Ω) devem verificar a relação (1.26), dentro dos limites de precisão dos aparelhos de medida. Caso tal não se verifique, duas possibilidades se colocam:

- A análise está errada;
- A combustão não é completa e será necessário proceder à regulação dos queimadores.

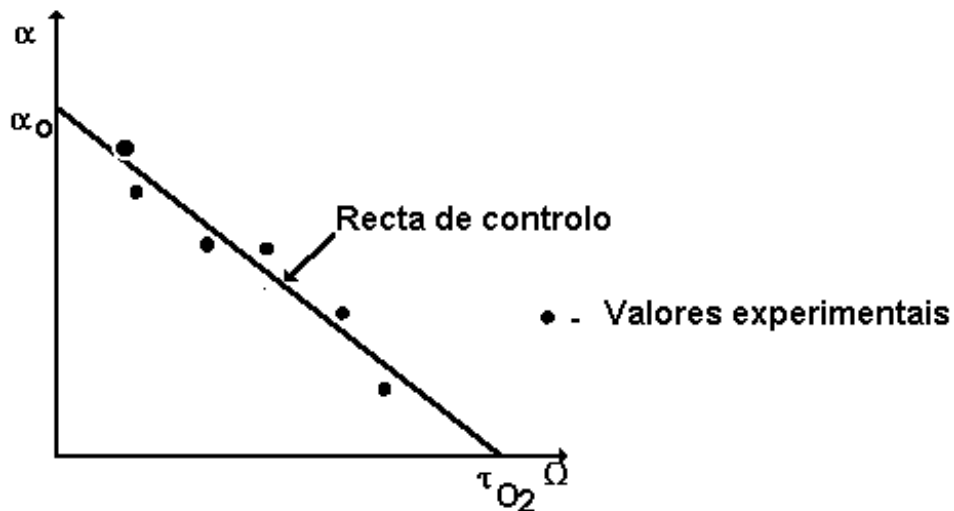


Figura 1.5 - Reta de controlo da análise.

Da equação (1.26) e conforme se vê na Figura 1.5, a equação

$$\alpha = \left(1 - \frac{\Omega}{\tau_{O_2}}\right) \alpha_o \quad (1.27)$$

é conhecida como reta de controlo.

1.9.1.2 - Relação entre o excesso de ar e os teores em CO₂ e O₂ nos produtos.

Partindo da definição de excesso de ar

$$\frac{e}{100} = \frac{\text{comburente em excesso}}{\text{comburente estequiométrico}} = \frac{(O_2)_{\text{excesso}}}{(O_2)_{\text{estequiométrico}}} \quad (1.28)$$

e não havendo combustível por queimar, $(O_2)_{\text{excesso}} = (O_2)_{\text{produtos}}$, pelo que

$$(O_2)_{\text{esteq}} = (O_2)_{\text{total}} - (O_2)_{\text{produtos}} = (O_2)_{\text{total}} - (O_2)_{\text{excesso}} \quad (1.29)$$

e então,

$$\frac{e}{100} = \frac{1}{\frac{(O_2)_{\text{total}}}{(O_2)_{\text{prod}}} - 1} \quad (1.30)$$

Mas, para um comburente com $\tau_{O_2} + \tau_{N_2} = 1$ (ou 100%),

$$(O_2)_{\text{total}} = (N_2)_{\text{produtos}} \frac{\tau_{O_2}}{\tau_{N_2}} \quad (1.31)$$

pois admite-se que o $(N_2)_{\text{produtos}}$ vem unicamente do comburente;

$$\frac{e}{100} = \frac{1}{\frac{(N_2)_{\text{prod}} \tau_{O_2}}{(O_2)_{\text{prod}} \tau_{N_2}} - 1} \quad \text{e} \quad \text{como} \quad \frac{(N_2)_{\text{prod}}}{(O_2)_{\text{prod}}} = \frac{\delta}{\Omega} \quad \text{em que} \quad \alpha + \delta + \Omega = 100,$$

pode escrever-se finalmente, não esquecendo que na expressão seguinte os teores dos gases vêm em percentagem,

$$e(\%) = \frac{100 \tau_{N_2}}{\frac{100 - (\alpha + \Omega)}{\Omega} - \frac{\tau_{N_2}}{\tau_{O_2}}} \quad (1.32)$$

(Para o ar $\frac{\tau_{N_2}}{\tau_{O_2}} = 3,76$).

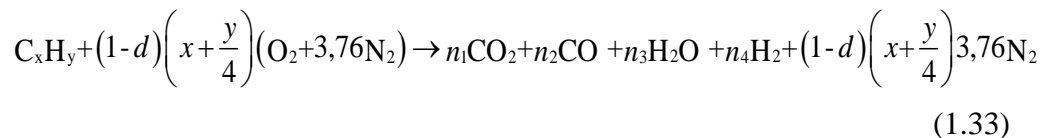
A vantagem desta relação (1.32) reside na possibilidade de ser aplicada em processos em que o combustível apresenta alterações temporárias de composição, pois não é necessário conhecer-se previamente a composição do combustível.

Atenção porém que, apesar da medição simultânea dos teores de O_2 e CO_2 nos fumos secos possibilitar sempre o conhecimento do excesso de ar empregue na queima, o controlo da validade das análises terá que ser executado através da equação (1.26). E o conhecimento de α_o obriga ao conhecimento prévio da composição do combustível.

Outra alternativa será a de se proceder a uma calibração prévia dos analisadores de O_2 e CO_2 e no local em avaliação apenas se efetuarem as medições conducentes ao emprego da fórmula (1.32).

1.9.2. - Combustão redutora.

Voltando à equação (1.4),



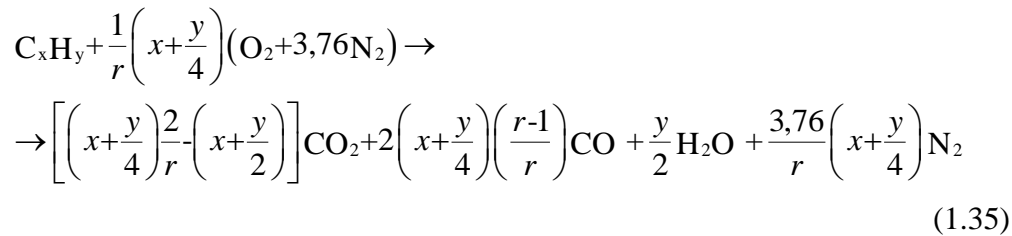
onde,

$$d = \frac{r-1}{r} \quad \text{ou} \quad 1-d = \frac{1}{r} \quad (1.34)$$

Executando-se o balanço do carbono, do hidrogénio e do oxigénio para a equação (1.33), obtêm-se três equações e quatro incógnitas, havendo então três possibilidades a considerar:

- Expressir três coeficientes em função do quarto;
- Desprezar a concentração de um dos produtos de modo a se obterem três equações e três incógnitas;
- Arranjar uma quarta equação complementar.

É habitual na prática referirem-se as concentrações dos produtos relativamente ao CO_2 . A segunda possibilidade é aceitável no caso em que $X_{H_2} \ll X_{CO}$.



Como o coeficiente do CO_2 não pode ser negativo,

$$\begin{aligned}
 & \left[\left(x + \frac{y}{4} \right) \frac{2}{r} - \left(x + \frac{y}{2} \right) \right] > 0 \\
 & 1 < r < 2 \frac{x + \frac{y}{4}}{x + \frac{y}{2}},
 \end{aligned}
 \tag{1.36}$$

o que dá a gama de riquezas em que esta simplificação é válida. Para o octano (C_8H_{18}) virá $1 < r < 1,47$ embora na prática o aparecimento de H_2 nos produtos se verifique antes de $r = 1,47$.

O emprego de uma equação extra para a solução da equação (1.4) ficará adiado até ao estudo da dissociação, altura que se analisarão, na ótica da Termodinâmica, os fenómenos responsáveis pela combustão incompleta. Outra possibilidade de obtenção de uma quarta equação tem a ver com o recurso à medição da concentração de um dos componentes dos produtos.

Importa finalmente salientar, que a combustão redutora tem interesse do ponto de vista químico na elaboração de certos produtos como por exemplo o gás de síntese ($CO + H_2$), o acetileno (C_2H_2), ou o negro de fumo (carbon black) empregue na vulcanização da borracha para a fabricação de pneus. Outras vezes, pretende-se criar uma atmosfera que do ponto de vista metalúrgico não seja agressiva ou então deseje-se a produção de combustíveis gasosos a partir de óleos pesados ou do carvão, ver Tabela 1.3. A combustão redutora é pois um processo voluntário, ou por outras palavras desejado, e não ocorre devido à má regulação do equipamento de queima. Daí não ser a combustão redutora considerada uma combustão incompleta.

1.9.3. - Combustão incompleta.

Já se analisaram as combustões oxidantes completas, estequiométricas ou neutras e as voluntariamente redutoras.

Na prática as combustões afastam-se mais ou menos das condições ideais e por isso os produtos finais de uma combustão oxidante mal regulada poderão conter CO, H₂, hidrocarbonetos não-queimados (HC) e partículas sólidas. Os produtos de uma combustão redutora mal regulada poderão conter O₂ livre, apesar do comburente ser inferior à quantidade estequiométrica. Estas combustões designam-se por combustões incompletas e são particularmente importantes no caso da combustão oxidante em que se visa principalmente a produção de calor.

Por razões ambientais as normas que regem os equipamentos de queima são bastante severas. Nas instalações industriais corretamente equipadas existirão normalmente analisadores de CO₂, O₂ e CO e por vezes determina-se ainda a quantidade de partículas emitidas. De um modo geral, os teores de não queimados (CO, hidrocarbonetos e partículas sólidas) são suficientemente pequenos para que a questão não seja importante do ponto de vista energético, o fator ambiental é o preponderante.

O conhecimento de uma equação do tipo $C_xH_y + n_o (O_2 + 3,76 N_2) \rightarrow n_1 CO_2 + n_2 CO + n_3 H_2O + n_4 H_2 + n_5 O_2 + n_6 C_xH_y + n_7 N_2 + \text{etc.}$ não se obtém unicamente à custa do balanço dos vários elementos químicos em presença. Haverá sempre um número de incógnitas superior ao número de equações. A solução mais ou menos exata dependerá de considerações de equilíbrio químico que ficarão adiadas até ao estudo da dissociação. Mas também neste caso a determinação do valor aproximado da riqueza da mistura combustível/comburente pode ser facilmente obtido à custa da análise dos produtos de combustão. Conhece-se à partida a composição volúmica seca dos fumos,

$$X'_{H_2}, X'_{O_2} = \Omega, X'_{N_2} = \delta, X'_{CO}, X'_{CO_2} = \alpha \text{ e } X'_{C_xH_y} \quad (1.37)$$

e efetua-se agora o balanço do oxigénio.

Para uma dada quantidade de combustível, de composição desconhecida, sabe-se da definição de riqueza que,

$$r = \frac{(comburente)_{esteq.}}{(comburente)_{real}} = \frac{(O_2)_{esteq.}}{(O_2)_{real}} \quad (1.38)$$

O conhecimento de $(O_2)_{esteq.}$ pressupõe o conhecimento da composição do combustível, porém quando se trabalha em base seca pode contornar-se este problema, o que aliás já foi feito anteriormente.

1.9.3.1- Mistura pobre, $r < 1$.

$(O_2)_{esteq.} = (O_2)_{total} - (O_2)_{excesso}$ e então

$$r = 1 - \frac{(O_2)_{excesso}}{(O_2)_{total}} \quad (1.39)$$

Se (N_2) é a quantidade de N_2 presente nos produtos, admitindo-se que provém unicamente do comburente, para o qual $\tau_{O_2} + \tau_{N_2} = 1$,

$$(O_2)_{total} = \frac{(N_2)}{\frac{\tau_{N_2}}{\tau_{O_2}}} \quad (1.40)$$

As espécies parcialmente oxidadas que aparecem nos produtos, CO , H_2 e C_xH_y , necessitam de uma quantidade de O_2 , que será referida por (A) , para as oxidar completamente e que será dada por,

$$(A) = \frac{1}{2}(CO) + \frac{1}{2}(H_2) + \sum \left(x + \frac{y}{4} \right) (C_xH_y) \quad (1.41)$$

Nesta combustão oxidante em análise, (A) corresponde à parte do $(O_2)_{total}$ não utilizado e que por isso vai aparecer no O_2 livre dos produtos

$$(O_2) = (A) + (O_2)_{excesso} \quad (1.42)$$

onde (O_2) é a quantidade de O_2 livre nos produtos. Das equações (1.39), (1.40) e (1.41)

$$r = 1 - \frac{(O_2) - (A)}{(N_2)} \frac{\tau_{N_2}}{\tau_{O_2}} \quad (1.43)$$

1.9.3.2 - Mistura rica, $r > 1$.

Neste caso,

$$(O_2)_{esteq.} = (O_2)_{total} + (O_2)_{defeito} \quad e \quad r = \frac{(O_2)_{esteq.}}{(O_2)_{total}}, \text{ pelo que}$$

$$r = 1 + \frac{(O_2)_{defeito}}{(O_2)_{total}} \quad (1.44)$$

Sendo $(A) = \frac{1}{2}(CO) + \frac{1}{2}(H_2) + \sum \left(x + \frac{y}{4} \right) (C_x H_y)$ a quantidade de O_2 que falta para completar a oxidação dos não queimados. A quantidade de O_2 livre nos produtos é novamente (O_2) e,

$$(O_2)_{defeito} + (O_2) = (A) \quad (1.45)$$

pelo que, tomando em consideração as equações (1.40), (1.44) e (1.45),

$$r = 1 + \frac{(A) - (O_2)}{(N_2)} \frac{\tau_{N_2}}{\tau_{O_2}} \quad (1.46)$$

Conclusão, comparando as equações (1.43) e (1.46) verifica-se que, qualquer que seja $r < 1$ ou $r > 1$,

$$r = 1 + \frac{\tau_{N_2}}{\tau_{O_2}} \frac{X'_{A} - X'_{O_2}}{X'_{N_2}} \quad (1.47)$$

com,

$$X'_{A} = \frac{X'_{CO}}{2} + \frac{X'_{H_2}}{2} + \sum \left(x + \frac{y}{4} \right) X'_{C_x H_y} \quad (1.48)$$

em que, para o ar, $\frac{\tau_{N_2}}{\tau_{O_2}} = 3,76$.

Salienta-se novamente que o cálculo da riqueza recorrendo ao balanço do O_2 não obriga ao conhecimento prévio da composição do combustível.

1.10 - Equações simplificadas para cálculos da combustão.

1.10.1 - Desenvolvimento de uma equação expedita para a determinação da massa de ar necessária à combustão estequiométrica de um combustível sólido.

Embora no processo de cálculo mais correto se devam efetuar os balanços molares dos elementos químicos em jogo na reação, em muitas situações práticas é aceitável trabalhar-se com fórmulas simplificadas, que dão resultados mais ao menos aproximados. Nesta seção, apresenta-se o desenvolvimento de algumas destas fórmulas simplificadas. Como se verá, a obtenção destas partirá sempre do balanço molar correto dos elementos químicos envolvidos.

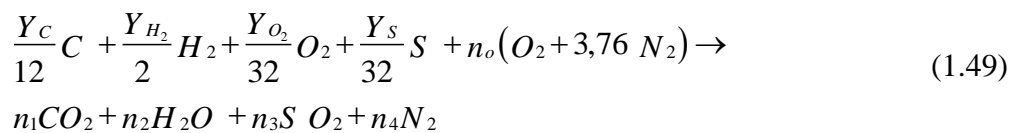
Um combustível sólido tem a seguinte composição mássica:

Y_C de carbono	[kg de C/kg de combustível]
Y_{H_2} de hidrogénio	[kg de H_2 /kg de combustível]
Y_{O_2} de oxigénio	[kg de O_2 /kg combustível]
Y_S de enxofre	[kg de S/kg de combustível]

Sendo o restante, as cinzas ou inertes, a diferença a 100 % (ou à unidade no caso de se considerarem frações).

Para se escrever a equação de combustão, os coeficientes que multiplicam os símbolos químicos têm de se referir à composição (ou fração) molar e nunca à mássica.

Divide-se então cada fração mássica pela respetiva massa molecular, escrevendo-se então a correspondente equação química. No caso presente pretende-se escrever a equação correspondente à combustão completa da mistura estequiométrica, isto é,



isto está um bocadinho caído do céu não? Como é que eu sabia que se forma SO_2 e não H_2SO_4 ou outro composto qq de enxofre?

em que,

$$\frac{Y_C}{12} = \left[\frac{\text{kmol C}}{\text{kg combustível}} \right]$$

$$\frac{Y_{H_2}}{2} = \left[\frac{\text{kmol } H_2}{\text{kg combustível}} \right]$$

...

$$n_1 = \left[\frac{\text{kmol CO}_2}{\text{kg combustível}} \right]$$

$$n_2 = \left[\frac{\text{kmol H}_2\text{O}}{\text{kg combustível}} \right]$$

...

Fazendo o balanço do número de kmoles de cada elemento químico envolvido na reação:

- Balanço do C,

$$\frac{Y_C}{12} = n_1 \quad (1.50)$$

- Balanço do H₂,

$$2 \frac{Y_{H_2}}{2} = 2 n_2 \Rightarrow \frac{Y_{H_2}}{2} = n_2 \quad (1.51)$$

- Balanço do O₂,

$$2 \frac{Y_{O_2}}{32} + 2 n_o = 2 n_1 + n_2 + 2 n_3 \quad (1.52)$$

- Balanço do S,

$$\frac{Y_S}{32} = n_3 \quad (1.53)$$

- Balanço do N₂,

$$2 \times 3,76 n_o = 2 n_4 \Rightarrow n_4 = 3,76 n_o \quad (1.54)$$

Da equação (1.52)

$$n_o = n_1 + \frac{n_2}{2} + n_3 - \frac{Y_{O_2}}{32} \quad (1.55)$$

e recorrendo agora às equações (1.50), (1.51) e (1.53),

$$n_o = \frac{Y_C}{12} + \frac{Y_{H_2}}{4} + \frac{Y_S}{32} - \frac{Y_{O_2}}{32} \quad [\text{moles ar / kg combustível}] \quad (1.56)$$

e então,

$$\frac{\text{massa de ar}}{\text{massa de combustível}} = \frac{n_o(32 + 3,76 \times 28,15)}{Y_C + Y_{H_2} + Y_{O_2} + Y_S + Y_{\text{cinzas}}} \quad \begin{matrix} [\text{massa ar / kg combustível}] \\ [\text{massa combustível / kg combustível}] \end{matrix} \quad (1.57)$$

Como $Y_C + Y_{H_2} + Y_{O_2} + Y_S + Y_{\text{cinzas}} = 1$,

$$\frac{\text{massa de ar}}{\text{massa de combustível}} = \left(\frac{Y_C}{12} + \frac{Y_{H_2}}{4} + \frac{Y_S}{32} - \frac{Y_{O_2}}{32} \right) (32 + 3,76 \times 28,15) \quad (1.58)$$

ou seja,

massa C / massa
combustível

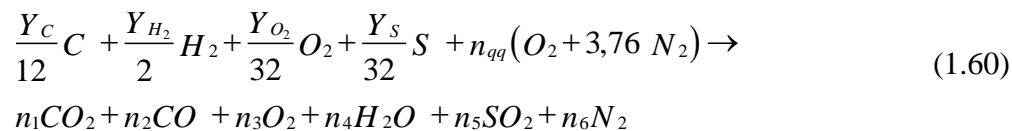
o prof usa $H = H_2$; $O = O_2$

Os valores dos Y é entre
0 e 1 e não em %

$$\frac{\text{massa de ar}}{\text{massa de combustível}} = 11,487 Y_C + 34,461 \left(Y_{H_2} - \frac{Y_{O_2}}{8} \right) + 4,308 Y_S \quad (1.59)$$

1.10.2 – Determinação da razão entre a massa de ar e a massa de combustível para uma combustão genérica. para um combustível qq e combustão qq (nao precisa de ser estequiométrica).

Considere-se agora uma situação genérica.



Onde n_{qq} é um número qualquer de kmoles $\neq n_o$ obtido anteriormente. Olhando apenas para os produtos da combustão, pode escrever-se na base molar húmida que,

$$X_{CO_2} = \frac{n_1}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5 + n_6} \quad [\text{kmol CO}_2 / \text{kmol de gases queimados}] \quad (1.61)$$

notar que a água está incluída. Não costumamos pensar que dá para queimar água, por isso incluí-la nos gases queimados pode ser pouco intuitivo e levar a confusão, mas é assim que está feito, portanto tomar atenção a isso

e

$$X_{CO} = \frac{n_2}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5 + n_6} \quad [\text{kmol CO/ kmol de gases queimados}] \quad (1.62)$$

$$X_{N_2} = \frac{n_6}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5 + n_6} \quad [\text{kmol N}_2/\text{ kmol de gases queimados}] \quad (1.63)$$

ou na base seca,

$$X'_{CO_2} = \frac{n_1}{n_1 + n_2 + n_3 + n_5 + n_6} \quad [\text{kmol CO}_2/\text{ kmol de gases secos queimados}] \quad (1.64)$$

$$X'_{CO} = \frac{n_2}{n_1 + n_2 + n_3 + n_5 + n_6} \quad [\text{kmol CO/ kmol de gases secos queimados}] \quad (1.65)$$

$$X'_{N_2} = \frac{n_6}{n_1 + n_2 + n_3 + n_5 + n_6} \quad [\text{kmol N}_2/\text{ kmol de gases secos queimados}] \quad (1.66)$$

Todo o carbono do combustível aparece nos produtos de combustão sob a forma de CO₂ e de CO. Todo o N₂ do ar aparece nos produtos de combustão e por isso a quantidade de N₂ nos produtos é uma indicação da quantidade de ar utilizada na combustão, desprezando-se por isso qualquer N₂ que venha do combustível. Logo,

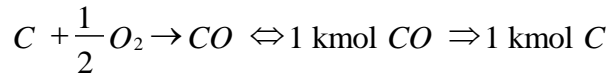
$$\frac{X_{N_2}}{(X_{CO_2} + X_{CO})} = \frac{\left[\frac{\text{kmol}_{N_2}}{\text{kmol}_{gq}} \right]}{\left[\frac{\text{kmol}_{CO_2}}{\text{kmol}_{gq}} + \frac{\text{kmol}_{CO}}{\text{kmol}_{gq}} \right]} = \frac{[\text{kmol}_{N_2}]}{[\text{kmol}_{CO_2} + \text{kmol}_{CO}]} \quad (1.67)$$

gq = gases queimados

Mas kmol_{N₂} nos gases queimados = kmol_{N₂} no ar de combustão. Por outro lado,

$C + O_2 \rightarrow CO_2 \Leftrightarrow 1 \text{ kmol } CO_2 \Rightarrow 1 \text{ kmol } C$, de modo que

À parte: como relacionar fração molar com a volumétrica? Se pudermos considerar gás perfeito: $V=nRT/p$. $V_i/V_{total} = niRT/p / n_{total}RT/p \Rightarrow V_i/V_{total} = ni/n_{total} = Xi$



Mas 1 kmol de $N_2 = 28 \text{ kg}$ de N_2 (ou melhor 28,15 kg de N_2 atmosférico) e 1 kmol de $C = 12 \text{ kg}$ de C , de modo que,

$$\frac{[\text{kmol}_{N_2}]}{[\text{kmol}_{CO_2} + \text{kmol}_{CO}]} \Rightarrow \frac{\text{massa de azoto no ar}}{\text{massa de carbono no combustível}} = \frac{28 X_{N_2}}{12 (X_{CO_2} + X_{CO})} \quad (1.68)$$

Como o ar é uma mistura de 79 % (v/v) de N_2 e 21 % (v/v) de O_2 e portanto uma mistura de 77 % (m/m) de N_2 e 23 % (m/m) de O_2 , pode dizer-se que,

$$\text{massa de ar} = \frac{\text{massa de } N_2}{0,77} \quad (1.69)$$

Conclusão,

$$\frac{\text{massa de ar}}{\text{massa de carbono}} = \frac{28 X_{N_2}}{12 (X_{CO_2} + X_{CO}) 0,77} \quad (1.70)$$

sendo porém mais correto escrever-se,

$$\frac{\text{massa de ar}}{\text{massa de carbono}} = \frac{28,15 X_{N_2}}{12 (X_{CO_2} + X_{CO}) 0,77} \quad (1.71)$$

pois seria aconselhável atender-se ao facto do azoto em causa ser azoto atmosférico usando-se como tal a massa molecular de 28,15 kg/kmol e não 28 kg/kmol. Contudo, como se disse antes as fórmulas a obter são apenas aproximadas e o erro que se faz com o seu uso não é significativo.

A massa de carbono por unidade e massa de combustível vem dada por,

$$\frac{\text{massa carbono}}{\text{massa combustível}} = \frac{m_f C_f - m_r C_r}{100 m_f} \quad (1.72)$$

onde,

m_f – é a massa de combustível;

$c_f = Y_C$ é a fração mássica de carbono no combustível;

m_r – é a massa de cinzas (resíduos sólidos);

$c_r = Y_{Cr}$ é a fração mássica de carbono nas cinzas (resíduos sólidos).

Repare-se que na equação (1.72) os c_i entram em percentagem

Se se pretende agora calcular a massa de ar por unidade de massa de combustível faz-se o produto das equações (1.71) e (1.72)

$$\frac{\text{massa de ar}}{\text{massa de combustível}} = \frac{28,15 X_{N_2}}{12 (X_{CO_2} + X_{CO})} \frac{m_f c_f - m_r c_r}{0,77 \cdot 100 m_f} \quad (1.73)$$

nos gases, produtos da combustão

está aqui para se usar todos os valores em %, funciona da outra maneira tb

1.10.3 – Determinação da massa de produtos secos por unidade de massa de carbono no combustível.

Continuando a olhar para uma combustão genérica, supondo que não existe enxofre no combustível ou que a sua quantidade é desprezável, considerando que os produtos de combustão na base húmida são o CO_2 , o CO , o O_2 , o H_2O e o N_2 , e portanto que na base seca são, o CO_2 , o CO , o O_2 e o N_2 , pode escrever-se que,

$$X_{CO_2} + X_{CO} + X_{O_2} + X_{H_2O} + X_{N_2} = 1 \text{ ou } 100 \% \quad (1.74)$$

na base húmida e,

$$X'_{CO_2} + X'_{CO} + X'_{O_2} + X'_{N_2} = 1 \text{ ou } 100 \% \quad (1.75)$$

na base seca, sendo que $[X_i] = \frac{\text{kmol}_i}{\text{kmol produtos húmidos}}$ e

$[X'_i] = \frac{\text{kmol}_i}{\text{kmol produtos secos}}$. Deste modo, $X'_{N_2} = 100 \% - X'_{CO_2} - X'_{CO} - X'_{O_2}$.

Pretendendo-se determinar a massa de produtos de combustão secos (ou gases secos) por unidade de massa de carbono no combustível escreve-se,

$$\frac{\text{massa de gases secos}}{\text{massa de carbono no combustível}} = \frac{44 X'_{CO_2} + 28 X'_{CO} + 32 X'_{O_2} + 28 (100 - X'_{CO_2} - X'_{CO} - X'_{O_2})}{12 (X'_{CO_2} + X'_{CO})} \quad (1.76)$$

qe é = à massa de carbono nos produtos visto qe todo o carbono nos produtos veio do combustível e daí o denominador

resultando em,

$$\frac{\text{massa de gases secos}}{\text{massa de carbono no combustível}} = \frac{16 X'_{CO_2} + 4 X'_{O_2} + 2800}{12 (X'_{CO_2} + X'_{CO})} \quad (1.77)$$

ou,

$$\frac{\text{massa de gases secos}}{\text{massa de carbono no combustível}} = \frac{4 X'_{CO_2} + X'_{O_2} + 700}{3 (X'_{CO_2} + X'_{CO})} \quad (1.78)$$

tudo em % também

1.10.4 - Determinação da massa de ar seco necessária para a combustão da unidade de massa do combustível.

Considerando o balanço seguinte,

↳ Lembrar qe o ar às vezes pode conter água, mas n sei pq se fala agr em seco se até agr se desprezou o conteúdo de água no ar

ar seco + combustível = produtos secos + vapor de água

isto é,

massa de ar + massa de combustível = massa de produtos secos + massa de vapor de água

dividindo tudo por “massa de combustível”,

$$\frac{\text{massa ar seco}}{\text{massa combustível}} = \frac{\text{massa produtos secos}}{\text{massa combustível}} + \frac{\text{massa vapor de água}}{\text{massa combustível}} - \frac{\text{massa combustível}}{\text{massa combustível}}$$

A primeira parcela do segundo membro já é conhecida,

$$\frac{\text{massa produtos secos}}{\text{massa combustível}} = \frac{\text{massa gases secos}}{\text{massa carbono no combustível}} \times \frac{\text{massa carbono no combustível}}{\text{massa combustível}}$$

isto é,

$$\frac{\text{massa produtos secos}}{\text{massa combustível}} = \frac{4 X'_{CO_2} + X'_{O_2} + 700}{3 (X'_{CO_2} + X'_{CO})} \frac{m_f c_f - m_r c_r}{m_f} \quad (1.79)$$

onde,

m_f – é a massa de combustível;

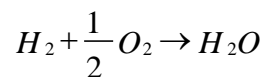
$c_f = Y_C$ é a fração mássica de carbono no combustível;

m_r – é a massa de cinzas (resíduos sólidos);

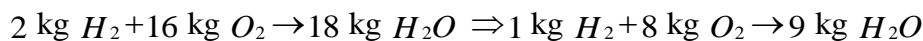
$c_r = Y_{Cr}$ é a fração mássica de carbono nas cinzas (resíduos sólidos).

Passando agora à segunda parcela do segundo membro $\frac{\text{massa vapor de água}}{\text{massa combustível}}$,

constata-se que,



ou seja que,



de modo que,

$$\frac{\text{massa água}}{\text{massa combustível}} = 9 Y_{H_2} (=Y_{H_2O}) \quad (1.80)$$

Finalmente,

$$\frac{\text{massa combustível}}{\text{massa combustível}} = Y_C + Y_{H_2} + Y_{O_2} + Y_S \quad (1.81)$$

(=massa carbono + massa H2 + ...) / (massa combustível)

de modo que,

$$\frac{\text{massa ar seco}}{\text{massa combustível}} = \frac{\text{massa produtos secos}}{\text{massa combustível}} + 9 Y_{H_2} - Y_C - Y_{H_2} - Y_{O_2} - Y_S \quad (1.82)$$

$$\frac{\text{massa ar seco}}{\text{massa combustível}} = \frac{\text{massa produtos secos}}{\text{massa combustível}} + (8 Y_{H_2} - Y_{O_2}) - Y_C - Y_S \quad (1.83)$$

Atenção que, havendo carbono nos resíduos sólidos (cinzas), o Y_C da equação anterior terá de ser substituído por $\frac{m_f c_f - m_r c_r}{m_f}$ de modo que quando m_r ou $c_r = 0$ se

obtem $\frac{m_f c_f - m_r c_r}{m_f} = c_f = Y_C$. Por outro lado desprezando-se o enxofre $Y_S = 0$.

Finalmente,

$$\frac{\text{massa ar}}{\text{massa combustível}} = \frac{\text{massa produtos secos}}{\text{massa combustível}} - \frac{m_f c_f - m_r c_r}{m_f} + 8 \left(Y_{H_2} - \frac{Y_{O_2}}{8} \right) \quad (1.84)$$

1.11 - A Primeira Lei da Termodinâmica aplicada à Combustão.

A Primeira Lei da Termodinâmica dada a sua universalidade é igualmente aplicável ao processo de combustão. No entanto, ao empregá-la, deve-se ter em mente as mudanças de composição química apresentadas pelos fluidos participantes da reação e consequentes alterações de propriedades.

Ao passo que, para uma substância pura, qualquer propriedade (nomeadamente a energia interna e a entalpia), é perfeitamente definida pelo conhecimento de duas propriedades independentes, para uma substância química é necessário ainda especificar ainda o seu estado de agregação química (composição química). Também se sabe que, em presença de reações químicas, não se podem escolher aleatoriamente os zeros das energias internas das substâncias químicas. Havendo que ter cuidado na definição das energias em jogo nas reações de combustão, consideram-se seguidamente dois tipos de processos de combustão, que servirão de referência para análises posteriores. Todas as queimas se inserem num ou noutro tipo, de modo que, consoante o caso em consideração, a energia em jogo na reação em análise tem uma definição bem concreta.

1.11.1- Energia interna e entalpia de combustão

Considere-se uma reação de combustão entre um estado inicial constituído por uma mistura ar/combustível a V_1 e T_1 e o estado final no qual existem produtos de combustão a V_2 e T_2 . Como a energia interna é uma função de estado a sua variação é independente da trajetória de qualquer processo, e a reação de combustão em análise pode ser dividida em três partes, conforme esquematizado na Figura 1.6.

A transformação $a \rightarrow b$ destina-se a levar os reagentes de V_1, T_1 a um estado de referência V_o, T_o .

Durante a transformação $b \rightarrow c$ dá-se a reação de combustão e para que o volume e a temperatura se mantenham constantes, bloqueia-se o êmbolo enquanto se permite a transferência de calor para o exterior. Nada impede que a temperatura varie temporariamente no decorrer da reação de combustão desde que a temperatura final retome o valor inicial.

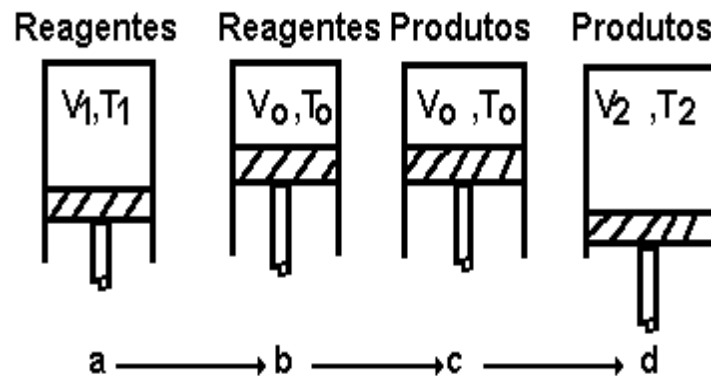


Figura 1.6 - Combustão a volume constante.

Finalmente o sistema agora constituído pelos produtos da reação evolui até o estado final V_2, T_2 (segundo $c \rightarrow d$). Como os processos $a \rightarrow b$ e $c \rightarrow d$ não oferecem dificuldades de maior na sua análise (não há alterações de composição química e na maioria dos casos são evoluções de misturas de gases perfeitos), analisemos o que se passa durante a evolução $b \rightarrow c$. Dado que o volume se mantém constante, e que segundo a Primeira Lei da Termodinâmica para um sistema a evoluir entre dois estados 1 e 2, $Q + W = U_2 - U_1$ pode escrever-se, para o processo $b \rightarrow c$ que $Q = U_c - U_b = U_{P_o} - U_{R_o}$ onde, o índice "o" se refere às propriedades V_o e T_o . Sendo o processo exotérmico haverá uma cedência de calor ao exterior à custa da diminuição de energia interna do sistema. Cada molécula possui uma certa energia potencial de ligação, sendo porém menor nas moléculas dos produtos. A variação de energia interna entre os reagentes e os produtos é de

$$U_{P_2} - U_{R_1} = (U_{P_2} - U_{P_o}) + (U_{P_o} - U_{R_o}) + (U_{R_o} - U_{R_1}) \quad (1.85)$$

Na maioria dos casos, os reagentes e os produtos são gases ou vapores, cujo comportamento pode ser considerado de gás perfeito e as variações de energia são

unicamente função da temperatura sendo os volumes V_1 , V_o e V_2 irrelevantes no cálculo dessas variações.

A parcela $(U_{p_o} - U_{r_o}) = \Delta U_o$ é a energia interna de combustão a T_o , ou o calor de combustão a volume constante e à temperatura T_o . Esta última designação deve-se ao facto de este valor ser obtido experimentalmente durante uma reação isométrica.

Pode escrever-se analogamente uma equação para a variação de entalpia de um processo de combustão, decompondo-o por forma a termos uma reação de combustão a p e T constantes.

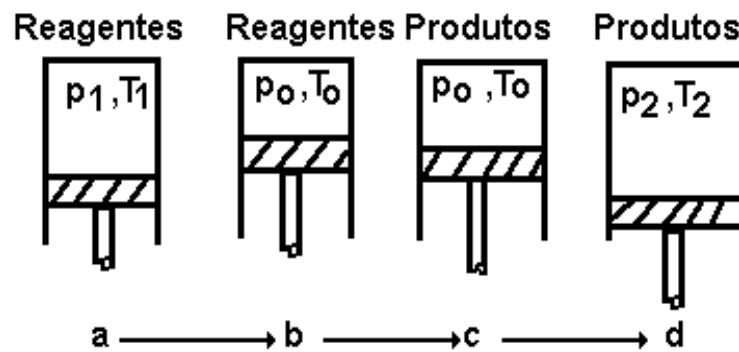


Figura 1.7 - Combustão a pressão constante.

Neste caso pode escrever-se,

$$H_{P_2} - H_{R_1} = (H_{P_2} - H_{P_o}) + (H_{P_o} - H_{R_o}) + (H_{R_o} - H_{R_1}) \quad (1.86)$$

Se os reagentes e os produtos puderem ser considerados gases perfeitos as entalpias virão unicamente dependentes das temperaturas T_1 , T_2 e T_o .

Da aplicação da equação da primeira lei para um sistema termodinâmico ao processo $b \rightarrow c$,

$$(H_{P_o} - H_{R_o}) = \Delta H_o = Q \quad (1.87)$$

sendo ΔH_o a entalpia de combustão a T_o ou o calor de combustão à pressão p_o e temperatura T_o constantes. O seu valor é obtido através da medição do calor libertado numa reação de combustão levada a cabo num processo de escoamento em regime permanente para o qual p_o e T_o são constantes e o trabalho em jogo é nulo.

Habitualmente, não se fazem determinações experimentais de ΔU_o e ΔH_o , mas apenas de um deles. É comum medir-se o ΔU_o para combustíveis sólidos e líquidos e o ΔH_o para combustíveis gasosos.

Conhecido um dos calores de combustão, pode obter-se o outro atendendo a que,

$$\Delta H_o = H_{P_o} - H_{R_o} = (U_{P_o} + p_{P_o}V_{P_o}) - (U_{R_o} + p_{R_o}V_{R_o}) \quad (1.88)$$

$$\Delta H_o = \Delta U_o + (p_{P_o}V_{P_o} - p_{R_o}V_{R_o}) \quad (1.89)$$

Se os reagentes e os produtos forem sólidos ou líquidos os termos pV serão desprezáveis, quando comparados com o termo da energia interna. Se os reagentes e os produtos forem gases ou vapores, com comportamento próximo do de gás perfeito, pode escrever-se que,

$$\Delta H_o = \Delta U_o + \bar{R}T_o(n_P - n_R) \quad (1.90)$$

onde n_P e n_R são os números de kmol dos produtos e dos reagentes.

1.11.2 - Dependência de $\Delta U_{V,T}$ e $\Delta H_{P,T}$ com a temperatura.

Os calores de combustão são dependentes das condições dos ensaios efetuados para a sua obtenção, e particularmente da temperatura. Concretamente, se os reagentes e os produtos têm comportamento de gás perfeito apenas a temperatura influencia os calores de combustão e pode escrever-se simplesmente ΔU_T e ΔH_T . Considere-se um sistema composto inicialmente por H_2 e O_2 e admita-se que se deu a reação $n H_2 + n/2 O_2 \rightarrow n H_2O$.

A curva superior da Figura 1.8 dá a energia interna dos reagentes (n kmol H_2 + $n/2$ kmol O_2) e a inferior a energia interna dos produtos (n kmol H_2O). Como se pode ver a distância entre as duas linhas, medida na vertical, diminui consoante se caminha no sentido das temperaturas mais elevadas. O valor absoluto do calor de combustão a volume constante diminui com o aumento da temperatura porque os calores específicos dos produtos diferem dos calores específicos dos reagentes. Apenas no caso particular $c_{vP} = c_{vR}$ se tem ΔU_T constante. Conclusão idêntica se tira para o calor de combustão a pressão constante, o que leva a pensar na necessidade de se tabelar valores de ΔU_T e ΔH_T para toda a gama de temperaturas.

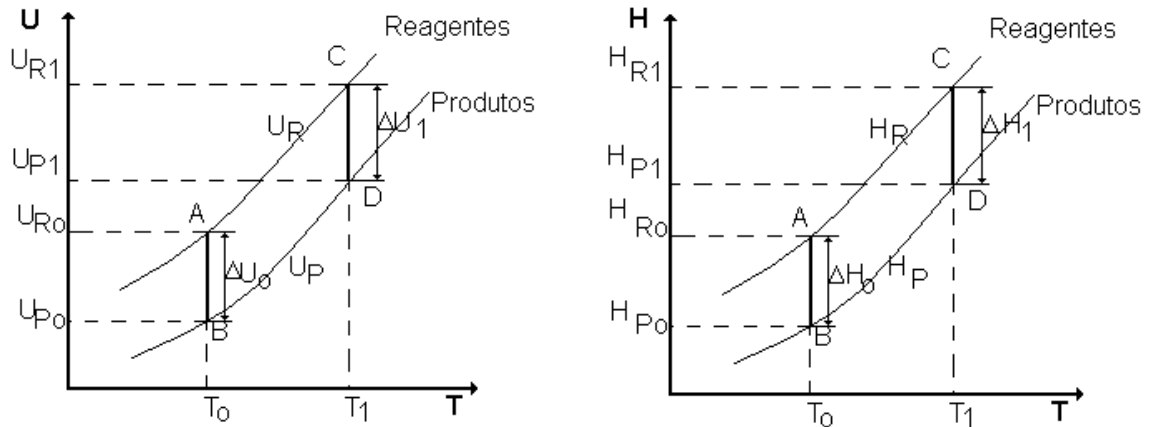


Figura 1.8 - Dependência de $\Delta U_{V,T}$ e $\Delta H_{P,T}$ com a temperatura.

Mas, atendendo à Figura 1.8 verifica-se que

$$\Delta U_1 = U_{P1} - U_{R1} = (U_{P1} - U_{P0}) + (U_{P0} - U_{R0}) + (U_{R0} - U_{R1}) \quad (1.91)$$

isto é

$$\Delta U_1 = (U_{P1} - U_{P0}) + \Delta U_o + (U_{R0} - U_{R1}) \quad (1.92)$$

e analogamente,

$$\Delta H_1 = (H_{P1} - H_{P0}) + \Delta H_o + (H_{R0} - H_{R1}) \quad (1.93)$$

Basta pois o conhecimento dos calores de combustão para um estado padrão, ou uma temperatura padrão se os reagentes e os produtos forem gases perfeitos. Os calores de combustão são geralmente tabelados para a temperatura de referência de 25 °C (e 1 atm embora a pressão seja irrelevante no caso dos gases perfeitos) e para 1 kg (Δu_o e Δh_o) ou 1 kmol ($\Delta \bar{u}_o$ e $\Delta \bar{h}_o$) de combustível. Na sua obtenção, a massa de matéria não reagente (N_2 ou O_2 em excesso) é irrelevante porque a energia interna e a entalpia destes elementos não variam; estes elementos não sofrem qualquer mudança de estado. Isto é muito importante, permite trabalhar com um excesso de O_2 que garanta a combustão completa de todo o combustível.

Deve ser salientado que a energia interna ou a entalpia de combustão, ΔU_o , ΔH_o (ou Δu_o e Δh_o), se referem a um sistema que muda de um estado reagente para um estado produto e não a uma substância simples.

1.11.3 - Dependência de ΔU_o e ΔH_o com a fase.

Até agora admitiu-se de um modo geral que os reagentes e os produtos estavam na fase gasosa. No entanto é preciso tomar em consideração os combustíveis líquidos e sólidos, assim como um dos produtos mais comuns nas reações, o H_2O que é facilmente condensável.

Analisando este último caso e considerando o sistema constituído inicialmente por n kmol de H_2 e $n/2$ kmol de O_2 , no estado final existirão n kmol de H_2O .

Traçando-se um diagrama U, T para a reação obtém-se duas curvas para os produtos, consoante o H_2O esteja na fase líquida ou na fase gasosa, Figura 1.9.

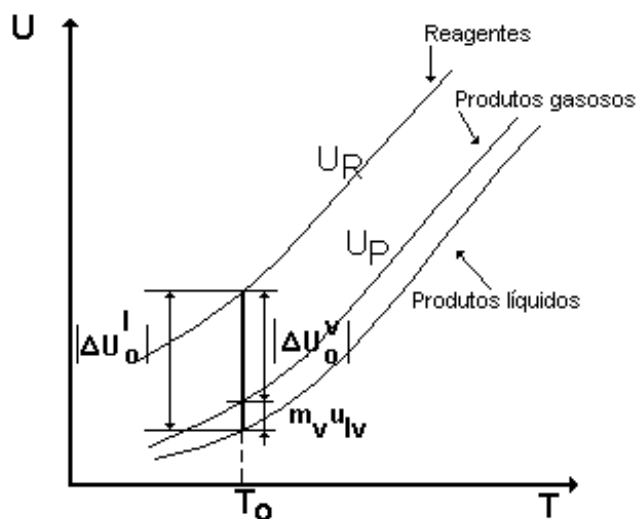


Figura 1.9 - Dependência de ΔU_o com a fase.

Desta figura, $|\Delta U_o^{liq}| = |\Delta U_o^{vap}| + m_v u_{lv}$ e atendendo à convenção de sinais

$$\Delta U_o^{liq} = \Delta U_o^{vap} - m_v u_{lv} \quad \text{ou} \quad \Delta U_o^{liq} = \Delta U_o^{vap} - n_v \bar{u}_{lv} \quad (1.94)$$

onde n_v é o número de kmol de H_2O e m_v a sua massa. As equações correspondentes para a entalpia são

$$\Delta H_o^{liq} = \Delta H_o^{vap} - m_v h_{lv} \quad \text{ou} \quad \Delta H_o^{liq} = \Delta H_o^{vap} - n_v \bar{h}_{lv} \quad (1.95)$$

É assim evidente que, ao se apresentarem valores para os calores de combustão, as fases dos reagentes e dos produtos devem ser completamente especificadas.

1.11.4 - Entalpia de formação e energia interna de formação.

Sendo o número de reações químicas possíveis muito elevado, interessa evitar a necessidade de tabelar as entalpias e energias internas de combustão para uma infinidade de reações. Para tal, há que considerar uma reação química para cada composto em que se especificam os estados dos elementos reagentes e se atribuem a alguns deles entalpias nulas. A reação considerada para cada composto desenrola-se a 25 °C e 1 atm sendo o composto em questão formado à custa dos seus elementos constituintes. Os elementos cujas entalpias de formação são consideradas nulas para o estado padrão de 25 °C e 1 atm são o O₂, o H₂, o N₂ e o C (grafite).

A entalpia de formação de um dado composto químico é a entalpia do produto de uma reação isobárica e isotérmica em que o composto em causa é o único produto da reação e os reagentes são elementos químicos seus constituintes, no estado padrão. Na base molar emprega-se o símbolo \bar{h}_f° e na base mássica h_f° . O exemplo que seguidamente se apresenta permite uma melhor compreensão do conceito e nele analisa-se uma reação química em que 1 kmol de CO é obtido através da reação de combustão de carbono com o oxigénio



$$\Delta H_o = H_{Po} - H_{Ro} = n_{CO} \bar{h}_{f,CO}^\circ - n_{O_2} \bar{h}_{f,O_2}^\circ - n_C \bar{h}_{f,C}^\circ \quad (1.97)$$

$$\begin{aligned} \Delta H_o &= -110,530 \times 10^6 - 1/2 \times 0 - 1 \times 0 = -110,530 \times 10^6 \text{ J} \\ \Delta \bar{h}_o &= -110,530 \times 10^6 \text{ J/kmol CO} = -110,530 \times 10^6 \text{ J/kmol C} \end{aligned}$$

Este conceito de entalpia de formação vem simplificar enormemente o cálculo da entalpia de combustão.

Um processo similar ao apresentado permite-nos obter a energia interna de formação. No entanto, esta metodologia não é muito vulgar pois, como já se viu, ΔU_o pode ser obtido de ΔH_o .

A entalpia de uma espécie química num outro estado diferente do estado padrão é obtida pela adição, à entalpia de formação da espécie em causa, da variação de entalpia entre o estado padrão e o estado em causa,

$$h_{TP} = h_f^\circ + \Delta h \quad (1.98)$$

$h_f^\circ < 0$ significa q o produto consumiu energia na sua formação, ou seja, resultou de uma reação endotérmica.

Tabela 1.8 - Entalpias de formação.

	M (kg/kmol)	\bar{h}_f° (kJ/kmol)	\bar{g}_f° (kJ/kmol)	$\log_{10} K_p$	\bar{c}_p° (kJ/kmol/K)	\bar{s}_o (kJ/kmol/K)
O ₂ (gás)	31,999	0	0	0	29,37	205,03
O (gás)	15,9995	249.190	231.770	- 40,604	21,91	160,95
H ₂ (gás)	2,016	0	0	0	28,84	130,58
H ₂ O (líq.)	18,015	-285.820	-237.190	41,554	75,30	70,01
H ₂ O (vap.)	18,015	-241.830	-228.590	40,048	33,58	188,72
C (grafite)	12,011	0	0	0	8,53	5,69
C (diamante)	12,011	1.900	2.870	- 0,502	2,44	6,06
C (gás)	12,011	714.990	669.550	- 117,302	20,84	157,99
CO (gás)	28,011	-110.530	-137.160	24,029	29,14	197,54
CO ₂ (gás)	44,010	-393.520	-394.390	69,095	37,13	213,68
CH ₄ (gás)	16,043	-74.870	-50.810	8,902	35,64	186,10

A entalpia de formação é medida através do cálculo da transferência de calor numa reação química, em que um dado composto químico é obtido através dos seus elementos constituintes. No entanto, o seu valor pode ser obtido através da termodinâmica estatística. Em certos casos um elemento (ou composto) pode existir em mais de um estado a 25 °C e 1 atm, de modo que, é essencial que o estado ao qual o valor dado corresponde esteja claramente definido. Por exemplo C (diamante) ou C (grafite), ver Tabela 1.8.

1.11.5 - Poderes caloríficos.

Em muitos problemas concretos os conceitos de calor de combustão e calor de formação originais da termodinâmica química são preteridos a favor de outros de índole mais prática, empregando-se conceitos equivalentes, os poderes caloríficos.

O poder calorífico de um combustível é o valor absoluto da quantidade de calor libertada na combustão completa da unidade de massa do combustível com oxigénio, em condições devidamente definidas. Necessário se torna explicitar não só os estados de referência, mas também as transformações químicas, uma vez que as quantidades de calor, como funções de linha que são, dependem dos estados extremos e dos processos seguidos.

Os poderes caloríficos vêm, consoante a conveniência, expressos em J/kg de combustível, J/kmol de combustível ou J/m³ de combustível. A referência à massa (quantidade) de combustível torna desnecessário o conhecimento da quantidade de comburente em jogo, desde que aquela exceda a proporção estequiométrica.

São quatro os poderes caloríficos:

- Poder calorífico superior a volume constante PCS_v ;
- Poder calorífico inferior a volume constante PCI_v ;
- Poder calorífico superior a pressão constante PCS_p ;
- Poder calorífico inferior a pressão constante PCI_p .

A distinção entre poderes caloríficos superiores e inferiores refere-se ao estado (líquido ou gasoso) da água nos produtos de combustão.

$$PCS_v - PCI_v = m_v u_{lv} \quad (1.99)$$

$$PCS_p - PCI_p = m_v h_{lv} \quad (1.100)$$

Tabela 1.9 - Poderes caloríficos de alguns resíduos industriais

Material	Poder calorífico inferior [kJ/kg]
Óleo lubrificante	41.000
Massa lubrificante	38.300
Asfalto	21.700
Resíduos de alcatrão	31.400
P.V.C.	40.600
Pneus	36.200
Madeira verde	9.800
Madeira dura	18.400
Contraplacado	18.000
Jornais	18.500
Papel de embalagem	16.800
Revistas	11.800
Lã	19.300

Os poderes caloríficos estão relacionados com os calores (específicos mássicos) de combustão do seguinte modo,

$$PCS_v \approx -\Delta u_o \text{ (com H}_2\text{O = líquido)} \quad (1.101)$$

$$PCI_v \approx -\Delta u_o \text{ (com H}_2\text{O = vapor)} \quad (1.102)$$

$$PCS_p \approx -\Delta h_o \text{ (com H}_2\text{O = líquido)} \quad (1.103)$$

$$PCI_p \approx -\Delta h_o \text{ (com H}_2\text{O = vapor)} \quad (1.104)$$

Para os combustíveis sólidos e líquidos apresenta-se normalmente o poder calorífico inferior a volume constante, enquanto para os combustíveis gasosos apresenta-se o poder calorífico inferior a pressão constante.

Tabela 1.10 - Poderes caloríficos de alguns combustíveis gasosos.

Combustível	Poder calorífico superior [kJ/m³]	Poder calorífico inferior [kJ/m³]
Gás de alto forno	4.080	3.980
Gás de coque	19.670	17.300
Gás de gasogénio de coque	5.300	5.000
Gás de gasogénio de hulha	5.900	5.600
Gás de água de coque	11.500	10.400
Gás de água de carvão	12.700	11.600
Gás de cidade	18.000	16.100
Propano comercial	98.980	90.900
Butano comercial	101.050	112.400

Tabela 1.11 - Poderes caloríficos de alguns combustíveis líquidos

Combustível	Poder calorífico inferior [kJ/kg]
Gasolina de avião	43.840
Gasolina	43.750
Kerosene	43.540
Óleo Diesel	43.120
Óleo ligeiro	41.860
Óleo pesado	40.610

Tabela 1.12 - Poderes caloríficos de alguns combustíveis sólidos.

Combustível	Poder calorífico inferior [kJ/kg]
Antracite	33.500
Hulha	32.400
Lenhite	20.900
Turfa	14.600
Coque	31.400

Todos estes poderes caloríficos foram determinados a 25 °C e 1 atm em equipamentos como os mostrados nas Figuras 1.10 a 1.13.

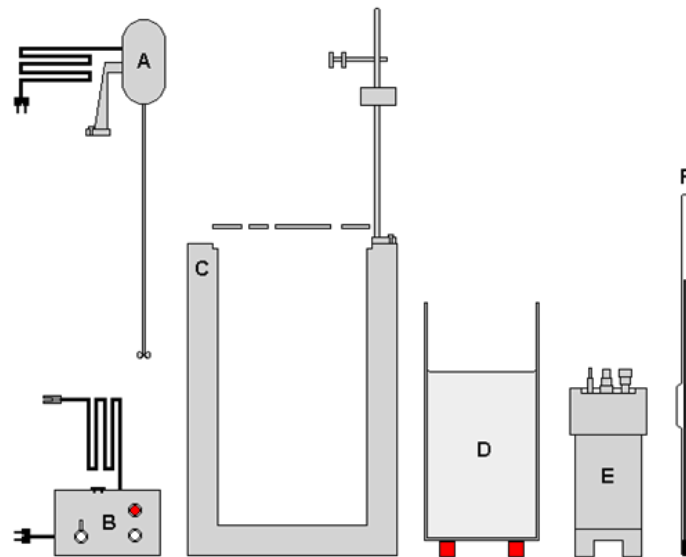


Figura 1.10 – Componentes principais da instalação de uma bomba calorimétrica.

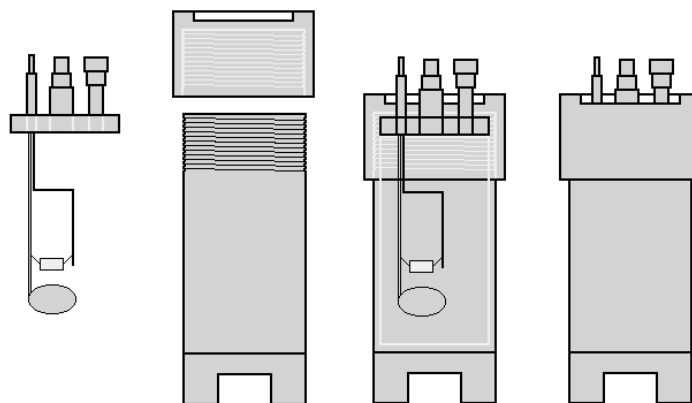


Figura 1.11 – Detalhe da bomba calorimétrica.

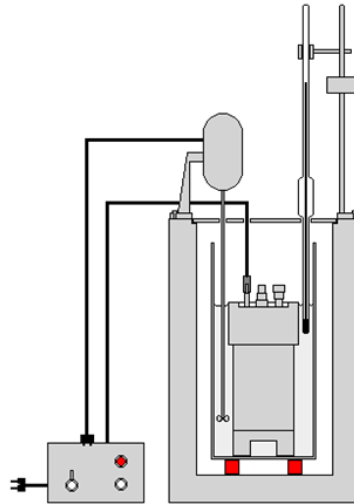


Figura 1.12 – Instalação da bomba calorimétrica montada.

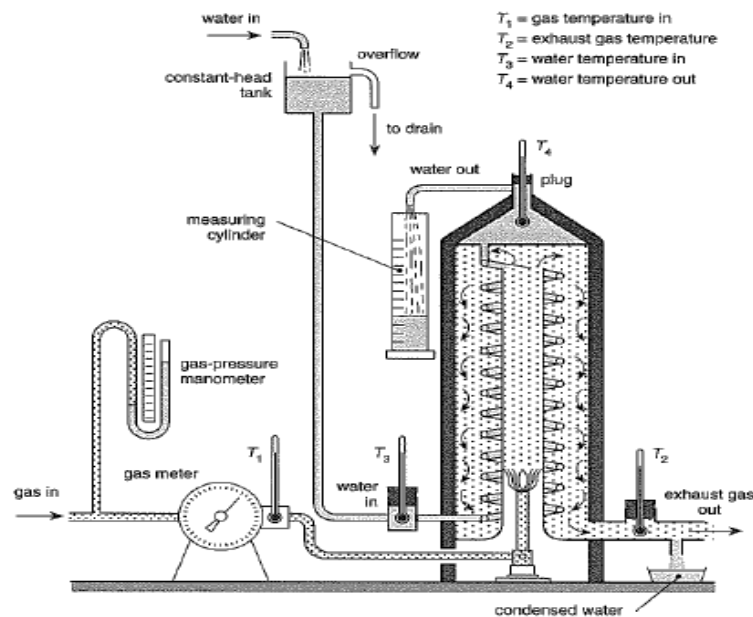


Figura 1.13 – Princípio de funcionamento do calorímetro para gases combustíveis.

1.11.6 - Fórmulas aproximadas para o cálculo dos poderes caloríficos dos combustíveis.

Desenvolveram-se fórmulas semi-empíricas destinadas à determinação do poder calorífico dos combustíveis tendo em atenção a sua composição. Destinam-se a serem utilizadas nas situações em que o verdadeiro valor do poder calorífico de um dado combustível é desconhecido ou no caso do cálculo automático. Mais adiante, quando se falar nos combustíveis lenhosos serão apresentadas mais fórmulas para o cálculo dos poderes caloríficos daquele tipo de combustíveis.

1.11.6.1 - Combustíveis gasosos.

O poder calorífico superior a pressão constante e na base seca pode ser calculado pela expressão seguinte vindo o resultado em $[\text{kJ}/\text{m}^3 \text{ P.T.N.}]$, isto é 0°C e 1 atm .

$$\left(\hat{PCS}\right)_s = 12.770 X'_{H_2} + 12.645 X'_{CO} + 25.415 X'_{SH_2} + \sum A X'_{C_xH_y} \quad (1.105)$$

O índice s indica que o combustível está na base seca sendo portanto X'_i a fração molar seca do componente i do combustível. O símbolo A representa o poder calorífico superior do hidrocarboneto C_xH_y e está apresentado na Tabela 1.13.

Pretendendo-se calcular o poder calorífico inferior a pressão constante e ainda na base seca, recorre-se à expressão seguinte, vindo também o resultado em $[\text{kJ}/\text{m}^3 \text{ P.T.N.}]$.

$$\left(\hat{PCI}\right)_s = 12.760,5 X'_{H_2} + 12.645 X'_{CO} + 23.405,5 X'_{SH_2} + \sum B X'_{C_xH_y} \quad (1.106)$$

O símbolo B representa o poder calorífico inferior do hidrocarboneto C_xH_y e está igualmente apresentado na Tabela 1.13.

Tabela 1.13 - Parâmetros para as equações (1.105) e (1.106).

Hidrocarbonetos	$A = PCS [\text{kJ}/\text{m}^3]$	$B = PCI [\text{kJ}/\text{m}^3]$
CH_4	39.776,5	35.736
C_2H_6	70.383,5	64.333
C_3H_8	101.744	93.663
C_4H_{10}	132.351	122.260
C_5H_{12}	158.185	146.084,5
C_2H_4	63.391	59.355
C_2H_2	58.869	56.859,5
C_6H_6	147.341	141.269,5

A conversão dos poderes caloríficos entre as bases seca e húmida, e em volume, obtém-se com as expressões seguintes,

$$\left(\hat{PCS}\right)_h = \left(\hat{PCS}\right)_s (1 - X_{H_2O}) + 2.018 X_{H_2O} \quad (1.107)$$

e,

$$(P\hat{C}I)_h = (P\hat{C}I)_s (1 - X_{H_2O}) \quad (1.108)$$

Os poderes caloríficos entram sempre nestas expressões em [kJ/m³ P.T.N.]. Daí o uso do símbolo $P\hat{C}I$.

1.11.6.2 - Combustíveis líquidos.

Para o combustível líquido seco ter-se-á para o poder calorífico superior a pressão constante [kJ/kg],

$$(PCS)_s = 33.915Y'_C + 143.195,5 \left(Y'_{H_2} - \frac{Y'_{O_2}}{8} \right) + 10.467,5Y'_S \quad (1.109)$$

em que Y'_i é a fração mássica seca do componente i do combustível.

Para o combustível líquido húmido, o poder calorífico a pressão constante virá dado por [kJ/kg],

$$(PCS)_h = 33.915Y_C + 143.195,5 \left(Y_{H_2} - \frac{Y_{O_2}}{8} \right) + 10.467,5Y_S \quad (1.110)$$

em que Y_i é a fração mássica húmida do componente i do combustível.

Para os poderes caloríficos inferiores apresentam-se as fórmulas seguintes, vindo igualmente os poderes caloríficos em [kJ/kg]

$$(PCI)_s = 33.915Y'_C + 143.195,5 \left(Y'_{H_2} - \frac{Y'_{O_2}}{8} \right) + 10.467,5Y'_S - 22.610Y'_{H_2} \quad (1.111)$$

e,

$$(PCI)_h = 33.915Y_C + 143.195,5 \left(Y_{H_2} - \frac{Y_{O_2}}{8} \right) + 10.467,5Y_S - 2.512Y_{H_2O} - 22.610Y_{H_2} \quad (1.112)$$

A relação entre os poderes caloríficos húmidos e secos, na base mássica, é dada por,

$$(PCS)_h = (PCS)_s (1 - Y_{H_2O}) \quad (1.113)$$

e

$$(PCI)_h = (PCI)_s (1 - Y_{H_2O}) - 2.512 Y_{H_2O} \quad (1.114)$$

1.11.6.3 - Combustíveis sólidos (carvão).

Para os carvões existem múltiplas fórmulas, sendo uma das mais comuns a de Vondracek,

$$(PCS)_p = (37.306,2 - 2.595,9 Y'_C) Y'_C + 113.049 (Y'_{H_2} - 0,1 Y'_{O_2}) + 10.467,5 Y'_S \quad (1.115)$$

onde $(PCS)_p$ indica o poder calorífico superior a pressão constante do carvão puro sem cinzas nem água em [kJ/kg]. Y'_i é a fração mássica do componente genérico i referente ao carvão puro sem cinzas e sem água, pelo que,

$$Y'_i = \frac{Y_i}{1 - Y_{H_2O} - Y_{cinzas}} \quad (1.116)$$

Para o cálculo do poder calorífico inferior pode recorrer-se a,

$$(PCI)_p = (PCS)_p - 22.505,1 Y'_{H_2} \quad (1.117)$$

Para se calcular o poder calorífico inferior referido ao kg de carvão bruto, empregam-se as fórmulas,

$$(PCS)_b = (PCS)_p (1 - Y_{H_2O} - Y_{cinzas}) \quad (1.118)$$

em que $(PCS)_b$ é poder calorífico superior por kg de carvão em bruto em [kJ/kg].

$$(PCI)_b = (PCS)_b - 2.491,3 (Y_{cinzas} + 9 Y_{H_2}) \quad (1.119)$$

em que $(PCI)_b$ é o poder calorífico inferior por kg de carvão em bruto em [kJ/kg].

1.11.7 - Temperatura adiabática de chama.

Se a reação química se desenrola sem transferência de calor para o exterior, combustão adiabática, a temperatura dos produtos atinge um valor máximo característico dessa reação, a temperatura adiabática de chama. Para melhor compreensão dos fenómenos representa-se na Figura 1.14, e para um sistema termodinâmico, o que se passa quando além de adiabáticas as reações são também isométricas ou isobáricas. As reações adiabáticas são representadas por linhas horizontais visto que, para a combustão isométrica, a energia interna do sistema mantém-se constante, ao passo que, para a combustão isobárica, a entalpia do sistema permanece constante.

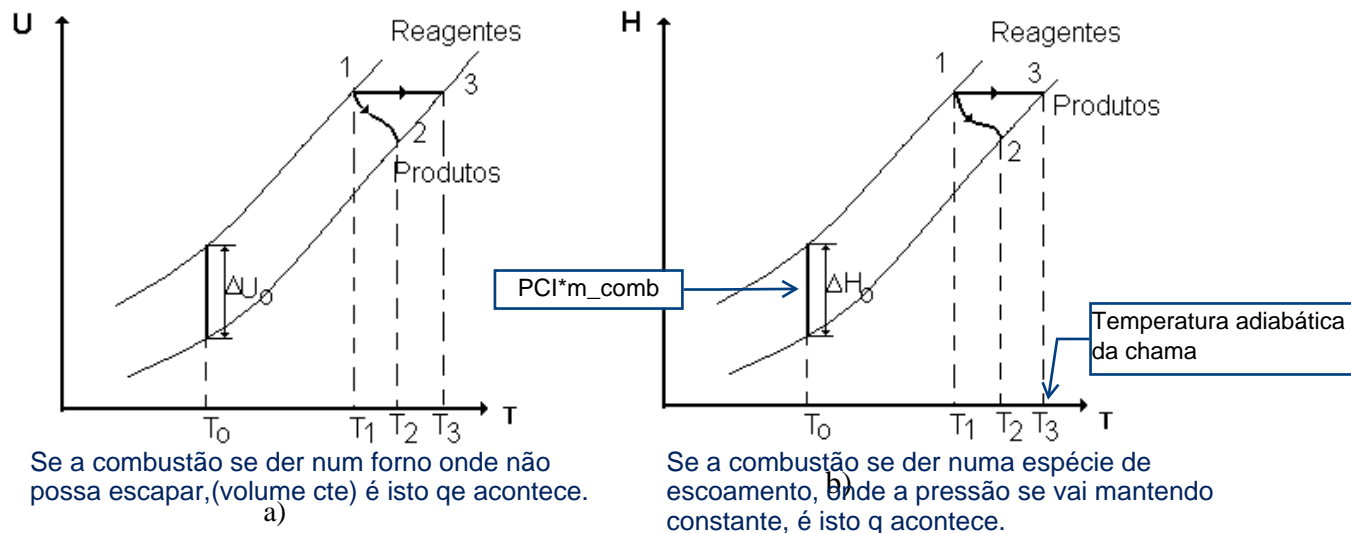


Figura 1.14 – Combustões adiabáticas a volume e a pressão constante.

Para uma combustão genérica ($v = \text{constante}$),

$${}_1Q_2 = U_{P2} - U_{R1} = (U_{P2} - U_{Po}) + (U_{Po} - U_{Ro}) + (U_{Ro} - U_{R1}) \quad (1.120)$$

ou ($p = \text{constante}$),

$${}_1Q_2 = H_{P2} - H_{R1} = (H_{P2} - H_{Po}) + (H_{Po} - H_{Ro}) + (H_{Ro} - H_{R1}) \quad (1.121)$$

Sendo nulas as trocas caloríficas, isto é sendo a combustão adiabática,

$$U_{P3} - U_{R1} = 0 = (U_{P3} - U_{Po}) + (U_{Po} - U_{Ro}) + (U_{Ro} - U_{R1}) \quad (1.122)$$

$$H_{P3} - H_{R1} = 0 = (H_{P3} - H_{Po}) + (H_{Po} - H_{Ro}) + (H_{Ro} - H_{R1}) \quad (1.123)$$

Como $U_{P3} = U_{R1}$ e $H_{P3} = H_{R1}$ as evoluções respetivas são representadas por linhas horizontais.

O segundo caso é igualmente aplicável à combustão adiabática num volume de controlo, onde se verifica um escoamento em regime permanente, não havendo também trocas de trabalho, $h_{P3} = h_{R1} = 0$. A combustão adiabática (e na ausência de trocas de trabalho), num escoamento em regime permanente, é sempre isentálpica. Com a ajuda dos diagramas (U, T) e (H, T) torna-se fácil a obtenção da temperatura adiabática de chama T_3 . Não existindo diagramas, o que é frequente, a sua determinação far-se-á através da resolução das equações (1.122) ou (1.123), muitas vezes por aproximações sucessivas.

Considere-se por exemplo a equação (1.123), sendo os reagentes e os produtos misturas de gases perfeitos (aproximação considerada na maioria dos casos práticos) aquela equação poderá ser escrita na forma seguinte

$$\sum_i m_{Pi} (\tilde{c}_{pPi}) (T_3 - T_o) + m_{comb} \Delta h_o + \sum_i m_{Ri} (\tilde{c}_{pRi}) (T_o - T_1) = 0 \quad (1.124)$$

ou PCI ?

onde,

m_{Ri} - massa do reagente i ;

m_{Pi} - massa do produto i ;

m_{comb} - massa do combustível;

(\tilde{c}_{pRi}) - valor médio na gama de temperaturas $T_o \rightarrow T_1$ do calor específico mássico

a pressão constante do reagente i ;

(\tilde{c}_{pPi}) - valor médio na gama de temperaturas $T_o \rightarrow T_3$ do calor específico mássico a pressão constante do produto i .

A mesma equação poderá ser escrita na base molar aparecendo então os números de kmol dos vários reagentes e produtos assim como os calores específicos molares respetivos. Como o que se pretende determinar é o valor de T_3 e esta temperatura é imprescindível ao conhecimento de (\tilde{c}_{pPi}) torna-se necessário arbitrar inicialmente um valor para T_3 . Com esse valor de T_3 calculam-se todos os (\tilde{c}_{pPi}) a serem então introduzidos na equação (1.124) que, após resolvida dará um valor para T_3 a ser

comparado com o inicialmente arbitrado. O processo repete-se até se obter o valor correto para T_3 .

1.12 - A Segunda Lei da Termodinâmica aplicada à combustão.

1.12.1 - A Terceira Lei da Termodinâmica e a entropia absoluta.

Ao se analisar uma reação química sob o ponto de vista da segunda lei da termodinâmica, enfrenta-se o problema de se saber relativamente a que base se deve calcular a entropia das várias substâncias intervenientes, já que durante os referidos processos existem alterações de composição química.

A Terceira Lei da Termodinâmica postula que, para qualquer substância pura em equilíbrio termodinâmico, a sua entropia tende para zero à medida que a temperatura se aproxima do zero absoluto. Esta lei apoia-se nos dados obtidos de reacções químicas a baixas temperaturas e nos resultados de trabalhos sobre física das baixas temperaturas. Neste momento, interessa apenas saber que a terceira lei fornece uma base absoluta em relação à qual a entropia de qualquer substância pura pode ser medida. A Tabela 1.8 dá valores de entropia absoluta para algumas substâncias, a 25 ° C e 1 atm. Admitindo que têm comportamento de gás perfeito, facilmente se obtêm valores de entropia absoluta para outros estados dessas substâncias. Como a Segunda Lei da Termodinâmica postula que a entropia de um sistema a evoluir adiabaticamente aumenta ou se mantém constante,

$$\delta Q \leq T dS \text{ e se } \delta Q = 0 \text{ então } dS \geq 0 \quad (1.125)$$

e sendo a combustão um processo irreversível, quando num sistema ou volume de controlo se dá uma combustão adiabática os produtos terão uma entropia superior aos reagentes. A possibilidade de uma reação se dar adiabática e espontaneamente pode assim conhecer-se *a priori* pela comparação das entropias absolutas de reagentes e produtos.

1.12.2 - Rendimento dos processos de combustão reais.

Com vista a uma análise do rendimento de alguns processos de combustão reais interessa determinar o trabalho máximo que pode ser obtido através da reação de combustão ideal correspondente. Normalmente, quando se pretende obter trabalho à

custa de uma reação de combustão dispõe-se dos reagentes à temperatura de 25 °C e 1 atm, portanto em equilíbrio com o ambiente. O trabalho útil que se deseja obter dessa reação será máximo se tal reação se desenrolar reversivelmente às condições ambientes, p_o e T_o . Ao se obterem os produtos a p_o e T_o sabe-se que a energia libertada na reação não foi desperdiçada no aquecimento, inútil neste caso, de tais produtos.

1.12.2.1 - Trabalho máximo obtido de um sistema em interação com uma fonte térmica.

Considere-se um sistema termodinâmico qualquer (referido na Figura 1.15 por Sistema X), a evoluir reversivelmente em interação livre com uma fonte térmica. O sistema evolui quase-estaticamente (reversibilidade interna), interagindo reversivelmente com uma fonte térmica (reversibilidade externa), verificando-se assim uma reversibilidade total. O trabalho total produzido pelo sistema combinado (Sistema Y) a evoluir no sentido $1 \rightarrow 2$ será,

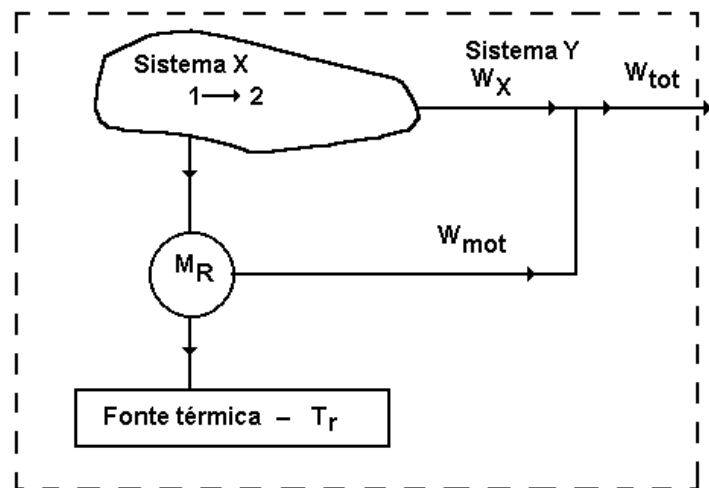


Figura 1.15 – Sistema a interatuar reversivelmente com uma fonte térmica.

$$W_{tot} = W_X + W_{mot} \quad (1.126)$$

Considere-se agora um outro processo qualquer (reversível ou irreversível) entre os estados $1 \rightarrow 2$ para o mesmo Sistema Y em que o trabalho total produzido é W_{qq} . Estando o sistema a evoluir de acordo com o apresentado na Figura 1.15, segundo um processo reversível, pode-se inverter o sentido da evolução (passará a ser $2 \rightarrow 1$)

invertendo-se também o sentido das trocas energéticas que não se alteram em valor absoluto.

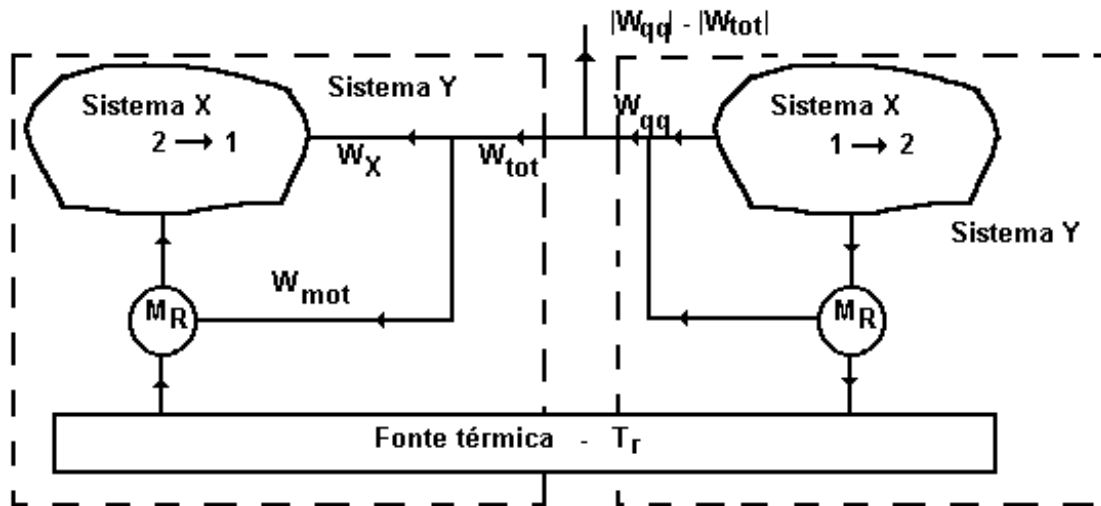


Figura 1.16 – Sistema combinado e impossível.

Se acontecer que $|W_{qq}|$ (no sentido $1 \rightarrow 2$) $>$ $|W_{tot}|$ (no sentido $1 \rightarrow 2$) então é possível pôr o Sistema Y a funcionar continuamente, do seguinte modo: No sentido $1 \rightarrow 2$ o Sistema Y irá evoluir segundo o processo "qualquer" atrás considerado, com a produção de W_{qq} . No sentido $2 \rightarrow 1$, que permitirá repor o Sistema Y nas condições iniciais, a evolução dar-se-á segundo o processo reversível inverso do da Figura 1.15, conseguindo-se executar a montagem apresentada na Figura 1.16 tendo por isso que se fornecer um trabalho W_{tot} ao Sistema Y.

Então conforme esquematizado na Figura 1.16, existiria um dispositivo a interatuar com uma única fonte térmica produzindo continuamente trabalho $|W_{qq}| - |W_{tot}|$ ($|W_{qq}| > |W_{tot}|$). Mas isto é impossível de acordo com o Enunciado de Plank da Segunda Lei da Termodinâmica e por isso a hipótese inicial de $|W_{qq}| > |W_{tot}|$ é falsa! Terá de ser, na verdade,

$$|W_{qq}| \leq |W_{tot}| \quad (1.127)$$

Se o processo "qualquer" for irreversível, será válida a desigualdade. Se o processo "qualquer" for reversível será válida a igualdade.

Conclusão, o trabalho total obtido de um sistema combinado formado por um sistema termodinâmico, uma fonte térmica e uma máquina térmica a trabalhar entre

ambos, num processo entre dois estados de equilíbrio, não pode exceder o trabalho em jogo num processo completamente reversível entre esses estados. Isto é, o trabalho reversível total será o mesmo para todos os processos reversíveis (interna e externamente) que ocorram entre esses mesmos estados extremos.

1.12.2.2 - Trabalho máximo de uma reação química.

Na demonstração anterior não foi feita nenhuma restrição à natureza do processo e as conclusões então tiradas são válidas para uma reação química. Considere-se portanto uma reação química em regime permanente entrando os reagentes e saindo os produtos a T_o e p_o (temperatura e pressão de referência).

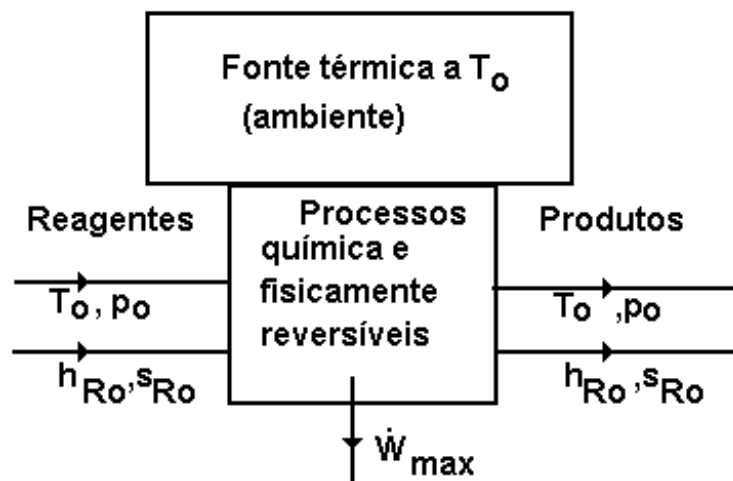


Figura 1.17 – Esquema de uma reação química reversível.

O dispositivo da Figura 1.17 produz uma potência útil \dot{W}_{\max} enquanto interatua com o ambiente a T_o . A análise e compreensão daquele dispositivo serão efetuadas na secção referente à dissociação. Aplicando-se a equação da Primeira Lei da Termodinâmica para um escoamento em regime permanente.

$$\dot{Q} + \dot{W}_{\max} = \dot{m}_c (h_{Po} - h_{Ro}) \quad (1.128)$$

onde,

\dot{m}_c - caudal de combustível [kg/s];

h_{Po} - entalpia específica dos produtos [J/kg combustível];

h_{Ro} - entalpia específica dos reagentes [J/kg combustível];

ou em termos específicos mássicos [J/kg combustível]

$$q + w_{\max} = h_{P_o} - h_{R_o} \quad (1.129)$$

Como o processo é interna e externamente reversível,

$$\dot{Q} = \dot{m}_c T_o (s_{P_o} - s_{R_o}) \Rightarrow q = T_o (s_{P_o} - s_{R_o}) \quad (1.130)$$

e substituindo na equação anterior,

$$w_{\max} = \left[(h_{P_o} - T_o s_{P_o}) - (h_{R_o} - T_o s_{R_o}) \right] \quad (1.131)$$

Definindo-se a Função de Gibbs (ou entalpia livre) por $G = H - TS$ ($g = h - Ts$) virá,

$$\Delta g_o = g_{P_o} - g_{R_o} = (h_{P_o} - T_o s_{P_o}) - (h_{R_o} - T_o s_{R_o}) \quad (1.132)$$

e então,

$$w_{\max} = \Delta g_o \quad (1.133)$$

em que Δg_o é a função (específica mássica) de Gibbs da reação.

Para um sistema termodinâmico em que a reação química se desenrola a p_o e T_o (pressão e temperatura ambientes ou de referência), também se constata, por aplicações da equação da primeira lei, que o trabalho útil reversível (e por isso máximo) vem dado por

$$W_{\max} = (G_{P_o} - G_{R_o}) = \Delta G_o \quad (1.134)$$

ou, em valores específicos mássicos,

$$w_{\max} = (g_{P_o} - g_{R_o}) = \Delta g_o \quad (1.135)$$

Como se pode ver, a função de Gibbs é particularmente importante em processos envolvendo reações químicas. Define-se a função de Gibbs de formação analogamente

à entalpia de formação. A função de Gibbs dos elementos é considerada nula a 25 °C e 1atm e a função de Gibbs dos produtos é encontrada relativamente a este estado de referência, Tabela 1.8.

$$\Delta G_o = (G_{Po} - G_{Ro}) = \sum n_P \bar{g}_{jP}^o - \sum n_R \bar{g}_{jR}^o \quad (1.136)$$

No caso do processo de combustão reversível em regime permanente, referido no início desta secção, pode escrever-se,

$$\dot{W}_{\max} = \sum \dot{n}_P \bar{g}_{jP}^o - \sum \dot{n}_R \bar{g}_{jR}^o \quad (1.137)$$

Parece então lógico definir-se o rendimento de um dispositivo projetado para executar trabalho à custa de um processo de combustão, como a razão entre o trabalho real e a diminuição da função de Gibbs, ΔG_o . No entanto, as diferenças entre ΔG_o e ΔH_o (ou ΔU_o ou o poder calorífico) são pequenas, preferindo-se o emprego de um destes últimos conceitos como termo de comparação, de modo que,

$$\eta_{\text{combl}} = \frac{\text{trabalho produzido}}{(\Delta H_o) \text{ ou } (\Delta U_o)} = \frac{|\text{trabalho produzido}|}{\text{poder calorífico}} \quad (1.138)$$

O calor de combustão ou poder calorífico a empregar depende do tipo de reação de combustão verificada (a pressão constante ou a volume constante). É necessário levar em consideração o estado da água nos produtos. Na maior parte dos casos considerações ligadas à necessidade de se evitar a corrosão dos materiais constituintes das instalações industriais obrigam a manter os produtos gasosos a temperaturas elevadas, de modo a evitar-se a condensação do vapor de água e impedindo-se a formação de produtos corrosivos. Nestas condições deverá ser empregue, como termo de comparação, ou o poder calorífico inferior do combustível ou Δu_o ou Δh_o equivalentes.

Na fornalha de uma caldeira ou de qualquer dispositivo destinada à produção de calor, o que se pretende é libertar e transferir-se a maior quantidade possível de calor para o aquecimento de um fluido a ser utilizado num processo industrial. O rendimento da combustão deverá então levar em conta esta finalidade e define-se como,

$$\eta_{combII} = \frac{|\text{calor libertado na reacção de combustão}|}{\text{poder calorífico inferior do combustível}} \quad (1.139)$$

Normalmente emprega-se no cálculo de η_{combII} o valor absoluto do calor transferido para o fluido a ser aquecido, sendo então lícito falar-se de rendimento da caldeira ao invés de rendimento da combustão. É que, a empregar-se esta segunda definição de rendimento da combustão, está-se a considerar também a transferência de calor dos gases quentes, produtos da combustão, para o fluido a aquecer. Há portanto opiniões divergentes quanto ao modo de se definir o rendimento da combustão, pelo que passamos a referir mais dois métodos.

O valor da fração molar de CO_2 existente nos produtos poderá ser uma medida da eficiência da combustão,

$$\eta_{combIII} = \frac{X_{\text{CO}_2} \text{ nos produtos da combustão real}}{X_{\text{CO}_2} \text{ nos produtos da combustão completa}} \quad (1.140)$$

Com efeito sabe-se que as reacções de combustão não são completas, aparecendo na prática não queimados nos produtos sendo X_{CO_2} inferior ao valor teórico. Este rendimento apresenta a desvantagem de dar um valor perto de 100 % quando todo o carbono se combinar com o O_2 para dar CO_2 havendo no entanto H_2 ou HC nos produtos.

Se a combustão for adiabática emprega-se como rendimento da combustão a razão,

$$\eta_{combIV} = \frac{\text{Acréscimo da temperatura dos gases da combustão real}}{\text{Acréscimo da temperatura dos gases da combustão completa}} \quad (1.141)$$

1.13 - Dissociação.

Na determinação da temperatura adiabática de chama para uma reacção química, admitiu-se que esta era completa e que o intervalo de tempo em que decorria era suficientemente pequeno para ser considerada adiabática. Tal temperatura adiabática de chama será sempre superior a qualquer temperatura obtida na prática, pois as hipóteses formuladas são praticamente irrealizáveis. Por um lado é impossível eliminarem-se todas as trocas caloríficas com o exterior e por outro lado a partir de

1500 K aparecem fenómenos de dissociação, reações que se desenvolvem em sentido oposto ao inicial e que são endotérmicas. A combustão deixa de ser completa e para obstar a isto, na prática, aumenta-se o excesso de ar, contribuindo-se assim para a obtenção de temperaturas dos produtos mais baixas. Nestas condições as chamas mais quentes não são aquelas às quais corresponde em teoria maior libertação de calor, mas sim aquelas cujos produtos finais são os mais estáveis (pouco dissociáveis). Por tal razão mesmo com excesso de comburente aparecem produtos de combustão incompleta, enquanto no caso de misturas ricas é possível aparecer oxigénio livre nos produtos. A combustão incompleta é pois devida em parte a fenómenos de dissociação, assim como a dificuldades inerentes à mistura entre os reagentes. Este último ponto será ignorado no presente capítulo.

É pois chegada a altura de se solucionar o problema levantado quando das referências feitas às diversas combustões incompletas, particularmente na secção 1.9.2 que trata da combustão redutora. Então constatou-se um número de incógnitas superior ao número de equações resultantes dos balanços dos vários elementos químicos intervenientes na reacção. As equações extra, necessárias à resolução da questão vão ser agora definidas.

1.13.1 - Constante de equilíbrio ou constante de dissociação.

Vai ser considerado unicamente o caso mais simples, aquele em que os reagentes e os produtos têm comportamento de gás perfeito.

Para gases perfeitos a lei do equilíbrio químico, quando existe dissociação, poderá ser formulada do seguinte modo. Dados \underline{a} kmol de A, \underline{b} kmol de B, sendo A e B reagentes, obtêm-se \underline{c} kmol de C e \underline{d} kmol de D, segundo a reacção exotérmica



A velocidade de reacção será dada por $k_1 p_A^a p_B^b$ onde,

p_A - pressão parcial de A;

p_B - pressão parcial de B.

A partir de certa temperatura a reacção pode dar-se em sentido inverso, desde que receba energia suficiente (reacção endotérmica) à velocidade de $k_2 p_C^c p_D^d$.

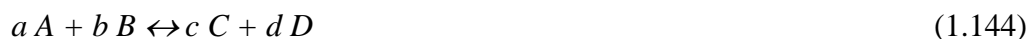


Tabela 1.14 - Temperatura adiabática de chama (°C) de alguns combustíveis gasosos tendo em conta a dissociação e o excesso de ar.

Gases combustíveis	Índice ar, 1 s/dissoc.	Índice ar, 1 c/dissoc.	Índice ar, 1,3 s/dissoc.	Índice ar, 1,3 c/dissoc.
Hidrogénio	2280	2180	1910	1900
Monóxido de carbono	2410	2150	2040	1960
Metano	2050	1950	1680	1670
Etano	2130	2000	1740	1730
Propano	2170	2040	1770	1760
n-Butano	2210	2060	1800	1790
Etileno	2320	2140	1840	1880
Propileno	2290	2090	1860	1840
Gás de alto forno	1290	1290	1170	1170
Gás de coque	1690	1650	1480	1480
Gás de água de coque	2200	2040	1860	1840
Gás de cidade	2120	2000	1760	1740

$$\text{Índice de ar} = \frac{\text{Volume de ar real}}{\text{Volume de ar estequiométrico}}$$

Para uma dada temperatura e pressão, as proporções de A, B, C e D (ou seja as respetivas pressões parciais) ajustam-se por forma a que as duas reações se deem simultaneamente à mesma velocidade, existindo então um estado de equilíbrio (dinâmico) químico.



Sendo as velocidades das reações iguais nos dois sentidos,

$$k_1 p_A^a p_B^b = k_2 p_C^c p_D^d \quad (1.145)$$

ou

$$\frac{p_C^c p_D^d}{p_A^a p_B^b} = \frac{k_1}{k_2} = K_p \quad (1.146)$$

onde K_p é a constante de equilíbrio ou constante de dissociação da reação química. O índice "p" indica que esta constante é definida a partir das pressões parciais das espécies químicas. Há constantes de dissociação definidas em função das concentrações molares (kmol/m^3) e em função das frações molares das espécies químicas, K_c e K_x respetivamente. Como seria de esperar, é relativamente fácil relacionar os vários tipos de constante de dissociação entre si. K_p é a de maior utilidade nas reações de combustão, pelo que as outras formas da constante de dissociação serão ignoradas neste estudo. Como se salientará adiante, K_p é unicamente função da temperatura desde que os reagentes sejam gases perfeitos.

Normalmente, no cálculo das condições de equilíbrio de uma reação que está a ser estudada, são dadas as quantidades iniciais dos reagentes A e B e deseja-se calcular as quantidades A, B, C e D presentes ao se atingir o equilíbrio químico a uma dada temperatura. Como C e D são formados pela equação (1.144) há apenas uma incógnita, os (n_a/a) kmol de A que reagirão com (n_b/a) kmol de B para darem (n_c/a) kmol de C e (n_d/a) kmol de D. Basta uma equação extra para o cálculo das quatro quantidades e se K_p é conhecido esta equação é a equação (1.146).

Com efeito, sendo

$$p_A = \frac{n_a p_t}{n_a + n_b + n_c + n_d}; p_B = \frac{n_b p_t}{n_a + n_b + n_c + n_d} \quad (1.147)$$

$$p_C = \frac{n_c p_t}{n_a + n_b + n_c + n_d}; p_D = \frac{n_d p_t}{n_a + n_b + n_c + n_d}$$

da equação (1.146) obtém-se,

$$K_p = \frac{c^c d^d}{a^a b^b} [n p_t]^{c+d-a-b} \quad (1.148)$$

Conhecidos a , b , c e d (de acordo com a equação química), p_t (que, ver-se-á mais adiante é irrelevante) e $K_p = f(T)$, pode-se calcular n .

1.13.2 - Combustão reversível.

Nesta secção vai demonstrar-se que em reações cujos intervenientes são gases perfeitos se tem unicamente $K_p = f(T)$ e para tal apresenta-se seguidamente detalhadamente o dispositivo da Figura 1.17 e explicar o seu modo de funcionamento.

Recorre-se à Segunda Lei da Termodinâmica para demonstrar a dependência de K_p com a temperatura.

Considere-se uma reação estequiométrica entre CO e O₂ inicialmente a p_1 e T_1 , para formar CO₂ à mesma pressão e temperatura. Para que a reação seja reversível imagina-se o dispositivo da Figura 1.18, que não é outro senão o da Figura 1.17 devidamente detalhado. É conhecido pelo nome de caixa de equilíbrio de Van't Hoff.

Neste dispositivo a câmara de combustão contém CO₂, CO e O₂ em proporções tais que as reações $\text{CO} + 1/2 \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ e $\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO} + 1/2 \text{O}_2$ se podem processar simultaneamente com igual velocidade (à temperatura T). O dispositivo está envolvido por uma fonte térmica que o mantém à temperatura constante T ; a pressão reinante na câmara p é arbitrária sendo no entanto função da massa existente na câmara de combustão, $p = p_{\text{CO}} + p_{\text{O}_2} + p_{\text{CO}_2}$. O CO, o O₂ e o CO₂ entram e saem da câmara através de membranas semipermeáveis e para que as transferências de massa sejam reversíveis é necessário que a pressão de cada constituinte, exteriormente à câmara de combustão (isto é, do outro lado da membrana), seja igual à respetiva pressão parcial no interior, enquanto a temperatura deve ser a mesma dentro e fora da câmara. Para levar isotermicamente os constituintes desde p_1 e T até às respetivas pressões parciais e vice-versa, serão necessários compressores e turbinas isotérmicas reversíveis. Imagine-se que CO e O₂ são introduzidos lentamente na câmara e em regime permanente, à taxa respetiva de n e $n/2$ kmol/s, desenvolvendo-se a reação no sentido normal $\text{CO} + 1/2 \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$. Então n kmol/s serão descarregados igualmente em regime permanente. Basta uma variação infinitesimal das condições exteriores para inverter o sentido da reação, alterando-se o sentido (mas não a grandeza) das trocas energéticas (\dot{W} e \dot{Q}) com o exterior da caixa de reação. Quer isto dizer que o processo isotérmico representado na Figura 1.18 é globalmente reversível.

A potência útil em jogo quando um gás perfeito evolui em regime permanente segundo um processo reversível é,

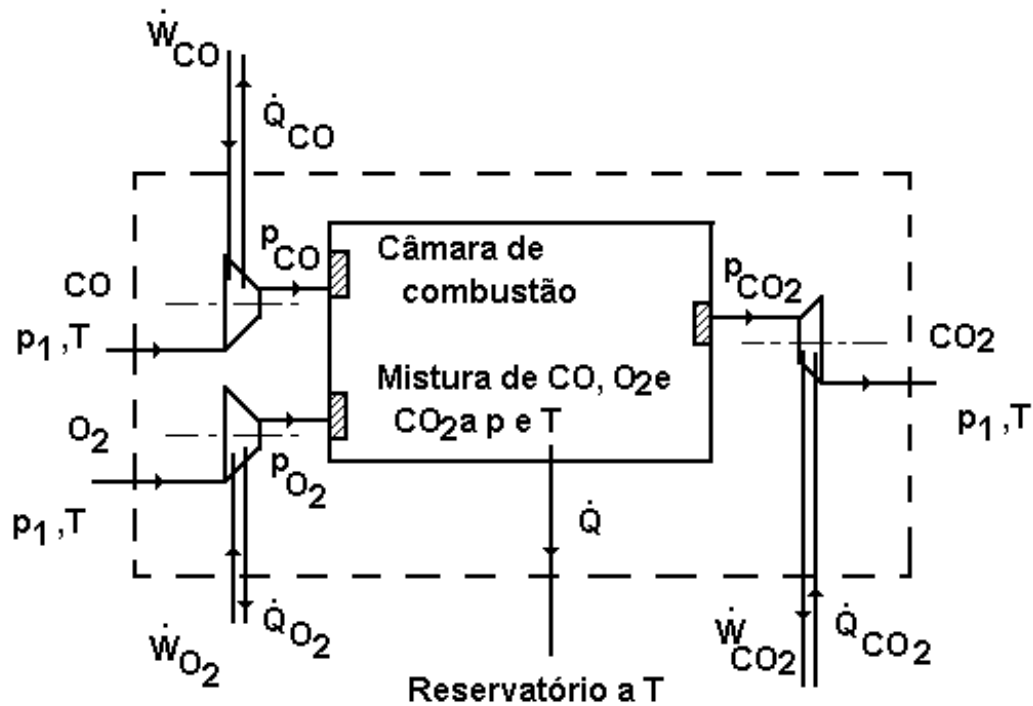
$${}_1\dot{W}_2 = \dot{n}\bar{R}T \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (1.149)$$

Para o volume de controlo da Figura 1.18,

$$\dot{W} = \dot{n}\bar{R}T \left(\ln \frac{p_{\text{CO}}}{p_1} + \frac{1}{2} \ln \frac{p_{\text{O}_2}}{p_1} + \ln \frac{p_1}{p_{\text{CO}_2}} \right) \quad (1.150)$$

$$\dot{W} = \dot{n} \bar{R} T \left[\ln \left(\frac{p_{CO} (p_{O_2})^{1/2}}{p_{CO_2}} \right) + \ln p_1^{-1/2} \right] \quad (1.151)$$

em que \dot{n} é o número de kmol/s de CO.



Reação no sentido $\text{CO} + 1/2 \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ e $p_1 <$ qualquer pressão parcial.

Figura 1.18 - A caixa de equilíbrio de Van't Hoff.

Refere-se mais uma vez que se trata de um trabalho (potência) útil reversível. Suponha-se agora que a pressão no interior da câmara variou para $p' = p'_{CO} + p'_{O_2} + p'_{CO_2}$. Então,

$$\dot{W}' = \dot{n} \bar{R} T \left[\ln \left(\frac{p'_{CO} (p'_{O_2})^{1/2}}{p'_{CO_2}} \right) + \ln p_1^{-1/2} \right] \quad (1.152)$$

Só há duas possibilidades, ou $\dot{W} = \dot{W}'$ ou $\dot{W} \neq \dot{W}'$. No entanto, a última hipótese é impossível, pois sendo um dos trabalhos menor do que o outro, os dois volumes de controlo (um trabalhando a p e outro trabalhando a p') podiam ser acoplados, funcionando um deles em sentido inverso do inicial. Passaria a existir assim um dispositivo a produzir continuamente trabalho trocando calor com uma única fonte

térmica, o que contradiz o Enunciado de Kelvin-Planck da Segunda Lei da Termodinâmica. Então é porque $\dot{W} = \dot{W}'$, sendo, como se viu na secção 1.12.2.1 o trabalho útil máximo (em valor absoluto) que pode ser obtido da reacção química à temperatura T e que não depende da pressão. Se $\dot{W} = \dot{W}'$ é porque,

$$\frac{p_{CO_2}}{p_{CO}(p_{O_2})^{1/2}} = \frac{p'_{CO_2}}{p'_{CO}(p'_{O_2})^{1/2}} \Rightarrow \frac{p_{CO_2}}{p_{CO}(p_{O_2})^{1/2}} = K_p = f(T) \quad (1.153)$$

O valor de K_p é obtido para cada reacção química através de ensaios a várias temperaturas e as suas unidades dependem das unidades de pressão empregues, sendo necessário especificar tais unidades de pressão assim como a reacção química em causa. K_p é uma medida do grau de dissociação, pois sendo as pressões parciais proporcionais às respetivas frações molares, K_p é indiretamente função destas. Valores elevados de K_p significam poucos produtos dissociados. Observando a equação (1.153) vê-se que a um K_p elevado corresponde uma p_{CO_2} elevado, isto é, grande percentagem de produtos (CO_2). Um K_p mais baixo corresponderá a valores de p_{CO} e p_{O_2} mais significativos o que equivalerá a dizer que a reacção andou para trás. A Tabela 1.15 permite ver que a dissociação aumenta com a temperatura, aparecendo K_p menores para temperaturas mais elevadas.

Deve ser referido que a dissociação não afeta os calores de combustão, os quais são determinados à temperatura ambiente. Em geral, se os produtos de combustão são arrefecidos até temperaturas inferiores a 1500 K, antes de deixarem a câmara de combustão, a energia libertada (sob a forma de calor) é pouco influenciada pela dissociação. Ao se arrefecerem os produtos recombina-se, podendo dizer-se que a combustão é completa abaixo dos 1500 K, não se afetando a eficiência do processo. Porém, quando se fala do rendimento de uma fornalha, ou de um dispositivo produtor de trabalho, é necessário pensar que, pelo facto de a dissociação diminuir a temperatura máxima atingida na reacção química, o calor libertado nessa reacção estará disponível a uma temperatura inferior à que seria obtida na ausência de dissociação. Nestas condições, embora o calor libertado seja o mesmo, a sua qualidade é menor, sendo por isso menor o trabalho que poderá ser obtido a custa da reacção. Na prática, este problema não é tão grave já que limitações referentes às temperaturas máximas admissíveis pelos materiais constituintes da câmara de combustão impõem restrições às temperaturas máximas empregues.

Saliente-se que o uso da pressão em atm é obrigatório na equação (1.153). Trata-se de um caso único na Termodinâmica.

1.13.3 - A constante de dissociação e a Função de Gibbs.

Considere-se novamente a expressão da potência obtida no processo isotérmico reversível da Figura 1.18 e admita-se que $T=T_o$ e $p_I=p_o$,

$$\dot{W} = \dot{n} \bar{R} T_o \left[\ln \left(\frac{p_{CO} (p_{O_2})^{1/2}}{p_{CO_2}} \right) + \ln p_o^{-1/2} \right] = \dot{n} \bar{R} T_o \left[\ln \frac{1}{K_p} + \ln \frac{1}{(p_o)^{1/2}} \right] \quad (1.154)$$

Sendo o processo reversível à temperatura ambiente $\dot{W} = \dot{W}_o$. Na equação de equilíbrio químico, equação (1.153) as pressões vêm em atm de modo que $p_o=1$ atm. Há assim uma simplificação nas equações.

$$\dot{W}_o = \dot{n} \bar{R} T_o \ln \frac{1}{K_p} \quad (1.155)$$

e como se viu atrás na equação (1.137),

$$\dot{W}_o = \dot{W}_{\max} = \left(\sum \dot{n}_P \bar{g}_{fP}^o - \sum \dot{n}_R \bar{g}_{fR}^o \right) = \dot{n}_{comb} \Delta \bar{g}_o \quad (1.156)$$

pelo que igualando as duas últimas equações,

$$\bar{R} T_o \ln \frac{1}{K_p} = \Delta \bar{g}_o \Leftrightarrow \ln K_p = -\frac{\Delta \bar{g}_o}{\bar{R} T_o} \quad (1.157)$$

É necessário indicar sempre a que reação química se referem K_p e $\Delta \bar{g}_o$ e em relação a que reagente ou produto está a equação escrita. Habitualmente escrevem-se as equações relativamente ao combustível. Sabe-se que Δh_o e Δg_o podem ser obtidos à custa da soma algébrica das entalpias de formação e das funções de Gibbs de formação dos reagentes e produtos. Atendendo à equação (1.157) constata-se ser igualmente possível definirem-se os logaritmos neperianos das constantes de equilíbrio de formação $\ln K_{pf}$ e daí obter $\ln K_p$. Para uma outra temperatura qualquer $T \neq T_o$ podem ser obtidas expressões análogas a (1.157).

Tabela 1.15 - Valores da constante de dissociação.

T [K]	log10 Kp com as pressões parciais em [atm]							
	$\frac{p_{H_2O}}{(p_{H_2})(p_{O_2})^{1/2}}$	$\frac{p_{CO_2}}{(p_{CO})(p_{O_2})^{1/2}}$	$\frac{(p_{H_2O})(p_{CO})}{(p_{H_2})(p_{CO_2})}$	$\frac{p_{H_2O}}{(p_{OH})(p_{H_2})^{1/2}}$	$\frac{(p_{NO})}{(p_{O_2})^{1/2}(p_{N_2})^{1/2}}$	$\frac{(p_{H_2})}{(p_H)^2}$	$\frac{(p_{O_2})}{(p_O)^2}$	$\frac{(p_{N_2})}{(p_N)^2}$
298	40,048	45,066	-5,018	46,137	-15,171	71,224	81,208	159,600
300	39,786	44,760	-4,974	45,832	-15,073	70,754	80,668	158,578
400	29,240	32,431	-3,191	33,567	-11,142	51,752	58,946	117,408
600	18,633	20,087	-1,454	21,242	-7,210	32,672	37,148	76,162
800	13,289	13,916	-0,627	15,044	-5,243	23,070	26,202	55,488
1.000	10,062	10,221	-0,159	11,309	-4,062	17,292	19,164	43,056
1.200	7,899	7,764	0,135	8,811	-3,275	13,414	15,208	34,754
1.400	6,347	6,014	0,333	7,021	-2,712	10,630	12,054	28,812
1.600	5,180	4,706	0,474	5,677	-2,290	8,532	9,684	24,350
1.800	4,270	3,693	0,577	4,631	-1,962	6,896	7,836	20,874
2.000	3,540	2,884	0,656	3,793	-1,699	5,580	6,356	18,092
2.200	2,942	2,226	0,716	3,107	-1,484	4,502	5,142	15,810
2.400	2,443	1,679	0,764	2,535	-1,305	3,600	4,130	13,908
2.600	2,021	1,219	0,802	2,052	-1,154	2,834	3,272	12,298
2.800	1,658	0,825	0,833	1,637	-1,025	2,178	2,536	10,914
3.000	1,343	0,485	0,858	1,278	-0,913	1,607	1,898	9,716
3.200	1,067	0,189	0,878	0,963	-0,815	1,106	1,340	8,664
3.400	0,824	-0,071	0,895	0,687	-0,729	0,664	0,846	7,736
3.600	0,607	-0,302	0,909	0,440	-0,653	0,270	0,408	6,910
3.800	0,413	-0,508	0,921	0,220	-0,585	-0,084	0,014	6,172
4.000	0,238	-0,692	0,930	0,022	-0,524	-0,402	-0,340	5,504
4.500	-0,133	-1,079	0,946	-0,397	-0,397	-1,074	-1,086	4,094
5.000	-0,430	-1,386	0,956	-0,731	-0,296	-1,612	-1,686	2,962
5.500	-0,675	-1,635	0,960	-1,004	-0,214	-2,054	-2,176	2,032
6.000	-0,880	-1,841	0,961	-1,232	-0,147	-2,422	-2,584	1,250

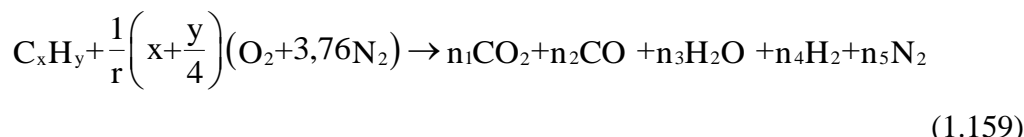
$$\bar{R} T \ln \frac{1}{K_p} = \Delta \bar{g}_T \Leftrightarrow \ln K_p = -\frac{\Delta \bar{g}_T}{\bar{R} T} \quad (1.158)$$

Tª aumenta --> Kp diminui --> aumenta a formação de compostos da reação de dissociação

possibilitando a obtenção do valor da constante de dissociação para qualquer temperatura, Tabela 1.15.

1.13.4 - Exemplo.

Considere-se agora um caso bastante comum, a combustão redutora de um hidrocarboneto, no caso em que a riqueza da mistura não ultrapassa 2, isto é $d < 50\%$,



e em que a temperatura da zona de combustão é bastante elevada, aparecendo no entanto não queimados.

Na resolução de muitos problemas práticos há que ter o sentido da escolha dos produtos a reação a considerar nos balanços, já que os teores de alguns serão irrelevantes e a serem indevidamente considerados importantes vão complicar enormemente os cálculos. Como se verá adiante, apesar do caso em exposição ser simples, os cálculos que conduzirão à solução final serão laboriosos.

Para a equação química anterior haverá então que se efetuar o balanço dos elementos químicos em jogo:

$$\text{-Carbono} \quad x = n_1 + n_2; \quad (1.160)$$

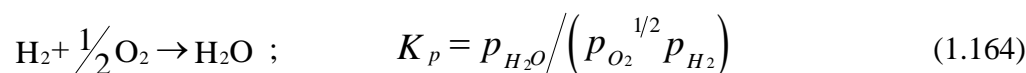
$$\text{-Hidrogénio} \quad y/2 = n_3 + n_4; \quad (1.161)$$

$$\text{-Oxigénio} \quad 2(x + y/4)/r = 2n_1 + n_2 + n_3; \quad (1.162)$$

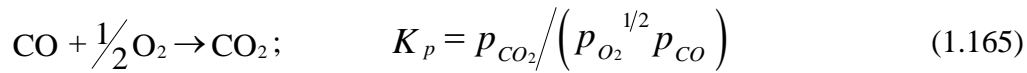
$$\text{-Azoto} \quad 3,76(x + y/4)/r = n_5; \quad (1.163)$$

pelo que se constata haverem quatro equações disponíveis e cinco incógnitas.

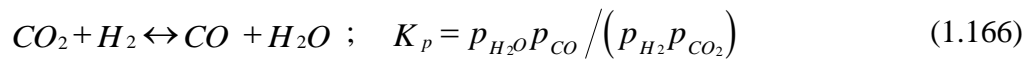
A escolha das reações de dissociação que têm lugar durante a combustão, será efetuada em função das espécies químicas que aparecem nos produtos da reação. Observando a equação química da página anterior pode constatar-se que nos produtos estão a ter lugar as seguintes reações,



e



Atendendo a que não há O_2 nos produtos, combinando devidamente estas duas equações obtêm-se a reação de equilíbrio do gás de água,



Sendo as pressões parciais,

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = (n_3/n_t) p; p_{\text{CO}} = (n_2/n_t) p; p_{\text{H}_2} = (n_4/n_t) p; p_{\text{CO}_2} = (n_1/n_t) p \quad (1.167)$$

em que $n_t = n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5$, obtém-se

$$K_p = \frac{n_3 n_2}{n_4 n_1} \quad (1.168)$$

Os valores da constante de dissociação estão apresentados na Tabela 1.15 pelo que a solução do sistema de equações (1.160) a (1.163), desde que seja conhecida a temperatura final dos produtos, é imediata. Caso a temperatura final da reação seja desconhecida existirá uma sexta incógnita, havendo então que recorrer a uma sexta equação, a equação da Primeira Lei da Termodinâmica. A situação torna-se agora mais complexa pois existirá agora um sistema de seis equações a seis incógnitas. Na prática recorre-se ao cálculo automático e estima-se, para um dado combustível, todas as combinações de produtos finais suscetíveis de serem obtidas a partir de uma larga gama de temperaturas e riquezas. Estes resultados acabam por aparecer na forma de diagramas de combustão que se destinam ao controlo rápido e à condução de um dado processo de queima. Normalmente apresentam, para um dado combustível a queimar no ar, uma dependência entre a riqueza da mistura reagente e a composição dos produtos quer na forma de gráficos quer de tabelas.

Tabela 1.16 - Entalpias de algumas reações.

Reação	Δh_o a 298,15 K [kJ/kmol comb]
$C(\text{sol}) + O_2 \rightarrow CO_2$	-393.500
$CO + O_2 \rightarrow CO_2$	-283.000
$H_2 + 1/2O_2 \rightarrow H_2O (\text{vap})$	-241.800
$CH_4 (\text{vap}) + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O (\text{vap})$	-802.300
$C_2H_4 (\text{vap}) + 3O_2 \rightarrow 2CO_2 + 2H_2O (\text{vap})$	-1.323.200
$C_2H_6 (\text{vap}) + 3,5O_2 \rightarrow 2CO_2 + 3H_2O (\text{vap})$	-1.427.900
$C_6H_6 (\text{vap}) + 7,5O_2 \rightarrow 6CO_2 + 3H_2O (\text{vap})$	-3.169.500
$C_8H_{18} (\text{vap}) + 12,5O_2 \rightarrow 8CO_2 + 9H_2O (\text{vap})$	-5.116.200
$CO_2 + H_2O \rightarrow CO + H_2O (\text{vap})$	+41.200
$1/2H_2 + OH \rightarrow H_2O (\text{vap})$	-281.300
$1/2N_2 + 1/2O_2 \rightarrow NO$	+90.300
$2H \rightarrow H_2$	-436.000
$2O \rightarrow O_2$	-498.400
$2N \rightarrow N_2$	-945.600

Tabela 1.17 - Entalpia de combustão a 25 °C [kcal/gmol comb]. Produtos, N₂, H₂O (líq.) e CO₂.

Combustível	Fase	Fórmula	$\Delta \bar{h}_o$
Carbono (grafite)	s	C	-93,9
Hidrogénio	g	H ₂	-68,3
Monóxido de carbono	g	CO	-67,6
Metano	g	CH ₄	-210,8
Etano	g	C ₂ H ₆	-368,4
Propano	g	C ₃ H ₈	-526,3
Butano	l	C ₄ H ₁₀	-686,1
Pentano	l	C ₅ H ₁₂	-833,4
Heptano	l	C ₇ H ₁₆	-1.149,9
Octano	l	C ₈ H ₁₈	-1.302,7
Dodecano	l	C ₁₂ H ₂₆	-1.943,7
Hexadecano	s	C ₁₆ H ₃₄	-2.559,1
Etileno	g	C ₂ H ₄	-337,3
Álcool etílico	l	C ₂ H ₅ OH	-327,6
Álcool metílico	l	CH ₃ OH	-170,9
Benzeno	l	C ₆ H ₆	-782,3
Ciclo heptano	l	C ₇ H ₁₄	-1.087,3
Ciclo pentano	l	C ₅ H ₁₀	-783,6
Ácido acético	l	C ₂ H ₄ O ₂	-209,4
Ácido benzoico	s	C ₇ H ₆ O ₂	-771,2
Acetato de etilo	l	C ₄ H ₈ O ₂	-536,9
Naftaleno	s	C ₁₀ H ₈	-1.232,5
Sucrose	s	C ₁₂ H ₂₂ O ₁₁	-1.349,6
Cânfora	s	C ₁₀ H ₁₆ O	-1.411,0
Estireno	l	C ₈ H ₈	-1.047,1
Tolueno	l	C ₇ H ₈	-934,2
Xileno	l	C ₈ H ₉	-1.091,7
Uretano	s	C ₃ H ₇ NO ₂	-397,2

s - fase sólida;

l - fase líquida;

g - fase gasosa.

Tabela 1.18 - Entalpias de formação [kJ/gmol] $\bar{h}_f^o = A + BT + CT^2$ com T [K].

Composto	Fórmula	A	B	C
Monóxido de carbono	CO	-112,190	$8,1182 \times 10^{-3}$	$-8,0425 \times 10^{-6}$
Dióxido de carbono	CO ₂	-393,422	$1,5913 \times 10^{-4}$	$-1,3945 \times 10^{-6}$
Metano	CH ₄	-63,425	$-4,3355 \times 10^{-2}$	$1,722 \times 10^{-5}$
Metanol	CH ₃ OH	-188,188	$-4,9823 \times 10^{-2}$	$2,0791 \times 10^{-5}$
Acetileno	C ₂ H ₂	227,216	$-3,5467 \times 10^{-4}$	$-3,9611 \times 10^{-6}$
Etileno	C ₂ H ₄	63,053	$-4,1076 \times 10^{-2}$	$1,6598 \times 10^{-5}$
Etano	C ₂ H ₆	-66,735	$-6,9337 \times 10^{-2}$	$3,0379 \times 10^{-5}$
Álcool etílico	C ₂ H ₅ OH	-216,961	$-6,9572 \times 10^{-2}$	$3,1744 \times 10^{-5}$
Propeno	C ₃ H ₆	37,334	$-6,5191 \times 10^{-2}$	$2,8085 \times 10^{-5}$
Ciclo propano	C ₃ H ₈	71,797	$-7,2889 \times 10^{-2}$	$3,4947 \times 10^{-5}$
Propano	C ₃ H ₈	-80,697	$-9,0500 \times 10^{-2}$	$4,2104 \times 10^{-5}$
Álcool propílico	C ₃ H ₇ OH	-233,953	$-9,2123 \times 10^{-2}$	$4,2848 \times 10^{-5}$
Álcool isopropílico	C ₃ H ₇ OH	-250,362	$-8,7902 \times 10^{-2}$	$4,3171 \times 10^{-5}$
Ciclo butano	C ₄ H ₈	52,777	$-1,0357 \times 10^{-1}$	$5,1744 \times 10^{-5}$
Butano	C ₄ H ₁₀	-98,186	$-1,0974 \times 10^{-1}$	$5,2254 \times 10^{-5}$
Álcool butílico	C ₄ H ₉ OH	-245,806	$-1,1235 \times 10^{-1}$	$5,3505 \times 10^{-5}$
Pentano	C ₅ H ₁₂	-113,399	$-1,3001 \times 10^{-1}$	$6,2902 \times 10^{-5}$
Benzeno	C ₆ H ₆	101,403	$-7,2136 \times 10^{-2}$	$3,2877 \times 10^{-5}$
Ciclo hexano	C ₆ H ₁₂	-81,822	$-1,6705 \times 10^{-1}$	$9,2830 \times 10^{-5}$
Hexano	C ₆ H ₁₄	-129,114	$-1,5013 \times 10^{-1}$	$7,3458 \times 10^{-5}$
Tolueno	C ₇ H ₈	74,320	$-9,5998 \times 10^{-2}$	$4,7011 \times 10^{-5}$
Heptano	C ₇ H ₁₆	-144,670	$-1,7028 \times 10^{-1}$	$8,4057 \times 10^{-5}$
Octano	C ₈ H ₁₈	-160,339	$1,9025 \times 10^{-1}$	$9,4491 \times 10^{-5}$

1.14 - A intermutabilidade dos gases combustíveis.

Nas instalações de combustão põe-se muitas vezes a questão de se substituir um gás combustível por outro com características distintas.

Quando dois gases se podem substituir um pelo outro, sem necessidade de correção alguma do equipamento de queima obtendo-se resultados idênticos para a queima e estabilidade de chama, diz-se que os gases combustíveis são intermutáveis. No entanto, isto é praticamente impossível e basta na prática que os resultados da combustão tenham alguma semelhança entre si para que os dois gases possam ser

considerados intermutáveis. Os dois gases devem possuir características físicas não muito distintas, em particular o poder calorífico superior, a massa volúmica e a velocidade de propagação da chama. Esta questão da possibilidade prática de se permutarem gases combustíveis levou ao desenvolvimento de alguma reflexão crítica e conseqüente trabalho experimental, tendo como resultado a definição de critérios teórico-práticos que permitissem a avaliação do potencial de permuta dos gases combustíveis. De todos os critérios existentes, os que recorrem ao índice de Wobbe são os mais simples.

1.14.1 - O índice de Wobbe.

Este índice é um parâmetro sem dimensões que engloba duas propriedades que caracterizam a taxa de libertação de calor na reação da combustão, o poder calorífico e a densidade de gás relativamente ao ar.

No plano teórico sabe-se que o caudal volúmico de um gás que passa através de um orifício virá dado por,

$$\dot{V} = C_1 A v_g \quad (1.169)$$

onde,

- \dot{V} - caudal volúmico do gás [m^3/s];
- C_1 - coeficiente de contração [-];
- A - área da secção de passagem do orifício [m^2];
- v_g - velocidade do gás [m/s].

A velocidade é por sua vez função de,

$$v_g = C_2 \left(2g p_g / \rho \right)^{1/2} \quad (1.170)$$

onde,

- C_2 - coeficiente de atrito;
- g - aceleração da gravidade, $9,81 \text{ m/s}^2$;
- p_g - pressão estática do gás, [Pa];
- ρ - massa volúmica do gás [kg/m^3].

Da combinação das duas expressões anteriores resulta,

$$\dot{V} = k A (2g p_g / \rho)^{1/2} \quad (1.171)$$

A potência térmica máxima libertada num queimador, desde que a pressão de alimentação do combustível permaneça constante será $(P\hat{C}S \times \dot{V})$ ou seja, será diretamente proporcional ao poder calorífico volúmico do gás $P\hat{C}S$ [J/m³] e inversamente proporcional à sua massa específica ou, o que é o mesmo, à sua densidade relativamente ao ar.

O índice de Wobbe vem assim definido pela relação entre o poder calorífico volúmico e superior do gás e a raiz quadrada da sua densidade relativamente ao ar,

$$W = P\hat{C}S / d^{1/2} \quad (1.172)$$

Este índice poderá ser corrigido tendo em consideração o facto de o combustível conter hidrocarbonetos mais pesados do que o metano, coeficiente de correção k_1 , e tendo ainda em atenção o conteúdo em CO, CO₂ e O₂ do combustível, coeficiente de correção k_2 pelo que o índice de Wobbe corrigido virá,

$$W_{cor} = k_1 k_2 W \quad (1.173)$$

Estes coeficientes obtêm-se de gráficos tendo-se em consideração a família (1^a e 2^a) dos gases que se pretendem permutar. Para os gases da terceira família, $k_1 = k_2 = 1$.

Tabela 1.19 - Famílias de gases combustíveis.

	Índice de Wobbe [MJ/m ³]
Família 1	17,8 a 35,8
a) Gás de alto forno	
b) Gás manufacturado	
c) Misturas ar/hidrocarbonetos	
Família 2 - Gases naturais	35,8 a 53,7
a)	35,8 a 51,6
b)	51,6 a 53,7
Família 3 - Gases liquefeitos do petróleo	71,5 a 87,2

No entanto no domínio deste texto tal não será considerado e quaisquer determinações do índice de Wobbe serão efetuadas de acordo com a equação (1.172).

Note-se que o índice de Wobbe, ao contrário do que o seu nome possa indiciar, tem as dimensões do poder calorífico volúmico, sendo pois conveniente tomar as devidas precauções quando se empregam valores de poderes caloríficos de proveniências e unidades diversas.

Os gases combustíveis são então classificados em três famílias consoante o valor do seu índice de Wobbe. A primeira família engloba os gases manufacturados, a segunda família engloba os gases naturais enquanto a terceira família diz respeito aos gases liquefeitos do petróleo. Dentro da primeira e segunda família existem ainda subgrupos como se esquematiza na Tabela 1.19.

1.15 - Combustíveis para motores de combustão interna.

1.15.1 – Gasolinas.

As gasolinas são misturas de hidrocarbonetos cuja gama de temperaturas de ebulição vai dos 30 aos 215 °C e são destinadas principalmente a motores de inflamação por faísca dos veículos automóveis. São obtidas essencialmente por fracionamento do petróleo em colunas de destilação, embora tenham hidrocarbonetos de outras fontes e ainda aditivos de origens diferenciadas.

Como se pode ver da Figura 1.19 o petróleo é aquecido na base de uma coluna de destilação fracionada, retirando-se os vários compostos que se libertam a diversas temperaturas. No fundo da coluna retiram-se os compostos menos voláteis e que têm maior temperatura de ebulição, ao passo que os mais voláteis, os mais leves, são retirados do topo da coluna.

Portanto as gasolinas recolhem-se na metade superior da coluna de destilação fracionada.

Para cada petróleo, consoante a sua origem e composição, obter-se-á uma dada repartição dos respetivos componentes. Havendo interesse em aumentar por exemplo a percentagem de compostos mais leves à custa dos mais pesados, podem ser usadas grosso modo duas tecnologias, o cracking catalítico ou o cracking térmico. No primeiro caso, submete-se o petróleo a elevadas pressões e temperaturas na presença de catalisadores, enquanto no segundo caso o procedimento é no geral idêntico ao anterior, mas não se usam catalisadores. Se o cracking for efetuado num ambiente de hidrogénio, o processo designa-se por hidrogenação e conseguem-se obter hidrocarbonetos saturados a partir de hidrocarbonetos não saturados. Finalmente, quando se pretendem obter compostos mais pesados à custa de compostos mais leves,

o processo designa-se por polimerização. Tal será a produção de gasolinas às custas de compostos mais voláteis ou a produção de gasóleo a partir de gasolinas.

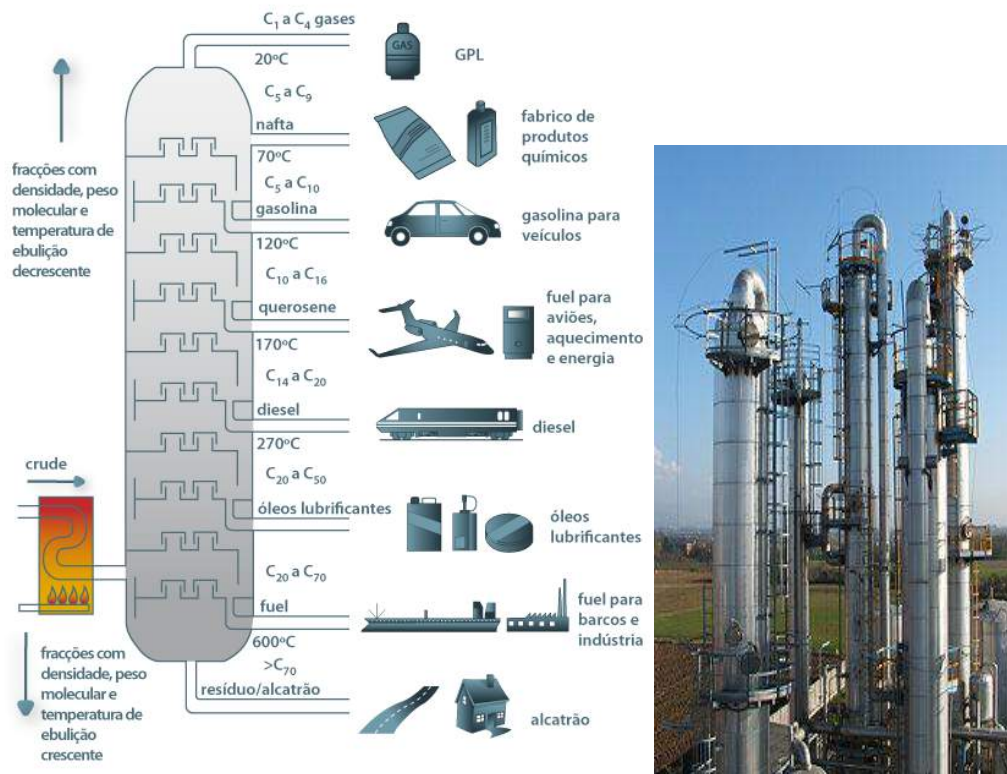


Figura 1.19 – A coluna de destilação.

Um primeiro aspeto a levar em consideração na qualificação das gasolinas tem a ver com os limites de inflamação, tanto de auto-inflamação como de inflamação forçada. Os primeiros têm a ver com manuseamento do combustível e os riscos inerentes à formação descontrolada de misturas das gasolinas com o ar e os segundos com as gamas operacionais das misturas ar gasolina no interior dos motores durante o respetivo ciclo operativo. Por exemplo, numa situação de armazenamento da gasolina, tal como acontece no depósito de combustível de um automóvel, forma-se rapidamente acima do líquido uma mistura ar gasolina suficientemente rica para não existirem riscos de inflamação, quer espontânea, quer forçada. Por outro lado, estando o motor a funcionar, o sistema de alimentação terá de garantir que a mistura ar gasolina esteja dentro da gama de inflamabilidade adequada. As misturas ar gasolina têm um limite inferior de inflamabilidade de aproximadamente 1 % (v/v) e um limite superior de inflamabilidade de aproximadamente 8 % (v/v). Quando se referem unicamente os limites de inflamabilidade, está a ser considerada a ignição forçada, ao

passo que, quando se referem os limites de auto-inflamação, consideraram-se logicamente situações de inflamação ou ignição espontânea. Convém ainda referir que os valores extremos destas gamas de inflamação, forçada ou espontânea, são função das configurações geométricas, além de condições de pressão e temperatura reinantes nos locais onde existem as referidas misturas ar combustível.

Sendo uma gasolina uma mistura de hidrocarbonetos componentes do petróleo com baixas temperaturas de ebulição, além de compostos adicionais incluídos para garantirem determinados comportamentos operativos, é mais fácil falar da sua composição através da apresentação de uma tabela dando uma ideia de alguns dos componentes da gasolina, Tabela 1.20.

1.15.1.1 - Índice ou número de octano.

Quando se acompanha ou estuda a combustão num motor Otto constata-se que para certas condições de operação do motor este apresenta um ruído anómalo, dizendo-se na prática que o motor “grila”. Este ruído é indicativo de uma situação de autoignição da mistura reagente, que nos casos menos graves se trata apenas de uma explosão antecipada, propagando-se a frente de chama a velocidades típicas de uma explosão (da ordem dos 30 m/s), ao passo que nos casos mais graves essa autoignição leva à formação de uma frente de chama que se irá deslocar a velocidades supersónicas (da ordem dos 300 m/s). No primeiro caso fala-se apenas de autoignição, pois o que se verifica é uma explosão antecipada, enquanto no segundo caso se fala de detonação. Esta segunda situação é bem mais gravosa do que a primeira, levando a condições de operação do motor nocivas para a sua integridade.

Estes fenómenos são devidos, quer a deficiências da regulação do motor, como por exemplo uma antecipação exagerada do instante da ignição, uma taxa de compressão demasiado elevada, uma razão ar combustível inadequada ao regime de funcionamento do motor, ou a limitações do próprio combustível. Se a mistura ar combustível não conseguir suportar condições de pressão e temperatura elevadas durante um determinado intervalo de tempo, sem começar a sofrer reações químicas que posteriormente irão despoletar uma reação de explosão antes do instante desejado, constata-se que o combustível não tem as condições necessárias para ser utilizado nesse determinado regime de funcionamento do motor. Normalmente tais intervalos de tempo são da ordem dos milissegundos, sendo que esta capacidade de um determinado combustível para suportar condições extremas de pressão e temperatura, tem de ser conhecida previamente à sua utilização na alimentação dos motores Otto.

Para avaliar os combustíveis de acordo com a sua capacidade em suportar condições de operação extremas sem ocorrerem fenômenos de autoignição, levando a explosões ou a detonações indesejadas, usa-se um procedimento empírico recorrendo-se a testes laboratoriais num motor-padrão.

Tabela 1.20 – Composição de alguns componentes da gasolina.

Componente	Parafinas % (v/v)	Olefinas % (v/v)	Aromáticos % (v/v)
Gasolina da destilação	94	1	5
Butano	100	-	-
Gasolina de pirólise	≈ 20	≈ 10	≈ 70
Gasolina leve cracking térmico	≈ 57	≈ 40	≈ 40
Gasolina leve cracking catalítico	61	26	13
Gasolina pesada cracking catalítico	29	19	52
Hidrocracking leve	100	0	0
Reformado 94	45	-	55
Reformado 99	38	-	62
Reformado 101	29	1	70
Isomerizado	98	-	2
Alquilato	100	-	-
Gasolina polimérica	5	90	5

Alquilato - termo usado na indústria petrolífera para designar parafinas ramificadas cuja propriedade antidetonante melhora a octanagem da gasolina; designação alternativa alquilado

Isomerizado

Define-se índice ou número de octano de uma gasolina, à percentagem de isso-octano (C_8H_{18}) existente numa mistura padrão de octano com n-heptano (C_7H_{16}), que apresenta em testes laboratoriais num motor-padrão o mesmo comportamento de resistência à detonação que essa gasolina. Por exemplo, se uma gasolina tem um índice de octano de 80, isto quer dizer que apresenta uma detonação com a mesma intensidade e para as mesmas condições de operação que uma mistura padrão com 80 % de isso-octano e 20 % de n-heptano.

Se a mistura padrão contiver apenas n-heptano o seu índice é 0, pois este é um combustível com fraca qualidade antidetonante, e se contiver unicamente isso-octano, que tem grande resistência à detonação, o seu índice é 100.

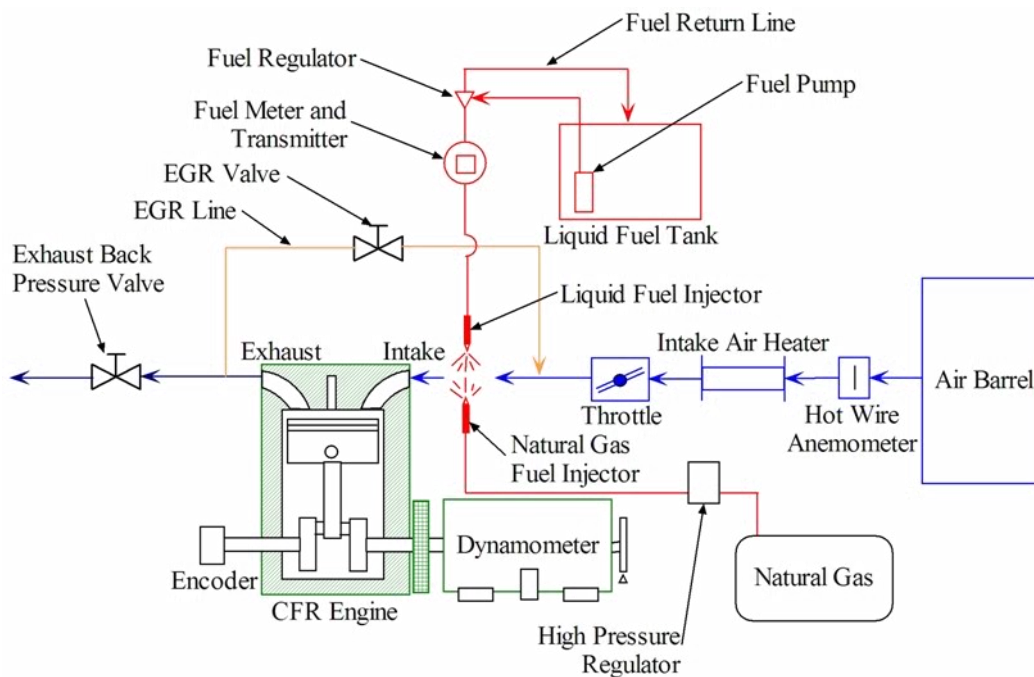


Figura 1.20 – Esquema da operação de um motor CFR.

O motor padrão é um motor monocilíndrico designado por motor CFR (Cooperative Fuel Research), de compressão variável. Durante os testes variam-se a taxa de compressão e o avanço de ignição até se encontrarem condições de detonação idênticas para a gasolina a testar e para a mistura padrão.

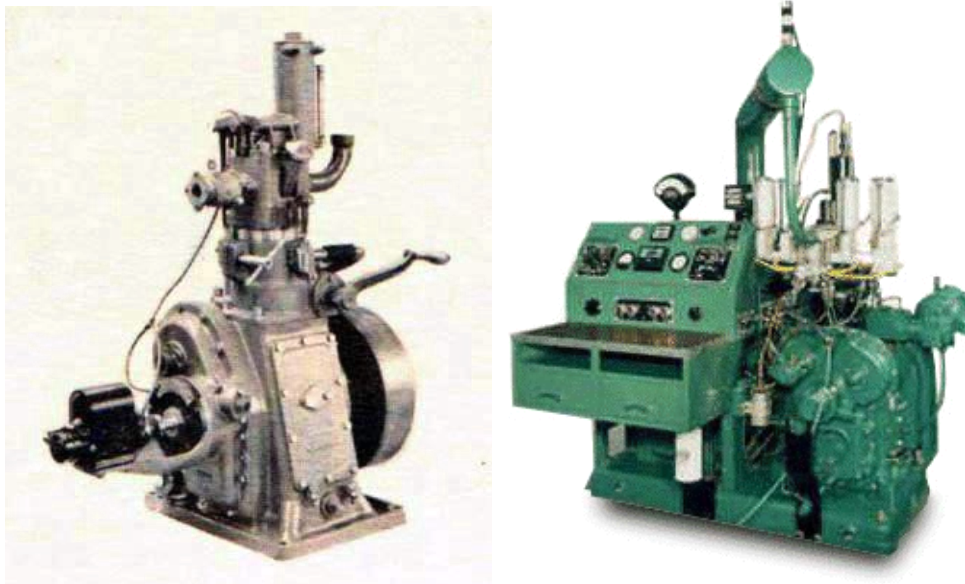


Figura 1.21 – Primeiro motor CFR à esquerda e um motor CFR atual à direita.

Há essencialmente dois conjuntos de condições de teste, conhecidas pelas designações em inglês de “Research method” e “Motor method”. A predominância dos termos em inglês tem a ver com o facto de que esta metodologia experimental ter sido desenvolvida pelos norte-americanos. Na tabela seguinte resumem-se estas condições de teste para os dois métodos.

Tabela 1.21 – Condições de teste do motor CFR.

	Research method	Motor method
Temperatura de admissão	52 °C	149 °C
Pressão de admissão	Atmosférica	
Humidade	0,0036 a 0,0073 kg/kg ar seco	
Temperatura do fluido de arrefecimento	100 °C	
Velocidade do motor	600 rpm	900 rpm
Avanço da ignição	13 ° APS (constante)	19 a 26 ° APS (varia com a taxa de compressão)
Razão ar/combustível	Ajustada para maximizar a detonação	

APS – Antes do ponto morto superior.

Este motor padrão é um motor de 4 tempos, com duas válvulas à cabeça, o cilindro tem 82,6 mm de diâmetro e 114,3 mm de curso e a taxa de compressão poderá variar de 3 a 30.

O “Research method” está definido na ASTM D-2699 e o “Motor method” está definido na ASTM D-2700. O resultado da primeira condição designa-se por MON (motor octane number) e o da segunda condição por RON (research octane number). Como se pode concluir da análise da Tabela 1.22 o “Motor method” é mais exigente que o “Research method”, de modo que o MON de uma dada gasolina será sempre inferior ao RON dessa mesma gasolina. A diferença entre o RON e o MON é designada a sensibilidade do combustível e não deve exceder as 10 unidades.

Define-se um Índice Anti-Detonação (IAD) como,

$$IAD = \frac{RON + MON}{2} \quad (1.177)$$

Como a determinação dos índices RON e MON são levadas a cabo num motor monocilíndrico, que roda a velocidade constante no máximo de abertura da borboleta de aceleração e para um avanço de ignição fixo, é evidente que estes valores nunca poderão prever com rigor o desempenho do combustível em motores de veículos automóveis, onde estes parâmetros operacionais estão constantemente a variar. Definiu-se por isso um índice de octanas para a estrada, o “Road Octane Number” (Road ON) tal que,

$$\text{Road ON} = a (\text{RON}) + b (\text{MON}) + c \quad (1.178)$$

onde os coeficientes a , b e c são determinados experimentalmente. Estudos recentes mostraram que $a \approx b \approx 0,5$.

A escala do Índice de Octanas é adimensional e por definição deveria acabar em 100 unidades. Contudo há combustíveis com comportamento antidetonante superior ao do iso-octano. Tal é, por exemplo, o caso do etanol.

O índice de octanas de um combustível pode ser aumentado através do uso de aditivos, já que é mais barata a adição de pequenas quantidades destes componentes do que a alteração das moléculas dos combustíveis nas refinarias. O primeiro aditivo a ser acrescentado à gasolina foi o chumbo tetraetilo (TEL), $(\text{C}_2\text{H}_5)_4\text{Pb}$, adicionando-se normalmente 0,2 a 0,6 cm^3/L no combustível automóvel e 0,8 a 1,6 cm^3/L no combustível de avião. O chumbo tetrametilo (TML), $(\text{CH}_3)_4\text{Pb}$, foi por sua vez introduzido em 1960 e tinha a vantagem de vaporizar a 110 °C enquanto o TEL vaporizava a 200 °C, permitindo assim um maior enchimento dos cilindros.

Para combustíveis com melhor desempenho que o iso-octano, ou seja que tenham índices de octano acima de 100, usa-se a seguinte fórmula para a obtenção da sua classificação,

$$\text{ON} = 100 + 28,28 \text{ TEL} \sqrt{\left[1,0 + 0,736 \text{ TEL} + (1,0 + 1,472 \text{ TEL} - 0,03521 \text{ TEL}^2)^{1/2}\right]} \quad (1.179)$$

Nesta fórmula [TEL] são os ml de chumbo tetraetilo $[(\text{C}_2\text{H}_5)_4\text{Pb}]$ /galão americano, sendo que 1 ml de TEL = 1,06 g de Pb e que 1 galão americano = 3,785 L.

Embora os aditivos à base de chumbo sejam os melhores antidetonantes, ainda hoje não se conhece perfeitamente como é que estes compostos atuam. Na Europa, no final dos anos de 1980, introduziram-se gasolinas sem aditivos à base de chumbo, tanto

devido aos aspetos toxicológicos da ação dos compostos de chumbo sobre o ambiente, como devido ao envenenamento dos catalisadores que passaram a ser montados para o tratamento dos gases de escape dos veículos. Passaram então a serem usados como aditivos antidetonantes, os álcoois ou os éteres.

1.15.1.2 - Compostos antidetonantes.

Com a proibição do uso do chumbo tetraetilo como aditivo antidetonante para a gasolina, éteres ou álcoois são usados para cumprir a mesma função. O uso de compostos oxigenados tem vantagens em termos de higiene de combustão pois minimizam a formação do CO. A Tabela 1.22 que se segue, mostra as principais características dos álcoois usados como aditivos, em comparação com a gasolina super.

Tabela 1.22 – Comparação dos álcoois com a gasolina.

Designação	Abreviatura	T _{ebulição} [°C]	Massa volúmica a 20 °C [kg/m ³]	RON [-]	MON [-]	PCI [kJ/L]	h _v [kJ/kg]	O ₂ [% m/m]
Álcool metílico	Metanol	64,7	791,2	114,4	94,6	15,7	1100	49,93
Álcool etílico	Etanol	78,3	789,4	114,4	94	21,2	910	34,73
Álcool isopropílico	Isopropanol	82,3	775,5	118	101,9	23,6	700	26,63
Álcool butílico, sec-butil álcool	SBA	100	806,9			27,4		21,59
Álcool isobutílico, isobutanol	IBA	107,7	801,6	110,4	90,1	26,1	680	21,59
Terc-butil álcool, terc-butanol	TBA	82,8	786,6			26,8	544	21,59
Gasolina super	Super	30 a 215	725 a 780	95	85	≈ 31	380 a 500	0 a 2

1.15.1.3 - Curva de destilação.

O comportamento em evaporação ou volatilidade é determinado pela evolução da curva de ebulição ou curva de destilação e correspondente pressão do vapor. Juntamente com o índice de octanas é o critério de avaliação mais importante para as gasolinas, combustíveis líquidos que passam à fase de vapor entre os 30 e os 205 a 210 °C.

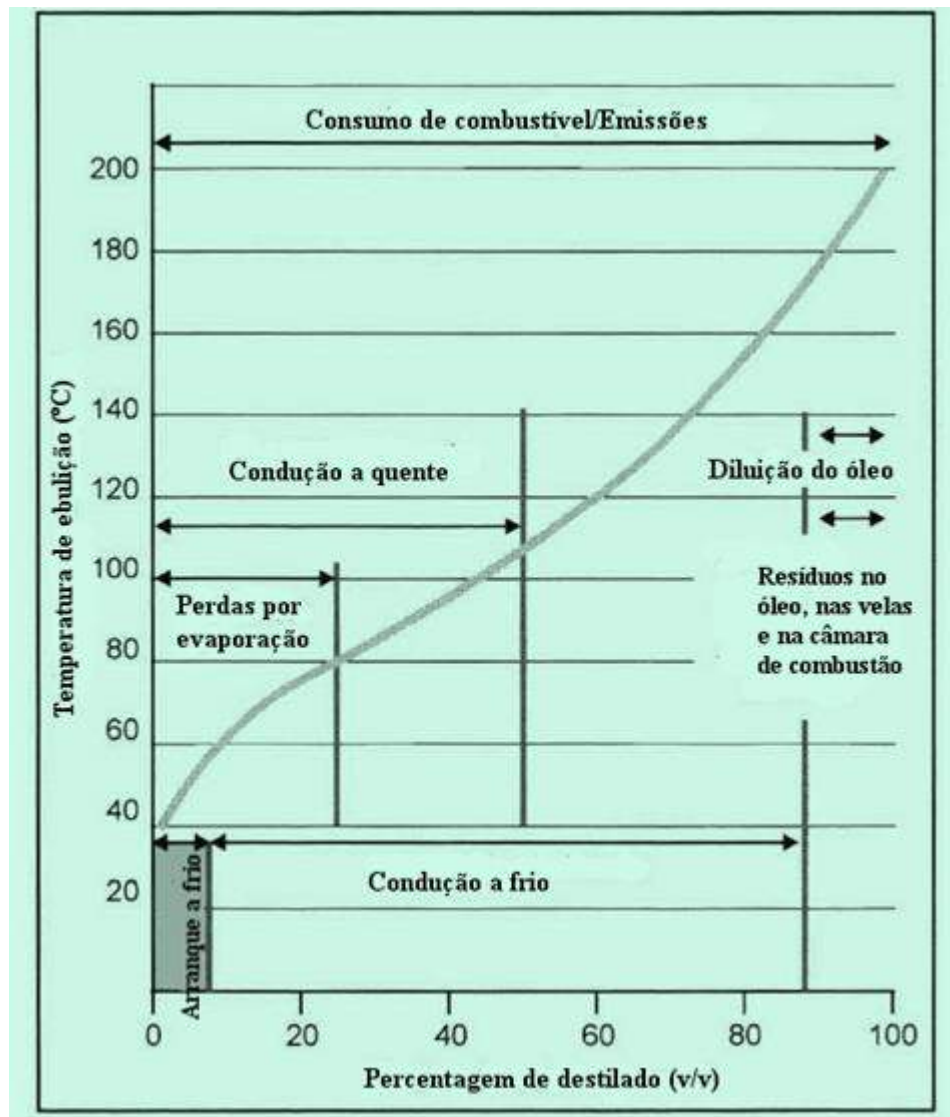


Figura 1.22 – A curva de destilação.

A curva de destilação é obtida através de uma análise realizada de acordo com a norma EN ISO 3405 em que uma amostra do combustível é evaporada e posteriormente condensada à taxa de 1 °C/min. A curva de destilação que daí resulta

contém uma grande dose de informação necessária à compreensão do comportamento do combustível em causa. Um comportamento devidamente balanceado é um pré-requisito fundamental para os motores de ignição por faísca nas diversas condições operacionais a que estes estarão sujeitos.

A Figura 1.22 mostra a importância das várias seções da curva de destilação sobre o comportamento do motor.

Assim, os componentes de menor peso molecular são importantes para um bom arranque a frio, boa resposta do motor e baixas emissões pelo escape durante o período de aquecimento. Havendo uma percentagem excessiva destes componentes de menor peso molecular e por isso mais voláteis, poderá ocorrer a formação de bolhas de vapor de combustível, nas condutas que o levam ao carburador ou sistemas de injeção (tampão de vapor - vapor lock) e aumentarão as perdas por evaporação nos períodos de verão. Nos períodos mais frios, inverno, um excesso de componentes mais voláteis levará à formação de gelo na borboleta de aceleração.

Por outro lado, uma percentagem excessiva de compostos mais pesados, isto é menos voláteis, poderá levar à sua condensação nas paredes dos cilindros nos períodos de funcionamento a frio e ainda à diluição do óleo lubrificante, afetando a função operativa deste fluido. Havendo um número reduzido de componentes de volatilidade intermédia, afeta-se a dirigibilidade ou facilidade de condução dos veículos. Estando um motor ainda quente, quando é ligado, as condições a que o combustível deve respeitar são precisamente as opostas do arranque a frio. Em situações de elevada solicitação, alguns componentes do motor podem ficar tão quentes que grande parte do combustível vaporiza nas linhas que o levam até aos sistemas de alimentação do motor, originando a formação de bolhas no seio do escoamento do líquido inibindo o escoamento deste.

Em síntese, pode pois dizer-se que há pontos particulares da curva de destilação que devem ser considerados com especial atenção. O ponto de 10 % de destilado interessa para o arranque a frio, de modo que nos meses de inverno a temperatura correspondente a estes 10 % deve ser baixa, ao passo que no verão deve ser mais alta. Porém, demasiada volatilidade no inverno leva à formação de gelo no sistema de alimentação, enquanto no verão leva à formação de tampão de vapor. Por outro lado, o ponto de 50 % de destilado dá uma medida da volatilidade média do combustível permitindo ao motor uma boa reprise e aceleração rápida. Contudo, em condições de potência máxima, a temperatura correspondente a este ponto de 50 % não pode ser demasiado baixa senão isto leva a um mau enchimento do cilindro.

O ponto de 90 % de destilado é uma medida da quantidade de componentes pesados que facilitam a formação de depósitos carbonosos que se diluem no óleo lubrificante e são arrastados por este para fora dos cilindros. Isto provoca um aumento do consumo. Uma vantagem dos hidrocarbonetos pesados é que estes favorecem o enchimento dos cilindros, mas por outro lado aumentam a fração de não queimados.

A Figura 1.23 mostra os requisitos opostos para os arranques a frio e a quente,

1.15.2 – Benzeno.

O benzeno C_6H_6 é o primeiro composto de uma série de hidrocarbonetos, os aromáticos. Devido ao seu elevado índice octano (RON e MON de 100) e a sua fácil obtenção a partir do processo de obtenção do coque, foi nos primeiros tempos um componente importante das gasolinas super. Aliás a primeira gasolina super, comercializada nos Estados Unidos, com o nome comercial ARAL, era uma mistura de aromáticos, benzeno, tolueno e xileno e foi comercializada em 1924.

Depois que os riscos do benzeno para a saúde humana foram conhecidos, o seu uso como aditivo reduziu-se bastante e atualmente o limite máximo permitido na gasolina é de 1 % (v/v). Porém muitos outros aromáticos são usados como aditivos da gasolina, ver Tabela 1.23.

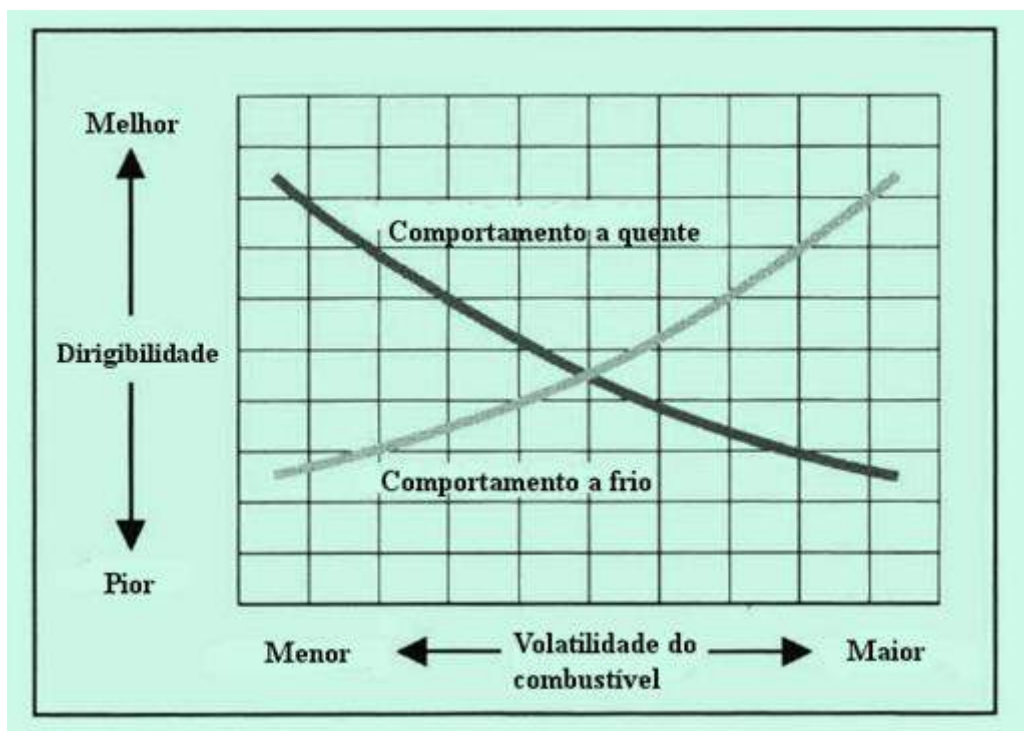


Figura 1.23 – Requisitos para arranques a frio e a quente.

Tabela 1.23 - Aromáticos usados nas gasolinas.

	Fórmula empírica	Temperatura ou gama de ebulição [°C]	RON	MON
Tolueno	C ₇ H ₈	110	124	112
Etilbenzeno	C ₈ H ₁₀	136	124	107
Xileno	C ₈ H ₁₀	138-144	120-146	103-127
Aromáticos C9	C ₉ H ₁₁	152-176	118-171	105-138
Aromáticos C10 e C11	C ₁₀ H ₁₂ C ₁₁ H ₁₃	169-210	114-155	117-144

Tabela 1.24 – Especificações das gasolinas em Portugal

Características	Unidade	Euro super		Super plus	
		Limites		Limites	
		Mínimo	Máximo	Mínimo	Máximo
Aspeto		Claro e límpido		Claro e límpido	
Cor		Violeta		Azul	
Massa volúmica a 15 °C	kg/m ³	720	775	720	775
RON		95		98	
MON		85		87	
Pressão de vapor					
De 1 de Maio a 30 de Setembro	kPa	45,0	60,0	45,0	60,0
Meses de Outubro e Abril	kPa	60,0	90,0	60,0	90,0
De 1 de Novembro a 31 de Março	kPa	60,0	90,0	60,0	90,0
Destilação					
Evaporado a 70 °C:					
De 1 de Maio a 30 de Setembro	% v/v	20,0	48,0	20,0	48,0
De 1 de Outubro a 30 de Abril	% v/v	22,0	50,0	22,0	50,0
Evaporado a 100 °C	% v/v	46,0	71,0	46,0	71,0
Evaporado a 150 °C	% v/v	75,0	-	75,0	-
Ponto final	°C	-	210	-	210
Resíduo	% v/v	-	2	-	2

Análise de hidrocarbonetos:					
Olefinas	% v/v	-	18,0	-	18,0
Aromáticos	% v/v	-	35,0	-	35,0
Benzeno	% v/v	-	1,0	-	1,0
Teor de oxigénio	% m/m	-	2,7	-	2,7
Compostos oxigenados					
Metanol, devem ser adicionados agentes estabilizadores	% v/v	-	3,0	-	3,0
Etanol, devem ser adicionados agentes estabilizadores	% v/v	-	5,0	-	5,0
Álcool isopropílico	% v/v	-	10,0	-	10,
Álcool terbutílico	% v/v	-	7,0	-	7,0
Álcool isobutílico	% v/v	-	10,0	-	10,0
Éteres com 5 ou mais átomos de carbono por molécula	% v/v	-	15,0	-	15,0
Outros compostos oxigenados	% v/v	-	10	-	10,0
Teor de enxofre	mg/kg	-	10,0	-	10,0
Teor de chumbo	g/L	-	0,005	-	0,005
Estabilidade à oxidação	min	360	-	360	-
Gomas existentes (lavadas com solvente)	mg/L	-	5	-	5
Corrosão da lâmina de cobre (3 h a 50 °C)	-	Classe 1 EN ISO 2160		Classe 1 EN ISO 2160	
Aditivos		Não é permitido o uso de aditivos contendo fósforo			

1.15.3 - Os GPL.

Nesta categoria encontram-se misturas formadas essencialmente por propano e butano, Tabela 1.25. Estes gases, obtidos da refinação do petróleo, estão na fase gasosa à pressão e temperatura ambientes, mas para efeitos de armazenamento são pressurizados e portanto armazenados em fase ~~gasosa~~ ^{líquida}. Daí se chamarem gases liquefeitos.

O seu uso como combustível dos motores Otto tem algumas vantagens, tais como uma combustão mais limpa, com um melhor desempenho do motor e menores consumos de combustível e emissões não tratadas menores. Porém, estas vantagens só

podem ser atingidas em motores dedicados e afinados para o seu uso, possuindo nomeadamente maiores taxas de compressão. Senão, as melhores características antidetonantes dos GPL não serão devidamente aproveitadas. Como maiores desvantagens refere-se o maior peso do reservatório de combustível, que terá de suportar pressões até 25 bar, e no caso dos veículos adaptados, a ocupação da mala para a instalação do reservatório de GPL, em complemento do reservatório de gasolina já existente no veículo. Existem ainda limitações quanto ao estacionamento dos veículos que usam estes combustíveis. São essencialmente questões ligadas a taxas e impostos que poderão ou não tornar os GPL atraentes para os consumidores.

Tabela 1.25 - Características dos GPL como combustíveis para motores Otto.

	Unidades	Propano	Butano	Mistura 50/50
Fórmula química	-	C ₃ H ₈	C ₄ H ₁₀	
Massa volúmica do gás 15 °C	kg/m ³	1,81	2,38	2,06
Massa volúmica do líquido a 15 °C	kg/m ³	510	580	540
Ponto de ebulição	°C	-42	-0,5	-20,7
Poder calorífico volúmico	MJ/m ³	93,45	108,4	101,9
Poder calorífico mássico	MJ/kg	46,1	45,75	45,8
RON	-	111	94	100
MON	-	96	89,6	95

1.15.4 – Álcoois.

Embora já se tenha falado acerca dos álcoois como aditivos das gasolinas, tanto devido ao seu maior índice de octanas como devido ao facto de serem oxidantes, convirá analisá-los como substitutos, de per si, da gasolina.

Estes hidrocarbonetos têm a particularidade de possuírem um grupo OH que substitui um átomo de hidrogénio e por isso pode dizer-se que são em certa medida oxidantes permitindo com esta introdução do oxigénio que vai na sua molécula criar condições para minimizar a formação de CO. Têm ainda a vantagem de poderem ser transportados, armazenados e distribuídos através do atual sistema de transporte, armazenamento e distribuição da gasolina. Os álcoois usados mais frequentemente são

o metanol e o etanol. No entanto muitos estudiosos do tema preveem que a breve trecho o butanol comece a se tornar mais relevante devido ao facto de as suas propriedades físicas serem muito mais próximas das gasolinas.

Na Tabela 1.26 faz-se uma comparação muito simplista entre estes três álcoois e a gasolina super. Como se constata desta tabela, há algumas diferenças entre estes combustíveis quanto às suas propriedades antidetonantes, quanto ao poder calorífico por unidade de volume (muitas vezes designado por densidade energética) e ainda quanto ao calor latente de vaporização. As melhores qualidades antidetonantes dos álcoois significam que, em motores dedicados, se podem empregar taxas de compressão mais elevadas resultando daí um maior rendimento térmico do motor. Outro aspeto importante prende-se com o facto de que os álcoois queimarem mais depressa, isto é terem uma maior velocidade de propagação da frente de chama, o que obrigará a um mapa de ignições diferente dos usados com gasolinas. O menor poder calorífico volúmica implica um maior consumo de combustível, enquanto um maior calor latente de evaporação levará a uma melhor refrigeração da mistura ar combustível, o que ocasionará um melhor enchimento dos cilindros e daí a um aumento do desempenho do motor. Uma maior introdução de massa de mistura reagente no motor significa que, após a vaporização do combustível, ir-se-á verificar um maior aumento de volume desta mistura. Ora como na prática o volume disponível após vaporização está confinado às dimensões dos cilindros, o que vai acontecer é uma aumento da pressão no interior do cilindro e portanto do desempenho do motor.

Tabela 1.26 – Características de álcoois e de uma gasolina super.

	T _{ebulição} [°C]	Massa volúmica a 20 °C e 1 atm [kg/m ³]	Pressão de vapor a 20 °C [kPa]	ROM [-]	MON [-]	PCI [MJ/L]	h _{iv} [kJ/kg]	O ₂ [% m/m]
Metanol	64,7	791,2	3,2	114,4	94,6	15,7	1100	49,93
Etanol	78,3	789,4	1,7	114,4	94,0	21,2	910	34,73
Butanol	118	810	0,56	96	78	29,2	592	43,24
Super	30 a 215	725 - 780	V: 6 a 7 I: 8 a 9	95	85	≈ 31	380 a 500	0 a 2

Um outro aspeto importante tem a ver com o facto de que a gama de inflamabilidade das misturas ar álcool ser superior ao das misturas ar gasolina,

permitindo que o motor funcione com misturas mais pobres a cargas parciais, resultando numa redução do consumo do combustível.

Em termos de emissões não tratadas nos gases de escape a vantagem também está do lado dos álcoois, o efeito oxidante do oxigênio tem aqui um papel relevante. No entanto, em situações de clima frio, haverá que aplicar sistemas de pré-aquecimento da mistura reagente, especialmente no arranque a frio dos motores. Relembrando a Tabela 1.22, verifica-se que a gasolina tem compostos com baixas temperaturas de ebulição que favorecem o arranque a frio, a gama destas temperaturas vai de 30 a 215 °C, ao passo que os álcoois como substâncias puras que são, apresentam um único valor. A somar a isto existem ainda as menores pressões de vapor e os maiores calores latentes de vaporização, ou sejam condições que irão sempre dificultar o arranque a frio ou o arranque a baixas temperaturas ambientes. Para as misturas ar metanol ou ar etanol, devido aos elevados calores latentes de ebulição destes álcoois, as temperaturas das respectivas misturas reagentes terão um abaixamento da ordem de 120 e 67 °C.

Os álcoois são agressivos para certas ligas metálicas e elastómeros, obrigando ao emprego de aditivos anti corrosão especiais no óleo lubrificante.

Quando se empregam misturas de álcool e gasolina, se as percentagens em volume dos álcoois não for acima dos 15-20 %, não haverá necessidade de qualquer afinação particular do veículo, estando este afinado para trabalhar com gasolina. Acima dos 15-20 % (v/v) a situação muda e os motores terão ser afinados em conformidade.

Nas misturas de gasolina e álcool há sempre que levar em consideração a importância da existência de água, que irá levar à separação dos componentes. Por isso os álcoois que venham a ser empregues como aditivos ou para mistura com gasolinas terão de estar na sua forma anidra. Em contrapartida, se os álcoois foram usados como combustíveis isolados, isto é não misturados às gasolinas, poderão ser usados na forma hidratada.

O metanol tem, comparativamente ao etanol e ao butanol, alguns riscos adicionais. Queima com chama invisível e por isso na prática mistura-se alguma gasolina ao metanol para que a chama passe a ser visível. Além disso o metanol é extremamente venenoso e a inalação ou ingestão de quantidades muito pequenas poderá levar à cegueira e à morte.

Apesar do seu maior índice de octanas e por isso ser menos propenso às autoignições, comparativamente às gasolinas, as autoignições do metanol são muito mais violentas.

Quanto ao butanol a grande diferença relativamente à gasolina é a sua reduzida pressão de vapor, enquanto o calor latente de vaporização e o poder calorífico são muito próximos dos da gasolina. Por esta última razão há quem antevêja que o butanol se torne o álcool combustível mais adequado para substituir a gasolina.

1.15.5 - Gasóleos.

Os gasóleos, combustíveis para os motores Diesel são misturas de hidrocarbonetos com temperaturas de ebulição na gama de 180 a 380 °C, ver Figura 1.19. São misturas de destilados intermédios do petróleo, principalmente de hidrocarbonetos parafínicos (alcanos). Inicialmente apenas se usavam na sua constituição as frações de hidrocarbonetos obtidas da destilação à pressão atmosférica. Hoje em dia os componentes obtêm-se por cracking devido à cada vez maior procura deste tipo de combustível.

Na Tabela 1.27 apresentam-se quer os componentes do gasóleo obtidos da destilação, quer os obtidos por processos de cracking.

Tabela 1.27 – Componentes do gasóleo obtidos por destilação e cracking.

Da destilação	Massa volúmica [kg/m ³]	Gama de ebulição [°C]	Número de Cetano
Querosene	805	150 – 260	45
Gasóleo leve	840	210 - 320	55
Gasóleo pesado	860	200 – 400	55
Gasóleo de vácuo	870	250 – 400	56
Do cracking			
Hidrocracking	960	170 – 400	52
Cracking térmico	857	180 – 400	40
Cracking catalítico	953	195 - 410	40

1.15.5.1 - O Número de Cetano.

O Número de Cetano (Cetane Number - CN) caracteriza a qualidade de ignição de um gasóleo. Define-se como a percentagem volúmica de cetano, C₁₆H₃₄ (n-hexadecano) para o qual CN = 100, numa mistura com α -metilnaftaleno (C₁₁H₁₀), para o qual CN = 0.

Atualmente na Europa pretende-se que o CN não seja inferior a 51, embora os fabricantes de motores desejassem um valor da ordem do 58. No mercado os gasóleos andam na gama 51 – 56, sendo que normalmente no Verão os valores são mais próximos do limite superior.

Um CN elevado também é vantajoso em termos de arranque do motor e na minimização das emissões de hidrocarbonetos não queimados. O CN é melhorado com a inclusão de aditivos, nitratos orgânicos na ordem dos 0,2 % (v/v). Os aditivos são normalmente o nitrato de amilo ou o nitrato de etilhexil (EHN) (ou etilhexilnitrato).

Na Tabela 1.28 seguinte constata-se a influência da introdução de aditivos no gasóleo

Tabela 1.28 – Efeito da aplicação de aditivos ao CN do gasóleo.

Número de amostra do gasóleo	CN sem EHN	CN com EHN	Ganho
1	48,5	51,0	2,5
2	49,0	53,5	4,0
3	50,0	53,3	3,3
4	51,3	53,0	1,7
5	52,5	56,6	4,1
6	55,4	58,0	2,6

1.15.5.2 - Outras propriedades do gasóleo.

Como o gasóleo como é uma mistura de hidrocarbonetos, não tem uma temperatura de ebulição fixa, começa a evaporar por volta dos 180 °C até aproximadamente aos 380 °C. O seu comportamento não é tão importante para o funcionamento dos motores como é o caso da gasolina, pois nos motores Diesel a preparação da mistura reagente só tem lugar no interior do cilindro.

Se o gasóleo tiver uma percentagem elevada de componentes com pontos de ebulição elevados, especialmente aromáticos, há condições para a formação de gotas de grande diâmetro no jato formado pela injeção do combustível. Tal provocará um elevado atraso de ignição espontânea, o qual afetará a progressão da combustão levando à formação de fuligem e aumento do ruído de combustão. Por outro lado, pontos de ebulição mais baixos, ou seja maior volatilidade, facilitarão o arranque a frio se bem que possam induzir uma evaporação mais imediata das gotas logo após a

formação do jato de injeção, o que prejudicará a efetivação de uma adequada mistura entre o gasóleo e o ar.

Outro aspeto a considerar diz respeito à viscosidade do gasóleo, deve ter um valor mínimo para garantir uma lubrificação adequada dos componentes do sistema de injeção. Contudo, se for elevada demais, dificultará a formação de gotas prejudicando posteriormente a formação da mistura reagente, o que terá implicações na qualidade e higiene da combustão, aumentando as emissões por não queimados e partículas de fuligem.

O ponto de fulgor é a temperatura a que os vapores de combustível inflamam em presença de uma fonte de ignição externa, deixando de haver ignição com a retirada da fonte. Na legislação portuguesa este conceito designa-se por ponto de ignição, porém esta designação não faz sentido físico pois o conceito de ignição pressupõe que a reação de combustão continuará mesmo depois de retirada a fonte de ignição externa. Ora tal não acontece no procedimento experimental que permite a obtenção deste parâmetro. Aliás, a designação em inglês, “flash point”, é bem mais coerente com a designação em português de ponto de fulgor. Por outro lado ponto de ignição em inglês seria “ignition point”.

O gasóleo deve ter um ponto de fulgor acima dos 55 °C e qualquer mistura de gasóleo com outros combustíveis, como por exemplo com a gasolina, irá rapidamente levar ao não cumprimento desta norma, por abaixamento desta temperatura característica.

O comportamento do gasóleo a baixas temperaturas irá condicionar a sua capacidade de escoamento e de filtração. Como os gasóleos têm uma elevada percentagem de compostos parafínicos, que têm boas características de autoignição, estes compostos têm tendência a formar cristais com a descida da temperatura, originando gomas que entopem os circuitos de alimentação. Daí os limites de filtrabilidade impostos, que variam consoante as estações do ano, e ainda o emprego de aditivos adequados. Estes aditivos são designados em inglês por “wax antisetling additives” e conhecidos, em consequência, pela sigla WASA.

Um outro aspeto a considerar num gasóleo é o seu teor em enxofre. O enxofre está quimicamente ligado e mais de 95 % combina-se com o oxigénio para dar SO₂ enquanto o restante passa na corrente dos produtos da combustão sob a forma de partículas como sulfatos e ácidos sulfurosos. Para se minimizar este fenómeno, a legislação veio impondo ao longo dos últimos 30 anos restrições ao teor de enxofre dos gasóleos e, como tal, as emissões de SO₂ deixaram atualmente de ser um problema. Contudo, a influência do enxofre ainda remanescente no combustível, que

normalmente apresenta teores abaixo de 0,035 % (m/m), na formação de partículas, continua a ser problemática.

Tabela 1.29 – Especificações dos gasóleos em Portugal.

Características	Unidade	Limites	
		Mínimo	Máximo
Índice de cetano		51,0	-
Índice de cetano calculado		46,0	
Massa volúmica a 15 °C	kg/m ³	820	845
Viscosidade a 40 °C	mm ² /s	2,00	4,50
Destilação			
Recuperado a 250 °C	% v/v	-	65
Recuperado a 350 °C	% v/v	85	-
95 % de recuperado	°C	-	360
Hidrocarbonetos aromáticos policíclicos	% m/m	-	11
Teor de enxofre	mg/kg	-	50
Temperatura limite de filtrabilidade			
De 1 de Abril a 14 de Outubro	°C	-	0
De 1 de Março a 31 de Março e de 15 de Outubro a 30 de Novembro	°C	-	- 5
De 1 de Dezembro a 28/29 de Fevereiro	°C	-	- 10
Ponto de inflamação	°C	55	-
Resíduo carbonoso (no resíduo 10 % da destilação)			
	% m/m	-	0,30
Teor de cinzas	% m/m	-	0,01
Teor de água	mg/kg	-	200
	% m/m	-	0,020
Contaminação total	mg/kg	-	24
Corrosão da lâmina de cobre (3 h a 50 °C)	Classificação	Classe 1, EN ISSO 2160	
Estabilidade à oxidação	g/m ³	-	25
Lubricidade – diâmetro corrigido da marca de desgaste (dmd 1,4) a 60 °C	γM	-	460
FAME – Fatty Acid Methyl Ester	% v/v	5	10

Devido à introdução de conversores oxidantes catalíticos usados no tratamento dos gases de escape, a percentagem de enxofre convertido a SO_3 aumentou levando a um incremento das emissões de partículas. Por outro lado, os conversores catalíticos adequados à redução das emissões de NO_x são muito sensíveis ao enxofre, de modo que os fabricantes de automóveis gostariam que o gasóleo tivesse menos de 10 ppm de enxofre. Para minimizar a formação de partículas, foram propostos aditivos supressores de fumos que são essencialmente compostos de cálcio, manganês ou bário, os quais de facto não reduzem as emissões de partículas, mas simplesmente mudam a cor das partículas, mascarando-as, dando assim uma impressão errada de supressão de fumos.

Dos aditivos mais importantes para o gasóleo realçam-se os detergentes e dispersantes, que reduzem a tensão superficial e interfacial. Têm como objetivo a redução ou prevenção da formação de depósitos nos injetores e na câmara de combustão. Conseguem garantir um funcionamento dos injetores de injeção direta e um bom controlo dos regimes de funcionamento destes. Têm também uma ação positiva sobre a redução das emissões de partículas.

Inibidores de oxidação são necessários para garantir uma estabilidade e resistência ao envelhecimento do gasóleo, enquanto os desactivadores metálicos permitem a criação de um filme protetivo sobre as superfícies metálicas do interior dos cilindros.

Há ainda aditivos de lubricidade que melhoram as capacidades tribológicas do combustível, melhorando o desempenho da bomba e restante sistema de injeção.

Para minimizar a formação de espumas usam-se agentes anti espuma que são silicones líquidos adicionados em montantes da ordem dos 0,001 % (m/m).

Para contrariar o odor desagradável do gasóleo empregam-se substâncias aromáticas, embora não haja unanimidade entre os diversos fabricantes de combustíveis quanto à sua utilidade.

1.15.6 - O biodiesel.

Quando Rudolph Diesel desenvolveu o seu motor de combustão interna tinha como um dos objetivos práticos o uso de óleos vegetais como combustível, pois sabia que em certas regiões do globo o acesso a combustíveis derivados do petróleo era na época impossível. No entanto, a competitividade em termos de disponibilidade e preço, dos combustíveis derivados do petróleo, levou a que na maior parte do Século XX estes dominassem o mercado mundial. Só a partir da década de 1980 é que se

voltou a olhar com interesse para os biocombustíveis líquidos e então se desenvolveu o termo biodiesel para se referir ao gasóleo produzido a partir de óleos vegetais.

O aproveitamento dos recursos energéticos a partir da biomassa consiste na utilização de resíduos animais ou vegetais, ou na utilização de matéria vegetal dedicada para a fabricação de combustíveis. Nos países mais desenvolvidos há uma tendência em se desenvolverem novas técnicas para a conversão da biomassa em biocombustíveis pretendendo-se com este procedimento minimizam ou até mesmo anular as emissões de gases de efeito de estufa. Como tal dois combustíveis líquidos derivados da biomassa se vêm destacando, o bioetanol e o biodiesel.

O biodiesel é considerado um substituto do gasóleo de origem fóssil e que na gíria passou a ser conhecido por “petrodiesel” por oposição ao biodiesel. No entanto, esta aparente vantagem dos biocombustíveis líquidos, comparativamente aos equivalentes obtidos a partir do petróleo ou de outros combustíveis fósseis é muito discutível, dados os impactos energéticos, ambientais e sociais que daí advêm. No âmbito do presente texto refere-se agora o biodiesel numa perspetiva estrita, ou seja como combustível dos motores Diesel sem se questionarem todos os impactos atrás referidos.

O biodiesel é um éster metílico ou etílico obtido a partir da transesterificação de um óleo vegetal ou de uma gordura animal. A operação de transesterificação do óleo vegetal ou da gordura animal ocorre em presença de um catalisador. O propósito da transesterificação é de reduzir a viscosidade do óleo aproximando-a da dos gasóleos convencionais. Embora os resíduos de origem animal possam ser empregues na produção de biodiesel, são essencialmente os óleos vegetais as fontes do biodiesel. Estes óleos vegetais e gorduras animais são constituídos por moléculas triglicéridas em que três grupos de ácidos gordos estão ligados a uma molécula de glicerol. Os óleos vegetais poderiam ser empregues diretamente nos motores Diesel como se disse antes, porém existem algumas desvantagens, maior viscosidade, menor volatilidade e menor reatividade destas cadeias de hidrocarbonetos não saturados.

Das várias alternativas existentes para aproximar as propriedades dos óleos vegetais das dos gasóleos a mais interessante é a transesterificação porque as características dos ésteres ácidos gordos assim obtidos são muito próximas dos gasóleos. Grosso modo o mecanismo do processo é o seguinte,



operação que é catalisada por uma base (NaOH ou KOH) ou por um ácido (H_2SO_4 ou HCl).

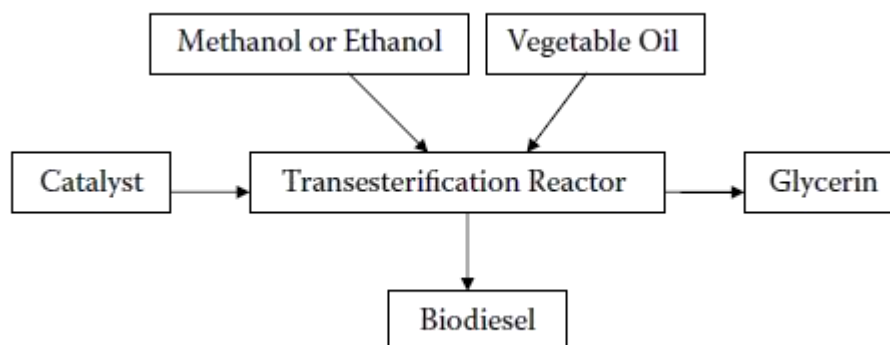


Figura 1.24 – Produção catalítica do biodiesel.

Tabela 1.30 – Comparação entre as propriedades de um gasóleo e dois óleos vegetais.

Propriedade	Gasóleo	Óleo de algodão	Óleo de linhaça
Gama de destilação (°C)	187 a 593	170 a 355	165 a 365
Viscosidade cinemática (mm ² /s a 38 °C)	2,68 a 2,72	32 a 36	26 a 29
CN	46 a 48	41 a 44	26 a 30
Ponto de névoa (ou de turvação) (°C)	-16 a -14	1 a 3	3 a 6
Ponto de fluxão (ou de fluidez) (°C)	-34 a -31	-16 a -14	-17 a -14
Resíduo carbonoso (% m/m)	0,34 a 0,48	0,23 a 0,25	0,23 a 0,25
Cinzas (% m/m)	0,01 a 0,02	0,008 a 0,01	0,009 a 0,01
Enxofre (% m/m)	0,03 a 0,06	0,008 a 0,01	0,008 a 0,01
PCS (MJ/kg)	45,0 a 45,3	39,4 a 39,6	39,6 a 39,8

As maiores desvantagens do biodiesel são a maior viscosidade, o menor poder calorífico, os maiores pontos de turvação e de fluidez, a maior produção de NOx devido ao menor teor em N₂ do combustível, a menor velocidade de funcionamento do motor e potência debitada, a formação de resíduos carbonosos nos injetores, a menor compatibilidade dos motores, o maior desgaste do motor e o preço mais elevado que o gasóleo.

Tabela 1.31 - Propriedades típicas de um biodiesel.

Nome químico comum	Éster m(etílico) de ácido gordo
Gama da fórmula química	$C_{14-24}H_{28-48}O_2$ ou $C_{15-25}H_{28-48}O_2$
Viscosidade cinemática (mm^2/s a 40 °C)	3,3 a 5,2
Massa volúmica (kg/m^3 a 15 °C)	860 a 894
Ponto de ebulição (°C)	> 202
Ponto de fulgor (°C)	157 a 182
Destilação (°C)	197 a 327
Pressão de vapor (mmHg a 22 °C)	< 5
Solubilidade na água	Insolúvel
Aparência	Amarelo, límpido
Odor	Odor a sabão
Biodegradabilidade	Mais biodegradável que o gasóleo
Reatividade	Estável mas deve ser evitado o contato com agentes oxidantes fortes

1.16 - Madeira e outras biomassas.

O termo biomassa designa matéria de origem orgânica, viva ou morta. Inclui portanto plantas e animais e respetivos resíduos e de um modo mais geral todos os produtos residuais obtidos em processos de conversão de materiais provenientes de fontes animais e vegetais, tais como da indústria papeleira e da celulose, da indústria alimentar, resíduos orgânicos domésticos do comércio ou da indústria em geral.

A distinção entre resíduos e biomassa nem sempre é muito clara, variando de país para país. Há países em que o termo biomassa tem uma aplicação abrangente, indo desde qualquer produto derivado das plantas, ou seja incluindo culturas energéticas dedicadas e florestas, resíduos agrícolas silvícolas, resíduos alimentares, plantas aquáticas, resíduos animais, resíduos municipais e outros. Noutros países o termo biomassa está restringido aos combustíveis originários de fontes agrícolas ou silvícolas, enquanto o restante ficará incluído na categoria de resíduos, sejam humanos, urbanos ou industriais.

A constatação da necessidade imperiosa de se recorrerem a fontes energéticas que permitam uma redução ou controlo das emissões de CO_2 tem levado os pesquisadores, as autoridades e os políticos em geral a virar a sua atenção para as fontes energéticas ditas renováveis. Este termo renovável é uma designação discutível, o carvão, o petróleo e o gás natural, isto é, os combustíveis fósseis, são igualmente energias

renováveis na completa aceção da palavra. O problema é que o tempo de renovação é muito longo quando avaliado à escala de uma vida humana, quiçá à escala da própria vida da humanidade. Por isso, considerando uma escala de tempo à medida das limitações humanas, serão renováveis as energias solar, eólica, hidroelétrica e a biomassa. Objetivamente, o que de facto existe são diferentes modos de se captar a energia solar e por isso as ditas energias renováveis são apenas diferentes variantes da energia que é captada na Terra e que provém da radiação solar. O problema imediato que se põe à humanidade não será o do esgotamento dos combustíveis fósseis, visto que quanto mais cara for a energia mais se poderá pagar para extrair petróleo, carvão e gás natural dos locais mais remotos e inóspitos, e isto sem contar com os xistos e areias betuminosas e com os hidratos de metano, mas sim o facto de a queima destes combustíveis fósseis libertar grandes quantidades de carbono que passam para a atmosfera sob a forma de dióxido de carbono, com os problemas climáticos já conhecidos.

Quando se pensa em energias renováveis de um modo geral e na energia solar em particular, é fundamental não esquecer que a madeira é o transportador de energia solar mais antigo que se conhece e que ainda presentemente talvez seja o de maior relevância para a maioria da humanidade.

Globalmente mais de 3000 milhões de pessoas são dependentes da biomassa através do consumo de madeira, carvão vegetal, resíduos agrícolas e florestais, de excrementos dos animais e ainda de carvão mineral, como fonte primária da energia consumida domesticamente.

A biomassa é responsável por mais de 50 % do consumo de energia para uso doméstico nos países subdesenvolvidos, chegando aos 95 % nos mais pobres. Como resultado queima de biomassa e carvão mineral, verifica-se a libertação de substâncias nocivas para o ambiente e saúde, sob a forma de gases, líquidos (gotas em suspensão), sólidos (partículas em suspensão), situação que se agrava no caso do consumo destas formas de energia para uso doméstico, pois a libertação destas substâncias nocivas verifica-se no interior do espaço habitado atacando setores mais frágeis do aglomerado familiar, mulheres, idosos e crianças. Este poluentes incluem o CO o NO₂, partículas sólidas e líquidas com dimensões na gama da respirabilidade (2 a 10 micrómetros de diâmetro), compostos orgânicos voláteis (COV's) que são essencialmente compostos aromáticos policíclicos, benzeno e formaldeído. A queima de carvão mineral liberta óxidos de enxofre, arsénico, fluoretos além dos compostos acima mencionados.

Atualmente 15 % da energia consumida pela humanidade, principalmente para a produção de energia térmica ou calor útil, provém da madeira e de resíduos lenhosos, se bem que na maioria das situações a eficiência dos processos de combustão destes combustíveis deixe muito a desejar. Por outro lado, o interesse nesta forma de energia tem vindo a aumentar, de tal modo que os objetivos propostos para a União Europeia no que diz respeito à bioenergia são bastante ambiciosos. É pois necessário que se comece o mais depressa possível a trabalhar na investigação e desenvolvimento tecnológico neste domínio.

A utilização de biomassa como fonte energética, concretamente via queima de madeira, poderá ser encarada sob duas óticas: o cultivo de espécies de crescimento rápido destinadas à combustão, permitindo uma produção de biomassa que poderá atingir valores da ordem das 80 t/ha/ano, ou o uso da floresta para outros fins, utilizando-se então unicamente os resíduos lenhosos da sua limpeza, chegando-se a um valor de 2 a 3 t/ha/ano. Estes números podem ser encarados como valores de referência típicos da Costa Atlântica da Península Ibérica. Contudo, a questão do uso dos resíduos florestais é bastante complexa, pois é necessário atuar neste domínio com muita prudência sob pena de se empobrecerem os solos em nutrientes criando-se necessidades de adubação, ou seja de altos investimentos energéticos. A limpeza das florestas poderá conseqüentemente e dentro de limites apertados, ser encarada como uma operação que, permitindo um melhor controlo do seu estado, fornecerá um combustível que convenientemente aproveitado poderá ir além da mera cobertura dos custos económicos da operação de limpeza. No entanto, a quantidade de biomassa daí aproveitada para fins energéticos será sempre muito limitada, grosso modo apenas 20 a 30 % destes resíduos deverão ser aproveitados para fins energéticos.

Presentemente são queimadas anualmente quantidades significativas de biomassa nos países desenvolvidos, a maior parte de origem lenhosa, em diferentes sectores, nomeadamente nas (i) agroindústrias (arroz, açúcar, cacau, tabaco, chá, especiarias), (ii) nas indústrias agroalimentares (padarias, lacticínios, destilarias), (iii) nas indústrias ligadas ou trabalhando na proximidade do sector florestal (extrativas, produtoras, papeleiras, madeiras, fibras), (iv) nas indústrias metalomecânicas, (v) nas indústrias cerâmicas e (vi) nas indústrias têxteis e congéneres.

Dos vários combustíveis originários da biomassa no presente texto interessa apenas a madeira. Esta, foi o combustível mais importante para a humanidade durante centenas de anos. Só com o desenvolvimento da exploração dos combustíveis fósseis e da energia nuclear, é que o uso da madeira como fonte energética diminuiu.

Contudo, ainda hoje a madeira tem um peso relevante no consumo energético mundial.

A sequência de figuras que se segue, resultante de um estudo da Agência Internacional de Energia e referente a uma previsão entre 2009 e 2030 para um cenário de referência desenvolvido por aquela agência internacional, mostra a importância das fontes fósseis de energia para manter o atual *status quo* de desenvolvimento tecnológico e consumo energético, mas indica ainda que dentro das renováveis a biomassa continuará a ter uma posição de relevo.

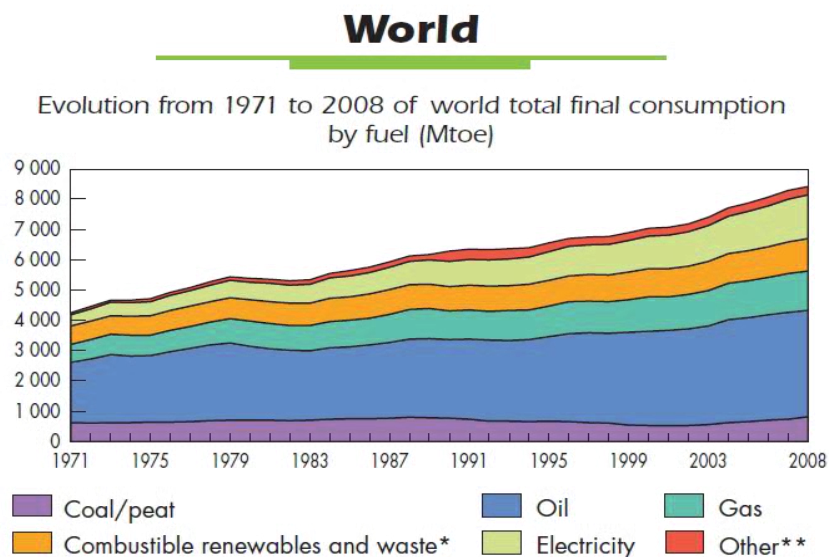


Figura 1.25 – Evolução do consumo mundial de energia de 1971 a 2008.

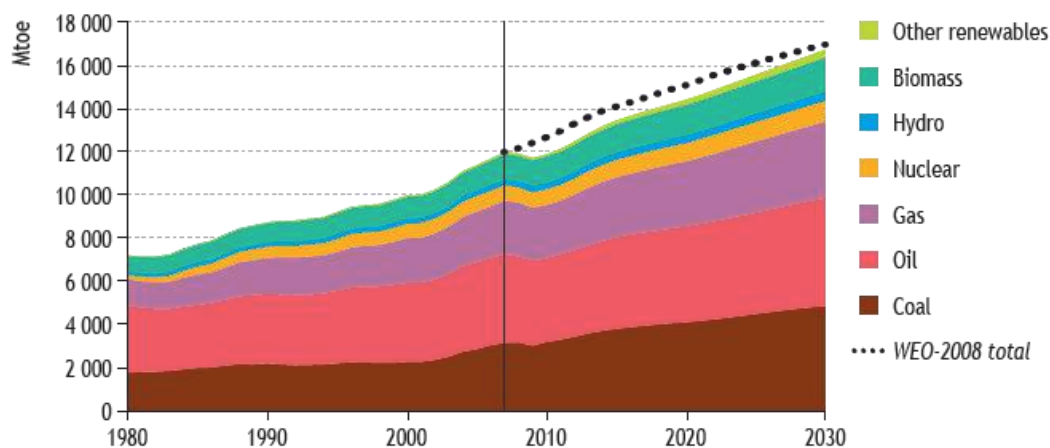
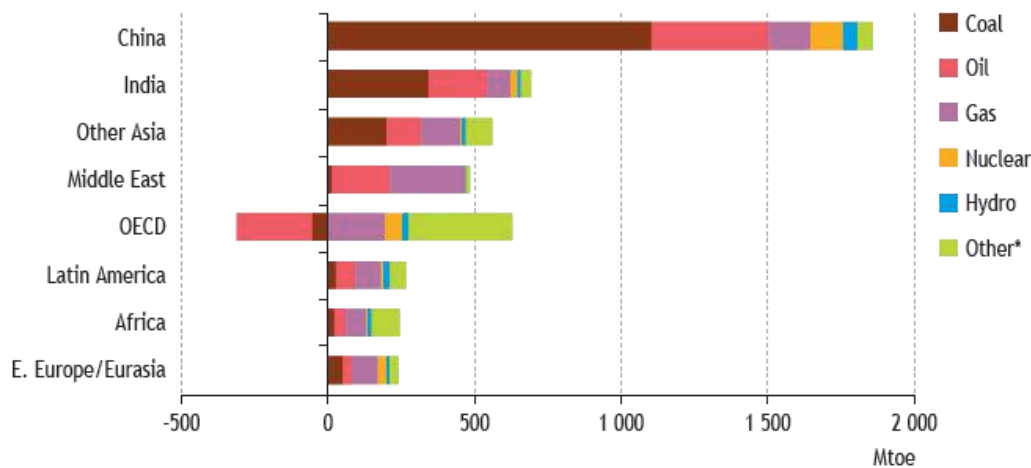


Figura 1.26 – Previsões do consumo anual de energia do World Energy Outlook de 2009 para o cenário de referência desenvolvido pela Agência Internacional de Energia (IEA).



* Includes biomass and waste, wind, geothermal, solar, and tide and wave.

Figura 1.27 – Repartição dos consumos previstos por regiões do planeta.

Para se lidar com a madeira é necessário atender a algumas características deste combustível, nomeadamente o teor de humidade, o peso húmido e seco, a massa volúmica e o conteúdo energético. Quando a composição da madeira é referida tendo em consideração a quantidade de humidade contida, diz-se que a informação em causa é dada na base húmida, ao passo que se a base é a matéria seca, fala-se em base seca. A Tabela 1.32 mostra valores típicos da humidade para madeira recém-colhida, ou seja madeira verde.

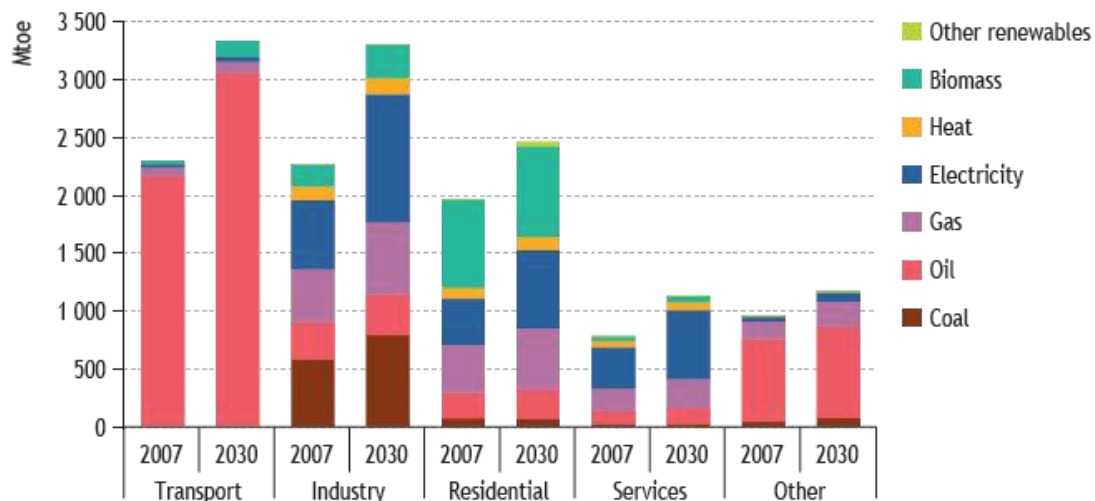


Figura 1.28 – Previsão do consumo por tipo de energia e por setor.

Tabela 1.32 – Humidades típicas da madeira verde.

Espécie vegetal	Humidade base húmida [%]	Humidade base seca [%]
Abeto	62	164
Choupo (álamo)	60	150
Pinheiro	59	145
Salgueiro	50	100

Olhando para uma composição típica da madeira, e a Tabela 1.33 apresenta algumas análises elementares obtidas para espécies vegetais colhidas em Portugal por uma equipa de investigação da Universidade de Aveiro, constata-se que a madeira apresenta um elevado teor em oxigénio. A este elevado teor em oxigénio há que acrescentar uma baixo poder calorífico comparativamente aos hidrocarbonetos derivados do petróleo e mesmo ao carvão mineral, ver por exemplo as Tabelas 1.9, 1.11 e 1.12. Este baixo poder calorífico tem a ver com o elevado conteúdo em oxigénio, que acaba por ser responsável por mais de metade dos componentes voláteis da madeira.

Tabela 1.33 - Análises elementares para espécies vegetais colhidas em Portugal.

Nome comum	Nome científico	Análise imediata [% m/m, como recebida]	Análise elementar [% m/m, base seca]				
		Humidade	C	H ₂	N ₂	O ₂	Cinzas
Pinheiro bravo	<i>Pinus pinaster</i>	9,1	51,40	6,20	0,16	41,88	0,36
Eucalipto	<i>Eucalyptus globulus</i>	11,30	48,60	6,20	0,16	44,28	0,75
Sobreiro	<i>Quercus suber</i>	12,20	51,61	6,03	0,18	40,76	1,41
Acácia saligna	<i>Acacia longifolia</i>	8,40	50,83	6,43	0,18	41,80	0,75
Oliveira	<i>Olea europea</i>	15,50	53,56	7,68	0,18	36,64	1,94
Carvalho-português	<i>Quercus faginea</i>	14,10	50,26	7,32	0,19	41,85	0,38
Azinhreira	<i>Quercus ilex</i>	8,70	50,61	7,14	0,18	39,75	2,32

No entanto, escrevendo-se a equação para a queima estequiométrica de uma madeira qualquer constata-se que a razão ar combustível estequiométrica e mássica anda pelos 7, enquanto para um carvão mineral anda pelos 9 e para um hidrocarboneto

derivado do petróleo anda pelos 15. Isto quer dizer que por unidade de massa de combustível a quantidade de ar atmosférico necessário para a combustão é mais reduzida no caso da madeira. Como o ar atmosférico é constituído grosso modo por 23 % (m/m) de oxigénio e 77 % (m/m) de azoto, a quantidade deste gás inerte nos produtos da combustão vem mais reduzida quando se queima madeira. Então, menos energia é necessária ser libertada para aquecer os produtos gasosos da combustão quando o combustível é a madeira. Apesar da madeira ter um menor poder calorífico conseguem-se temperaturas adiabáticas de chama tão ou mais elevadas do que as conseguidas a partir da queima do carvão mineral ou de hidrocarbonetos derivados do petróleo. Por outras palavras, não só há que se considerar o poder calorífico na avaliação energética de um combustível, mas também o teor em oxigénio do mesmo.

Na Tabela 1.34 mostram-se variações anuais de alguns poderes caloríficos de madeiras colhidas nas florestas da Galiza.

Embora os poderes caloríficos dos biocombustíveis possam ser determinados por recurso à bomba calorimétrica, como antes se explicou, muitas vezes esta técnica não está disponível para os utilizadores de combustíveis derivados da biomassa. Para tornar esta dificuldade e caso sejam conhecidas a análise imediata ou a análise elementar, desenvolveram-se expressões para o cálculo dos poderes caloríficos. As correlações que se apresentam a seguir foram derivadas tendo por base 44 conjuntos de dados sobre biocombustíveis obtidos por investigadores de dez países dos cinco continentes, garantindo-se assim uma grande universalidade para a sua aplicação.

As referidas equações, para o cálculo do PCS são as seguintes,

$$PCS = 0,1905 Y_{MV} + 0,2521 Y_{CF} \quad (1.181)$$

e

$$PCS = 0,2949 Y_C + 0,8250 Y_{H_2} \quad (1.182)$$

Nestas equações o *PCS* vem em [MJ/kg]. Para se usar a primeira equação é necessário o conhecimento da análise imediata do combustível, sendo Y_{MV} a fração mássica de matéria volátil e Y_{CF} a fração mássica de carbono fixo. Para o uso da segunda equação é necessário o conhecimento da análise elementar do combustível sendo Y_C a fração mássica de carbono e Y_{H_2} a fração mássica de hidrogénio.

Tabela 1.34 – Poderes caloríficos inferiores de madeiras tal como recolhidas.

	PCI [kJ/kg]	Humidade [% m/m, base húmida]	Massa volúmica [kg/m ³]
<i>Eucalipto - Eucalyptus globulus</i>			
Primavera	6215,43±29,17	52,80	640
Verão	6743,03±34,03	57,80	620
Outono	8210,82±42,66	47,60	650
Inverno	5510,48±28,01	56,72	660
<i>Pinheiro bravo - Pinus pinaster</i>			
Primavera	6524,59±15,47	56,30	650
Verão	7645,81±28,42	53,50	640
Outono	5867,91±39,95	61,50	640
Inverno	6028,61±31,38	60,46	630

8000kJ/kg significa qe 1 kg desse combustível consegue aquecer 8000/420kJ/kg*100K=aprox. 19 potes de água de 1L dos 0-100°C.

cf.p44. Os valores parecem n bater certo c os q lá tem da madeira.

Quanto à humidade da biomassa convém referir que há dois tipos:

- A humidade livre ou extrínseca, isto é que não está quimicamente ligada e cujo teor depende das condições atmosféricas durante a colheita e armazenagem;
- A humidade ligada ou intrínseca que não depende das condições ambientes e que não exerce a sua pressão de vapor. Esta humidade esta quimicamente ligada aos constituintes da madeira.

Tabela 1.35 - Análises imediatas de biomassa e carvões minerais (% m/m).

	Humidade Intrínseca [%]	Matéria Volátil [%]	Carbono Fixo [%]	Cinzas [%]	PCI [MJ/kg]
Madeira	20	82	17	1	18,6
Palha de trigo	16	59	21	4	17,3
Palha de centeio	30	46	18	6	16,1
Lenhite	34	29	31	6	26,8
Carvão betuminoso	11	35	45	9	34

Embora a madeira tenha uma densidade relativamente elevada, a sua massa volúmica é da ordem de 600 a 650 kg/m³, estes valores são claramente inferiores aos dos carvões vegetais e dos hidrocarbonetos líquidos derivados do petróleo. A situação piora quando se consideram resíduos lenhosos agrícolas, silvícolas e industriais. Por

isso em boa verdade o transporte de biomassa lenhosa é em muitas circunstâncias economicamente pouco competitivo, quando comparado com o transporte de outros combustíveis e por isso, de um modo geral, para distâncias acima dos 70 km este facto tem um peso altamente negativo na competitividade energética destes combustíveis. Outro aspeto importante é a homogeneidade de composição que pode variar quando se usa lenha, pois muitas vezes quando esta é comercializada apresenta várias variedades em conjunto.

Tabela 1.36 – Análises elementares de biomassa e carvões minerais (% m/m).

	C	H ₂	O ₂	N ₂	S	Cinzas
Cipreste	55,0	6,5	38,1	-	-	0,4
Faia	51,6	6,3	41,4	-	-	-
Freixo	49,7	6,9	43,0	-	-	0,3
Madeira (em média)	51,6	6,3	41,5	0	0,1	1
Miscanthus	48,1	5,4	42,2	0,5	<0,1	2,8
Palha de trigo	48,5	5,5	3,9	0,3	0,1	4
Palha de centeio	45,7	6,1	38,3	0,4	0,1	6
Palha de arroz	41,4	5	39,9	0,7	0,1	-
Carvão betuminoso	73,1	5,5	8,7	1,4	1,7	9
Lenhite	56,4	4,2	18,4	1,7	-	5

Sintetizando, a biomassa a granel tem as seguintes desvantagens:

- Baixo poder calorífico por unidade de volume;
- Grandes variações de qualidade e de poder calorífico;
- Dificuldades no controlo da combustão;
- Grandes taxas de combustão levando a grandes caudais volúmicos de alimentação dos sistemas de queima;
- Instabilidades de combustão devidas à grande variabilidade da biomassa;
- Grandes volumes de armazenamento;
- Custos de transporte e distribuição elevados.

Por isso desenvolveram-se, por um lado técnicas de redução de tamanho para a produção de estilha e em contraponto técnicas de densificação ou compactação da biomassa, fabricando-se briquetes e peletes. O objetivo destas técnicas é conseguir uma composição mais homogénea do material a queimar, reduzindo custos de transporte e permitindo ainda uma automatização dos processos de alimentação dos queimadores e subsequente combustão.

A estilha é consumida essencialmente perto do local da sua produção pois a sua densidade energética (PCI por unidade de volume) é baixa, da ordem dos 2500 kJ/m^3 , mas permite um funcionamento durante as 24 h e torna-se bastante competitiva para operações de larga escala.

Quando se pretende comercializar a lenha há a hipótese das achas que são uma opção com custos aceitáveis, mas que obrigam a sistemas de alimentação manuais e por isso são utilizadas em pequenos consumidores. Para distribuição em larga escala recorrendo aos circuitos comerciais tradicionais, usam-se os briquetes e as peletes.



Figura 1.29 – Peletes de madeira. São sempre cilíndricas.

Os briquetes são obtidos por compactação de estilha ou serrim de madeira formando-se cilindros com diâmetros acima dos 25 mm, normalmente de 50 a 100 mm e comprimentos de 60 a 120 mm. As peletes são produzidas pela mesma técnica mas têm diâmetros de 6 a 8 mm quando destinadas a usos domésticos, ou de 10 a 12 mm quando destinadas a usos industriais. O comprimento das peletes anda entre os 10 e os 30 mm. No processo de compactação da madeira as altas temperaturas, geradas pelo atrito do processo, levam à fusão da lenhina que atua como aglutinante. Por isso as madeiras adequadas ao processo devem ser ricas em lenhina, como é o caso da madeira de pinheiro. Já a madeira de eucalipto, devido ao baixo teor em lenhina, não é adequada a este propósito. Muitas vezes usam-se ligantes naturais como o amido. O emprego de ligantes artificiais é proibido pela legislação.

Os briquetes têm portanto dimensões idênticas às das achas. As peletes sendo mais pequenas possibilitam o uso de sistemas automáticos de transporte a longa distância.



Figura 1.30 – Briquetes. Há de várias formas físicas, por exemplo, paralelepípedicas.



Figura 1.31 – Esquema de uma caldeira doméstica com armazenamento de grande capacidade e alimentação automática de peletes.

Os sistemas de queima de briquetes continuam a depender da alimentação manual ao passo que os sistemas de queima de peletes podem recorrer à alimentação automática. A principal vantagem dos briquetes tem a ver com uniformização de composição e uniformização dimensional. Em termos de densidade energética as peletes andam pelos 14400 kJ/m^3 .

Para a fabricação dos briquetes a madeira tem apenas de ser triturada até tamanhos de 3 a 4 mm, mas para a produção de peletes a trituração da madeira terá de ser mais fina, da ordem de 1 a 2 mm, o que encarecerá este produto. Para rentabilizar o seu custo são fabricadas em unidades de grande capacidade de produção.

O mercado europeu de peletes tem vindo a crescer rapidamente, de tal modo que atualmente são importadas peletes do Canadá, Argentina, África do Sul e Indonésia. O caso do Canadá é paradigmático, pois neste caso as peletes são essencialmente

importadas pela Bélgica e Holanda para consumo industrial. Estas peletes são consumidas por centrais térmicas a carvão que atualmente funcionam em combustão combinada (co-combustão) de peletes e carvão, tendo por finalidade a redução das emissões de CO₂ por estas centrais. Nos restantes países europeus as peletes destinam-se essencialmente ao mercado doméstico ou para a climatização de edifícios.

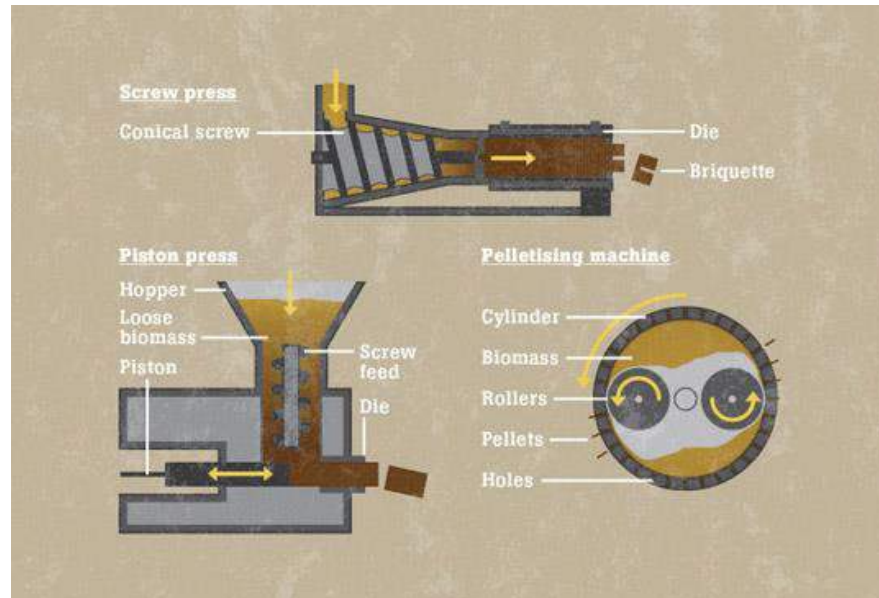


Figura 1.32 – Produção de briquetes em cima e de peletes em baixo.

Empregando-se biomassa compactada consegue-se em geral:

- Taxas de queima semelhantes às obtidas para o carvão mineral;
- Uniformidade da combustão;
- Menores emissões de partículas;
- Menores incidentes de ignição espontânea durante armazenamento e transporte;
- Transporte e armazenagem mais fácil e barata.

Tabela 1.37 – Algumas propriedades de diversas biomassas.

	Humidade [% m/m b.s.]	PCS [MJ/kg b.s.]	PCI [MJ/kg b.h.]	Massa volúmica a granel [kg b.h./m ³]	Densidade energética [MJ/m ³]
Peletes de madeira	10	19,8	16,4	600	9.840
Estilha de madeira dura – pré-seca	30	19,8	12,2	320	3.900
Estilha de madeira dura	50	19,8	8,0	450	3.600
Estilha de madeira macia – pré-seca	30	19,8	12,2	250	3.050
Estilha de madeira macia	50	19,8	8,0	350	2.800
Fardos de palha	18	18,4	13,7	200	2.740
Cascas	50	20,2	8,2	320	2.620
Fardos de palha de tritcale	15	18,7	14,5	175	2.540
Serrim	50	19,8	8,0	240	1.920
Palha de trigo de inverno	15	18,7	14,5	120	1.740
Resíduos de azeitona - produção em duas fases	63	21,5	6,1	1.130	6.890
Resíduos de azeitona - produção em três fases	53	22,6	8,5	650	5.530

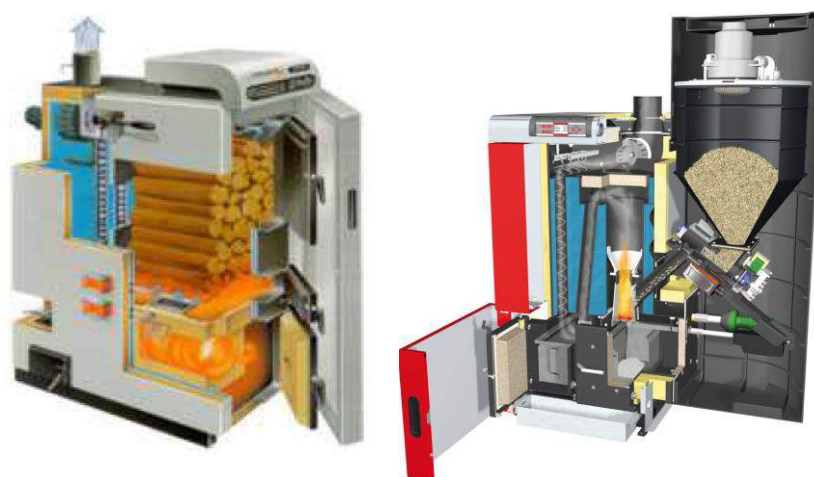


Figura 1.33 – Caldeiras a achas ou briquetes e a peletes.

1.17 – Outros combustíveis líquidos derivados do petróleo.

Existe toda uma série de combustíveis de aplicação industrial, agrícola e para o transporte aéreo e marítimo que seguidamente são referidos de modo sucinto dado que as empresas nacionais que fabricam e comercializam tais combustíveis são parcas na divulgação de informações sobre as propriedades físicas e químicas dos mesmos.

Para a utilização em fornos e caldeiras para a produção de vapor de água, água quente e termofluido são comercializados o thick fuel oil e o thin fuel oil. Algumas propriedades destes dois combustíveis são apresentadas na Tabela 1.38 que se segue.

Tabela 1.38 – Algumas características dos fuelóleos comercializados em Portugal.

	Massa volúmica [kg/m ³]	PCI [kJ/kg]	Viscosidade cinemática [m ² /s]	Armazenagem recomendada T [°C]	Saída tanque p/queimador T [°C]
Thin fuel oil	930,5-0,7T [°C]	41030	(100 a 200)×10 ⁻⁶	25	30
Thick fuel oil	940,5-0,7T [°C]	40195	(300 a 800)×10 ⁻⁶	40	50

Ainda a nível industrial há que referir o fuelóleo de cogeração que como o nome indica é utilizado em motores de combustão interna estacionários destinados à produção de energia elétrica e térmica. Comercializam-se ainda o petróleo carburante, o queroseno. O primeiro tem um índice de octano inferior ao da gasolina, menor capacidade de vaporização e menor taxa de reação. É principalmente usado como combustível na agricultura em motores de combustão interna. O queroseno aplica-se igualmente na agricultura e na jardinagem para pequenos motores de acionamento de equipamentos de pequenas dimensões, como cortadores de relva ou moto serras. Para aquecimento comercializa-se o gasóleo para aquecimento que é utilizado em caldeiras domésticas e para caldeiras instaladas em pequenas instalações de edifícios comerciais, de serviços e da indústria hoteleira.

1.18 – O ponto de orvalho ácido dos produtos de combustão.

O ponto de orvalho ácido dos gases de combustão é a temperatura, a uma dada pressão, à qual qualquer ácido que exista na fase gasosa nesses gases de combustão condensa.

Nos processos industriais aproveita-se a energia térmica dos produtos gasosos da combustão, mas este aproveitamento está condicionado pela existência de compostos na mistura gasosa que poderão reagir entre si formando ácidos. Estes ácidos gasosos, se a temperatura dos gases de exaustão de um motor, de uma caldeira ou de qualquer processo for demasiado baixa à saída do sistema, poderão condensar originando graves problemas de corrosão nos equipamentos, chaminés ou mesmo no exterior da instalação industrial.

De um modo geral os produtos de combustão dos combustíveis mais comuns, tais como o carvão, os hidrocarbonetos líquidos derivados do petróleo, do gás natural, ou da biomassa, são compostos principalmente por CO_2 , H_2O , O_2 e N_2 . Mas podem conter em pequenas quantidades teores de partículas sólidas, CO , óxidos de azoto NO_x e óxidos de enxofre, principalmente o SO_2 e ainda em menores quantidades o SO_3 . O SO_3 forma-se a partir do SO_2 desde que a combustão ocorra com excesso de ar e posteriormente reagirá com a água para se formar o ácido sulfúrico (H_2SO_4). O óxido de enxofre SO_2 também poderá reagir diretamente com o vapor de água dos produtos gasosos da combustão e formar o ácido sulfuroso, H_2SO_3 , tal como os óxidos de azoto, formando-se ácido nítrico HNO_3 .

Em muitas circunstâncias, queimam-se combustíveis que contêm cloro, como é o caso dos resíduos sólidos municipais. Nesses casos aparece ácido clorídrico HCl na corrente gasosa, ácido este que condensa se a temperatura dos gases de combustão desce abaixo do correspondente ponto de orvalho.

Outros casos, se bem que menos comuns são os do ácido brômico HBr e do ácido fluorídrico HF .

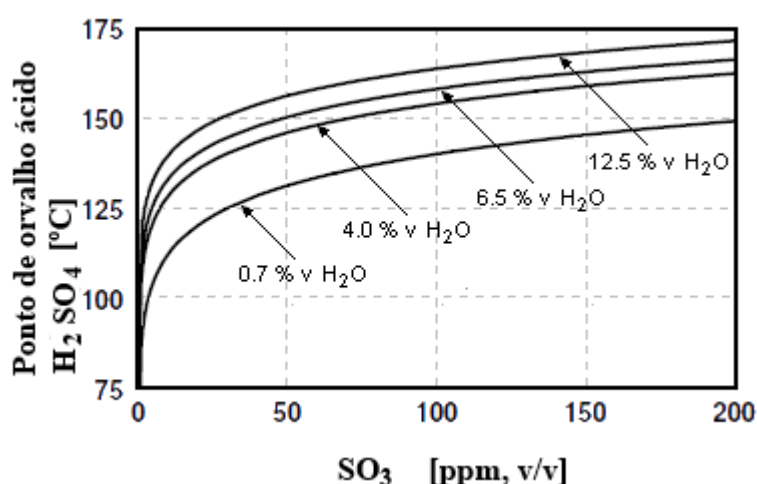


Figura 1.34 – Evolução do ponto de orvalho do ácido sulfúrico em função dos teores de H_2O e SO_3 .

Para o cálculo das respetivas temperaturas de orvalho ácido desenvolveram-se correlações a partir dos correspondentes dados de equilíbrio líquido vapor.

Para o ponto de orvalho do ácido sulfúrico (H_2SO_4) usa-se a equação,

$$T = 1000 / \left[2,276 - 0,02943 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) - 0,0858 \ln(p_{\text{SO}_3}) + 0,0062 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) \ln(p_{\text{SO}_3}) \right] \quad (1.183)$$

Para o ponto de orvalho do ácido sulfuroso (H_2SO_3) recorre-se à equação,

$$T = 1000 / \left[3,9526 - 0,1863 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) + 0,000867 \ln(p_{\text{SO}_2}) + 0,000913 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) \ln(p_{\text{SO}_2}) \right] \quad (1.184)$$

Para o ponto de orvalho do ácido nítrico (HNO_3) recorre-se à equação,

$$T = 1000 / \left[3,6614 - 0,1446 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) - 0,0827 \ln(p_{\text{HNO}_3}) + 0,00756 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) \ln(p_{\text{HNO}_3}) \right] \quad (1.185)$$

Para o ponto de orvalho do ácido clorídrico (HCl) recorre-se à equação,

$$T = 1000 / \left[3,7368 - 0,1591 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) - 0,0326 \ln(p_{\text{HCl}}) + 0,00269 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) \ln(p_{\text{HCl}}) \right] \quad (1.186)$$

Para o ponto de orvalho do ácido brómico (HBr) recorre-se à equação,

$$T = 1000 / \left[3,5639 - 0,1350 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) - 0,0398 \ln(p_{\text{HBr}}) + 0,00235 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) \ln(p_{\text{HBr}}) \right] \quad (1.187)$$

Finalmente para o ponto de orvalho do ácido fluorídrico (HF) recorre-se à equação,

$$T = 1000 / \left[2,8723 - 0,0386 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) - 0,0686 \ln(p_{\text{HF}}) + 0,00099 \ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) \ln(p_{\text{HF}}) \right] \quad (1.188)$$

Nestas seis equações a temperatura vem em Kelvin e as pressões parciais vêm em mm Hg.

2 - CALDEIRAS

2.1 – Definição, características e tipos.

Uma caldeira é um equipamento térmico em que os gases provenientes da queima de um combustível cedem energia térmica a um fluido a aquecer, por outras palavras é de um modo geral um permutador de calor no seio do qual existe uma fornalha onde se dá uma reação de combustão, seguida de uma região dedicada exclusivamente à transferência térmica. Em muitas circunstâncias, o calor é transferido dos gases de combustão para o fluido a aquecer ainda na região da fornalha, sendo que neste caso as paredes desta atuam como permutador de calor.

Em termos mais gerais utiliza-se a designação de caldeira, ou melhor de caldeira recuperadora, para um permutador de calor onde se aproveita a energia térmica disponibilizada por uma corrente de gases a alta temperatura, normalmente provenientes de uma forno ou fornalha, para aquecer um determinado fluido, não existindo neste caso necessariamente qualquer reação de combustão no interior da caldeira recuperadora.

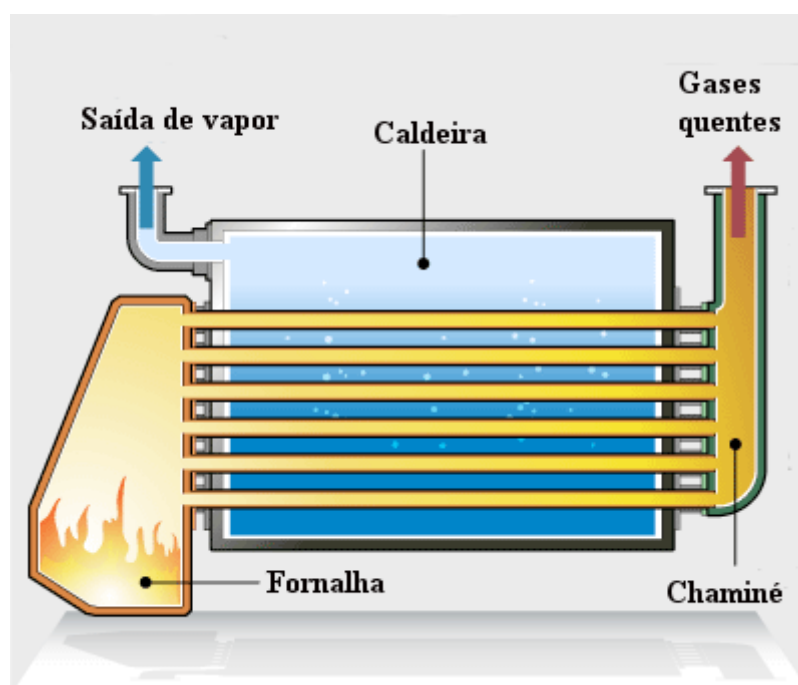


Figura 2.1 – Esquema de uma caldeira de tubos de fumo ou piro-tubular.

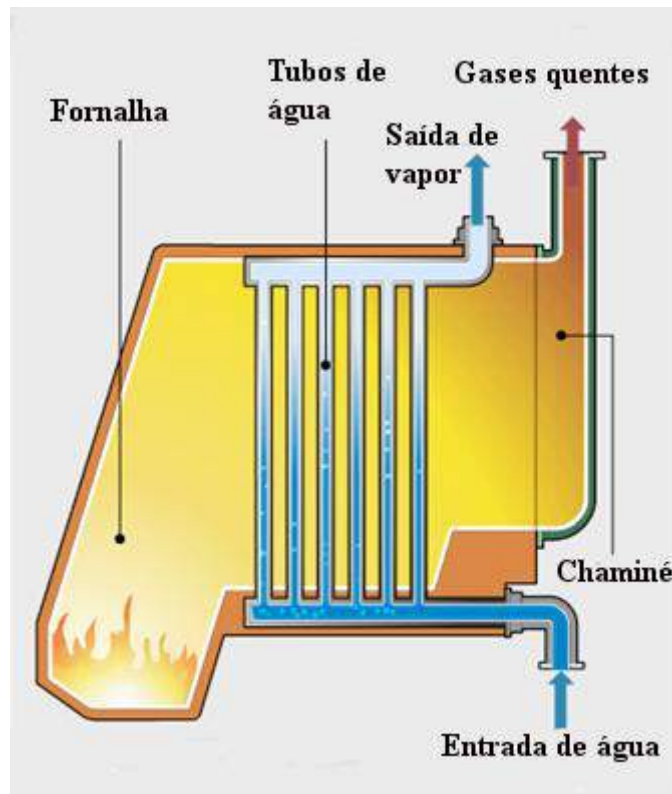


Figura 2.2 – Esquema de uma caldeira com tubos de água ou aquotubular.

Classificação das caldeiras quanto a:

Em termos de disposição construtiva, a grande diferença existente entre os vários tipos de caldeira situa-se no modo como os gases quentes ou de combustão escoam. Se estes escoam no interior do feixe de tubos, a caldeira diz-se de tubos de fumo ou piro-tubular, ao passo que se os gases quentes ou de combustão escoam pelo exterior do tubular, de modo que no interior deste circule o fluido a aquecer, a caldeira diz-se de tubos de água ou aquotubular. Esta definição pressupõe que o fluido a aquecer seja água, o que nem sempre é o caso. Como tal em termos gerais poder-se-á dizer que nestas circunstâncias a caldeira é do tipo “fluidotubular”.

Tipo de fluido



A natureza do fluido a ser aquecido define por isso uma categorização de caldeiras. Assim, uma primeira classificação de caldeiras leva em consideração a natureza do fluido a ser aquecido:

- Caldeiras de água quente, têm por objetivo a produção de água quente a uma pressão suficientemente elevada para garantir que esta não vaporize;
- Caldeiras de vapor de água ou geradores de vapor, que se destinam à produção de vapor de água, húmido, saturado ou sobreaquecido;
- Caldeiras de ar, que se destinam à produção de ar quente;



Figura 2.3 – Caldeira de tubos de fumo para a produção de vapor de água.

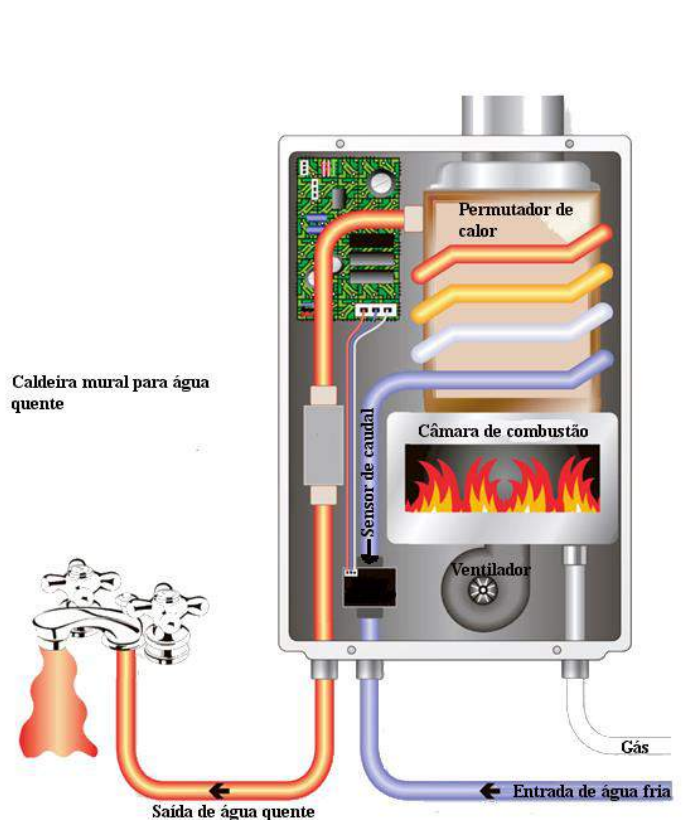


Figura 2.4 – Caldeira mural para a produção de água quente alimentada a combustível gasoso.

- Caldeiras de termofluido em que o fluido a aquecer é um óleo térmico que evolui sempre na fase líquida. O uso deste tipo de fluidos será analisado mais adiante, mas desde já se refere que permitem o transporte de energia térmica a elevadas

temperaturas mas a pressões relativamente baixas, minimizado custos e riscos operacionais.

Embora fugindo à definição inicial, muitas vezes o gerador de vapor de uma central nuclear também é designado por caldeira.

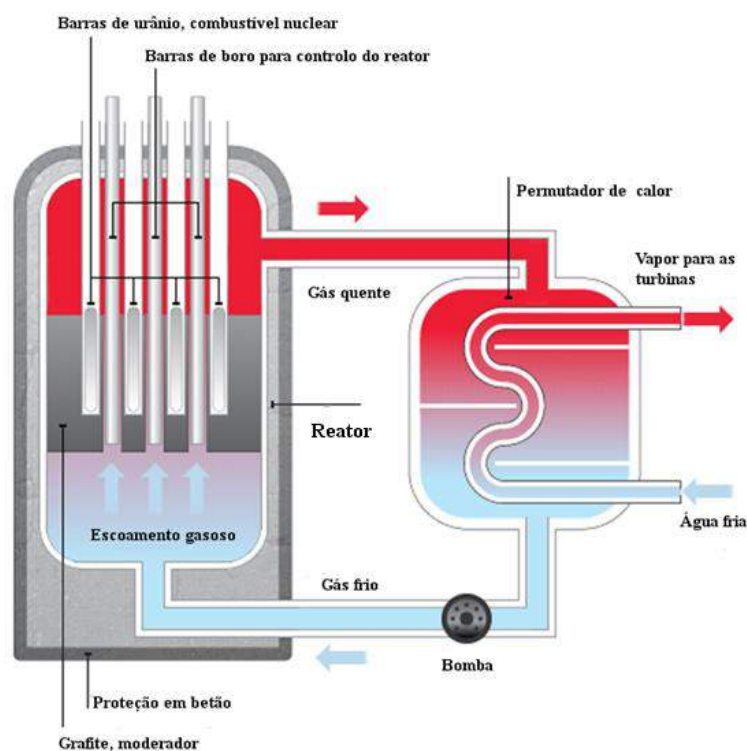


Figura 2.5 – O permutador de calor do reator nuclear tem a função de uma caldeira para a produção de vapor de água.

P_{máx serviço}



Uma outra classificação das caldeiras leva em consideração o seu timbre, isto é a pressão máxima que não pode ser excedida, ou pressão de serviço. Assim as caldeiras dizem-se de:

- Baixa pressão, se operam até 0,5 bar (relativos), ou seja 1,5 bar (absolutos);
- Média pressão, se operam entre 0,5 bar (relativos) e 87 bar relativos (1,5 a 88 bar absolutos);
- Alta pressão, se operam acima dos 87 bar (relativos), 88 bar (absolutos).

Consoante a circulação do fluido a ser aquecido, as caldeiras dizem-se de convecção natural ou de convecção forçada. Por outro lado há caldeiras móveis ou fixas consoante sejam ou não facilmente transportáveis.

Fonte de energia



Outra classificação das caldeiras diz respeito ao tipo de combustível ou fonte quente:

- Combustível sólido;
- Combustível líquido;
- Combustível gasoso;
- Se usa os gases de um forno ou motor, designando-se então por caldeira recuperadora;
- Se usa energia solar térmica;
- Se usa o efeito de Joule, designando-se então por caldeira elétrica;
- Se usa a energia nuclear.

No respeitante aos combustíveis a sua origem permitirá também uma distinção do tipo de caldeiras:

- Combustível fóssil;
- Combustível residual;
- Biomassa (a grande maioria dos resíduos podem ser considerados como biomassa).

Resumo



Em termos globais pode portanto dizer-se que uma caldeira é identificada por uma série de parâmetros:

- Natureza do fluido a aquecer;
- Timbre e pressão de serviço;
- Temperatura do fluido a aquecer;
- Combustível;
- Potência térmica nominal;
- Superfície de aquecimento;
- Capacidade, isto é caudal do fluido a ser aquecido;
- Número de passagens do fluido quente, isto é quantos percursos é que este fluido faz no interior da caldeira;
- Tipo de câmara de inversão, sendo esta a câmara onde os gases quentes da combustão invertem o seu sentido de escoamento;
- Rendimento térmico.

Nº de passagens



As caldeiras também são classificadas consoante o número de passagens dos gases de combustão. No caso da fornalha se encontrar dentro do corpo da caldeira, esta conta como a primeira passagem. Nas figuras seguintes são apresentados exemplos de caldeiras com diversas passagens.

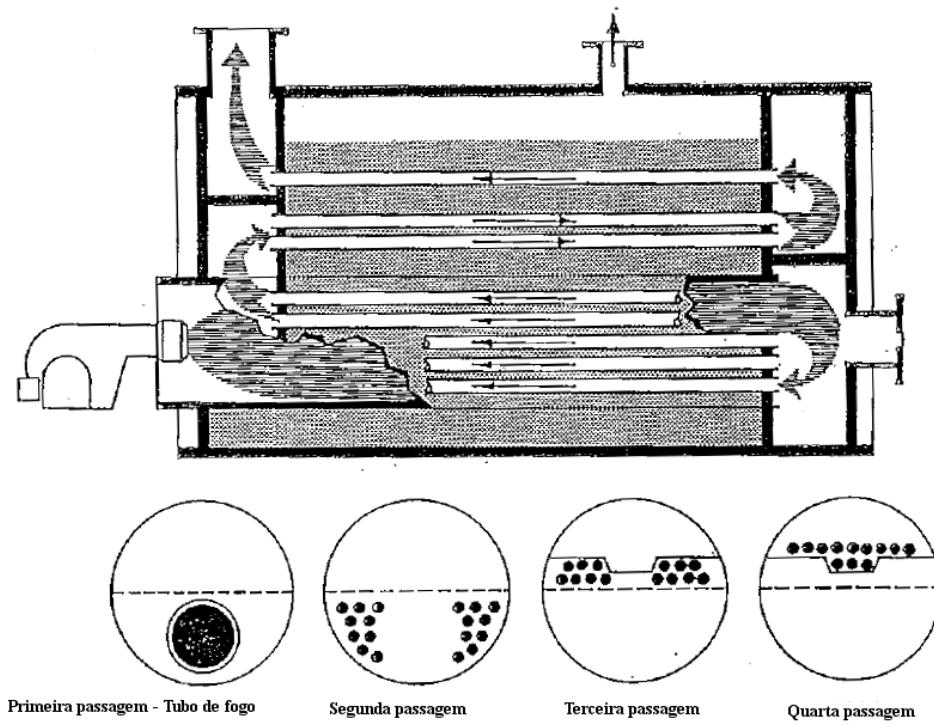


Figura 2.6 – Esquema de uma caldeira de tubos de fumo com quatro passagens.

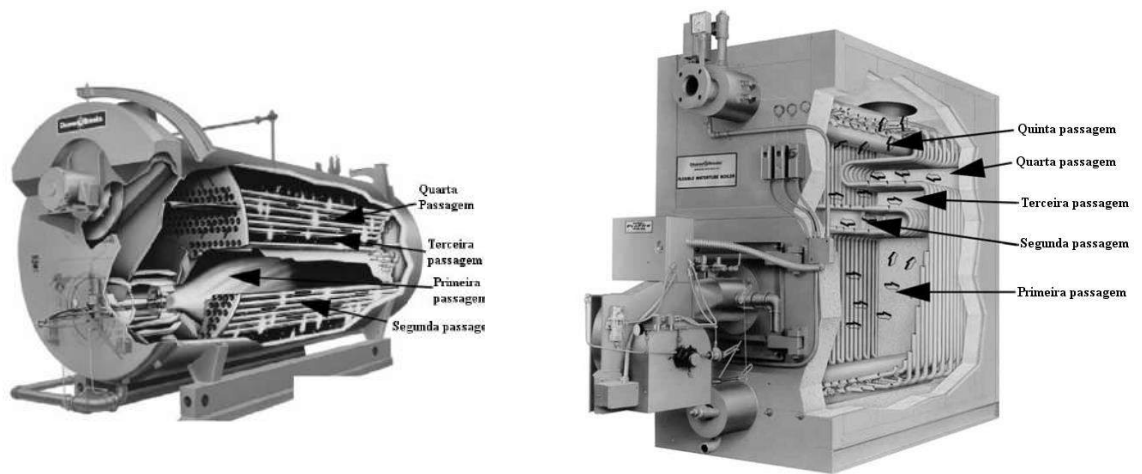


Figura 2.7 – Caldeira de tubos de fumo com quatro passagens e de tubos de água com cinco passagens.

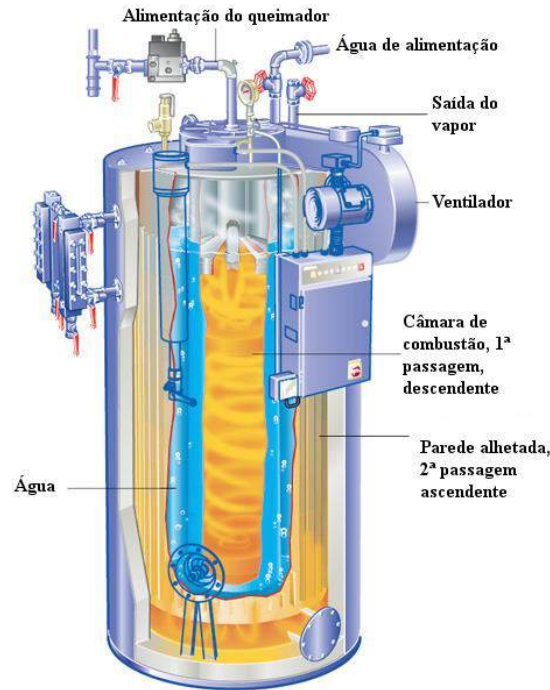


Figura 2.8 – Caldeira vertical de duas passagens com parede de membrana alhetada.

Câmara de inversão



Conforme o tipo de câmara de inversão, Figura 2.9, as caldeiras são classificadas em caldeiras com câmara de inversão:

- Seca;
- Húmida;
- Parcialmente seca.

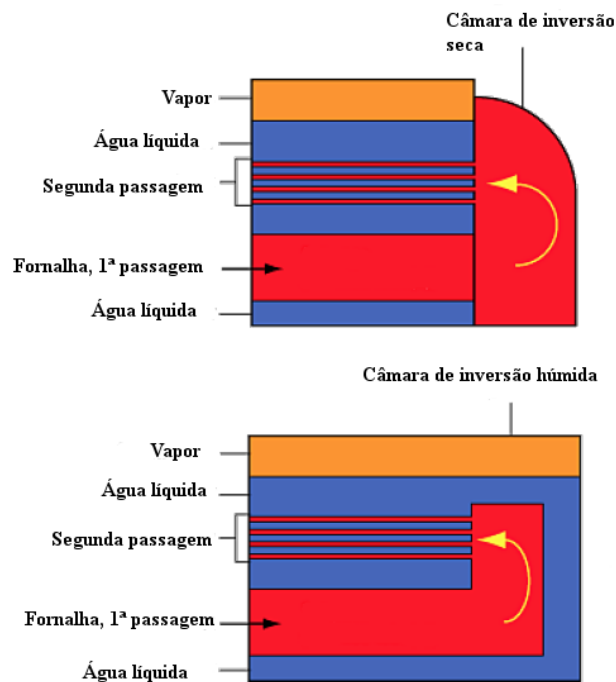
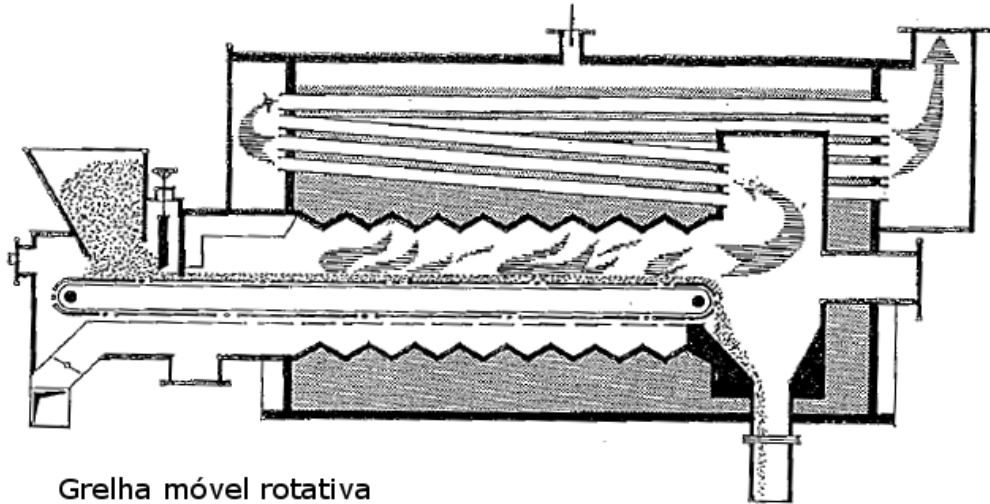


Figura 2.9 – Câmaras de inversão seca e húmida.

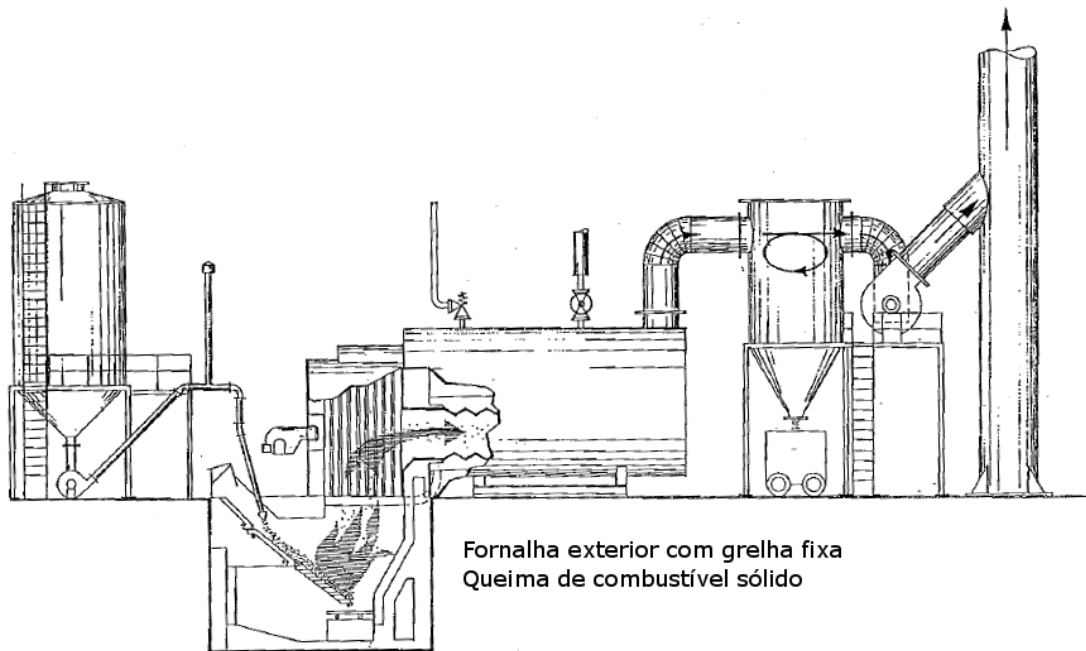
Equipamento
de queima

- Em termos de tipologia do equipamento de queima as caldeiras classificam-se em:
- Caldeiras com grelha fixa para combustíveis sólidos;
 - Caldeiras com grelha móvel para combustíveis sólidos;
 - Caldeira com queimadores de combustível gasoso ou líquido;
 - Caldeiras com queimadores para carvão pulverizado (spread stoker).



Grelha móvel rotativa

Figura 2.10 – Caldeira com grelha móvel rotativa, com câmara de combustão interior.



Fornalha exterior com grelha fixa
Queima de combustível sólido

Figura 2.11 - Caldeira com grelha fixa e câmara de combustão exterior. A caldeira dispõe ainda de um queimador auxiliar alimentado com combustível líquido ou gasoso.

Quanto ao tipo de câmara de combustão existem:

- Fornalhas, Figura 2.11;

- Tubos de fogo, Figuras 2.6 e 2.11;
- Câmaras de combustão com paredes de membrana, Figura 2.12.

As câmaras de combustão podem ser exteriores à caldeira, como é por vezes o caso de fornalhas destinadas à queima de combustíveis, Figura 2.11, mas na maioria dos casos e para caldeiras de grandes dimensões são sempre interiores, Figura 2.12.

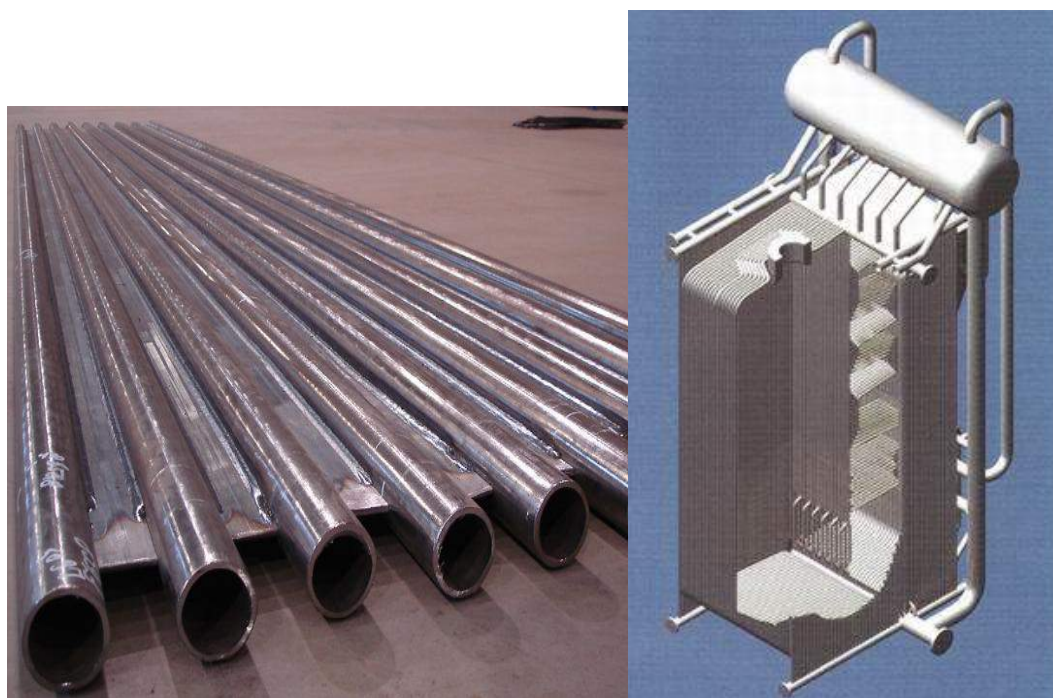


Figura 2.12 – Caldeira de tubos de água com paredes de membrana.

Em certas circunstâncias, em que as necessidades de vapor não são muito elevadas, mas em que os tempos de arranque exigidos à caldeira devem ser curtos, utilizam-se caldeiras de vaporização instantânea ou de vaporização rápida. Nestas caldeiras existe apenas uma serpentina com um ou mais enrolamentos, sendo que o percurso da água desde que entra na caldeira, na fase líquida, até que sai num estado de vapor ligeiramente húmido, é único e contínuo, Figuras 2.8 e 2.13.

Numa caldeira há sempre que acautelar o facto de que existem sais dissolvidos na água. Quando esta passa à fase de vapor é lógico que a concentração desses sais na fase líquida, existente no interior da caldeira, irá aumentar substancialmente com o tempo de funcionamento, o que aumentará o risco de deposição e incrustações nocivas ao bom funcionamento da caldeira. Para obstar a este inconveniente, haverá que purgar periodicamente a caldeira realizando-se pelo fundo desta, descargas de líquido com altos teores em sais. No caso das caldeiras de vaporização instantânea ou

rápida, tal procedimento é mais complexo, estando o segredo de uma boa operação deste tipo de caldeiras numa afinação cuidadosa do seu funcionamento, de modo a que o vapor à saída seja ligeiramente húmido, levando-se nas gotas de água os sais. Consoante os fabricantes deste tipo de caldeiras e sempre que se deseje obter vapor saturado, existirá à saída destas caldeiras um separador de condensados para coletar a água líquida e os respetivos sais dissolvidos, ver Figura 2.14.

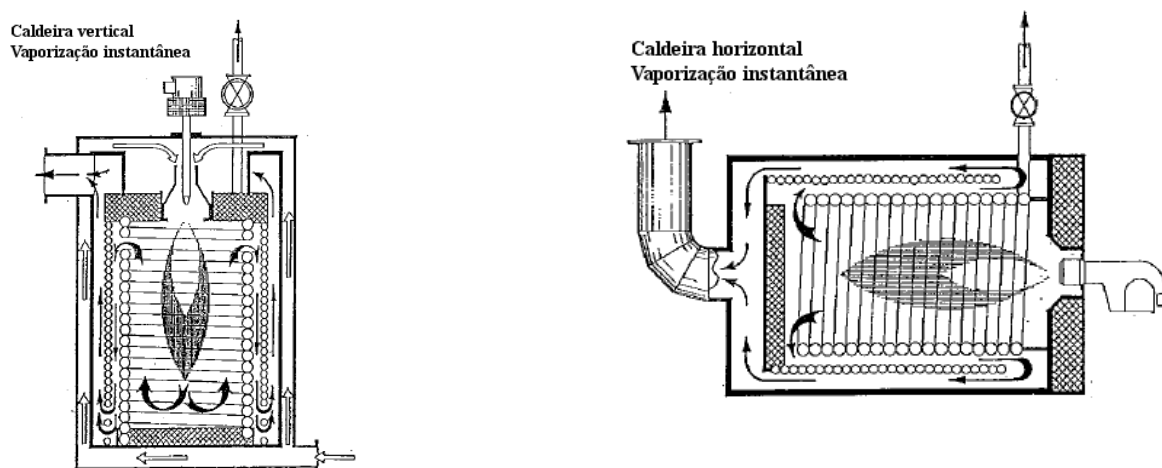


Figura 2.13 – Caldeiras de vaporização instantânea ou vaporização rápida.

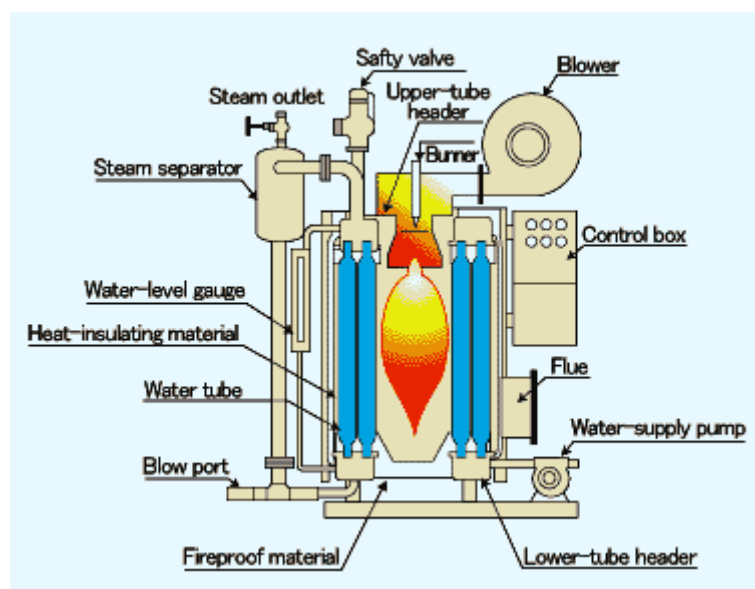


Figura 2.14 – Componentes de uma caldeira de vaporização rápida.

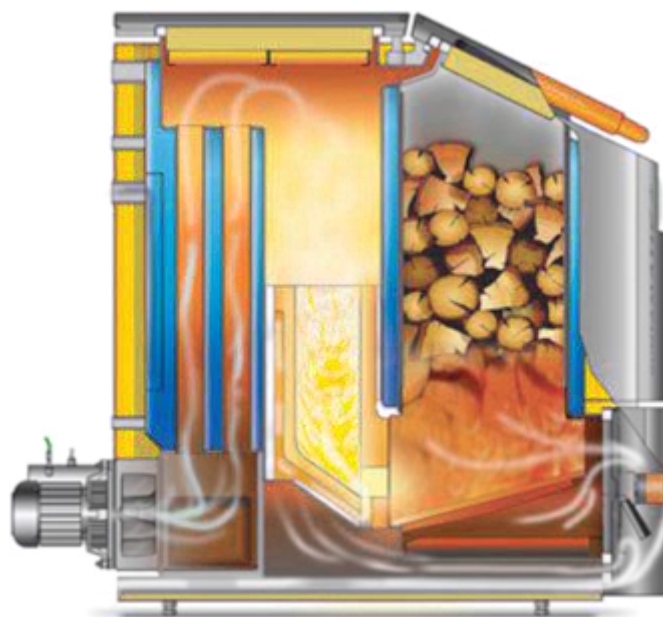


Figura 2.15 – Caldeira para a queima de achas de madeira.

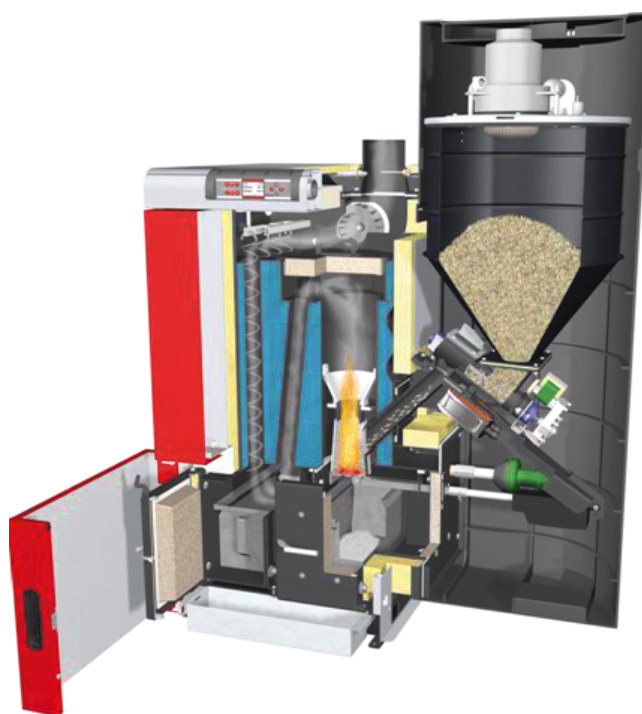


Figura 2.16 – Caldeira doméstica queimando de estilha ou peletes de biomassa.

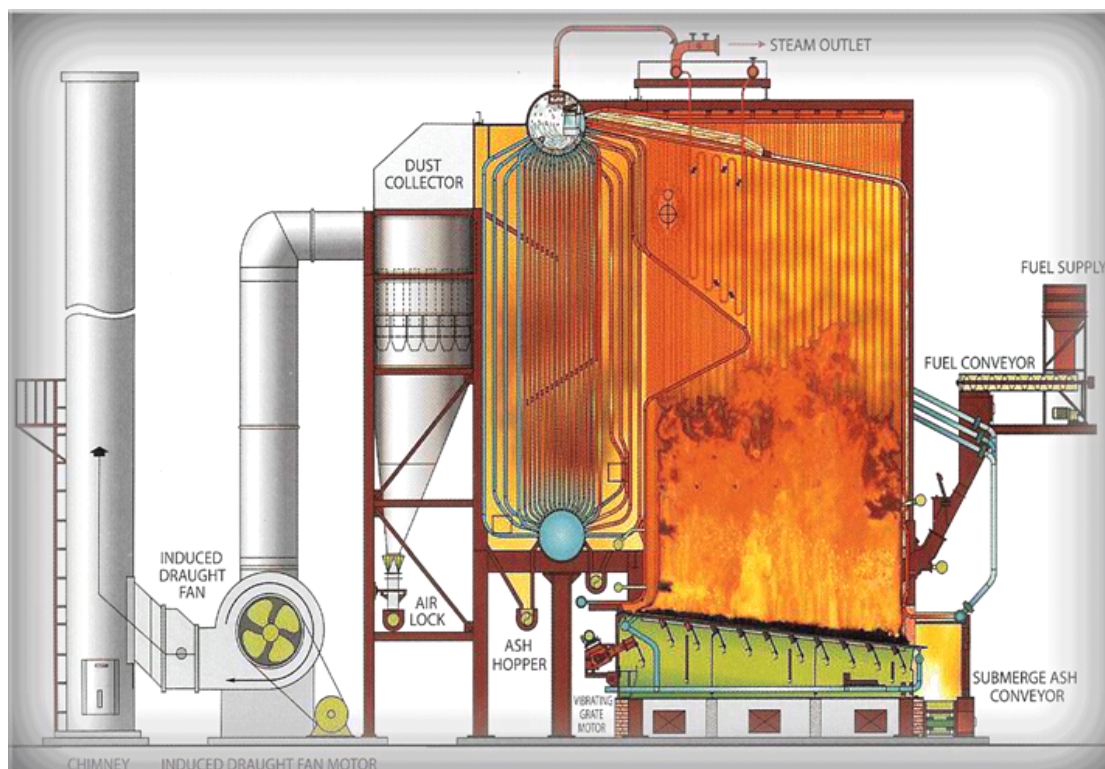


Figura 2.17 – Caldeira aquotubular industrial queimando combustível sólido.

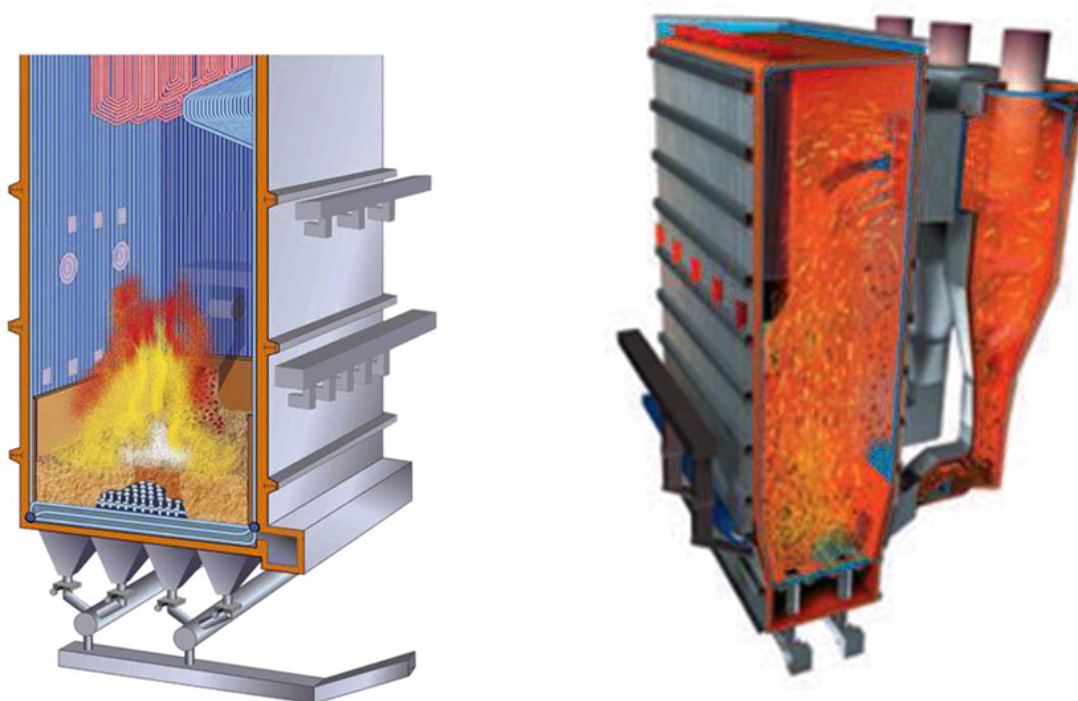


Figura 2.18 - Caldeiras em leito fluidizado, borbulhante (à esquerda) e circulante (à direita).

2.2 - Principais componentes das caldeiras.

O primeiro componente da caldeira é a fornalha ou câmara de combustão, no interior da qual se dão as reações de combustão do combustível que alimenta a caldeira. Na grande maioria das situações o comburente é o oxigénio do ar, se bem que hoje em dia e em termos de investigação científica e tecnológica se esteja a equacionar a possibilidade de se utilizar ar enriquecido com oxigénio, ou até mesmo a queima exclusivamente em oxigénio, com o fim de minimizar o caudal de inertes nos gases de escape (concretamente o N_2) por forma a reduzir os custos de captura do CO_2 . No entanto esta ideia ainda não foi concretizada em casos reais, sendo bem provável que tal nunca venha a acontecer, dados os custos inerentes à extração do azoto do ar para se levar a cabo a “oxi-combustão”, nome pela qual se designa esta técnica de queima. Como referido anteriormente, a colocação da fornalha, interna ou externamente à caldeira, condicionará a classificação desta.

Nas caldeiras pirotubulares a fornalha constitui a primeira passagem do escoamento dos gases de combustão, sendo por isso em aço. Quando há a queima de combustível sólido, principalmente em grelha, parte da fornalha poderá ser em tijolo refratário e parte em aço. O tijolo refratário tem a função de atuar como um dispositivo de ignição do empilhamento de combustível sólido recém chegado ao interior da fornalha. Com efeito, energia térmica é irradiada do leito de combustível sólido incandescente para a parede refratária, a qual por sua vez re-irradia a energia térmica para as camadas frias do combustível existentes no interior da fornalha.

Conforme se vê na Figura 2.19, o escoamento dos gases de combustão segue uma sequência muito simples de diversas passagens. Por seu lado a água de alimentação entra pela parte inferior da caldeira (não se mostra nessa figura) e o vapor saturado é retirado pela parte superior da caldeira. Quando se pretende produzir vapor sobreaquecido com este tipo de caldeiras, existirá um feixe de transferência de calor normalmente situado numa das câmaras de inversão, Figura 2.20.

Quando há um pré-aquecimento da água de alimentação, este processo ocorre no economizador, com também se observa na Figura 2.20.

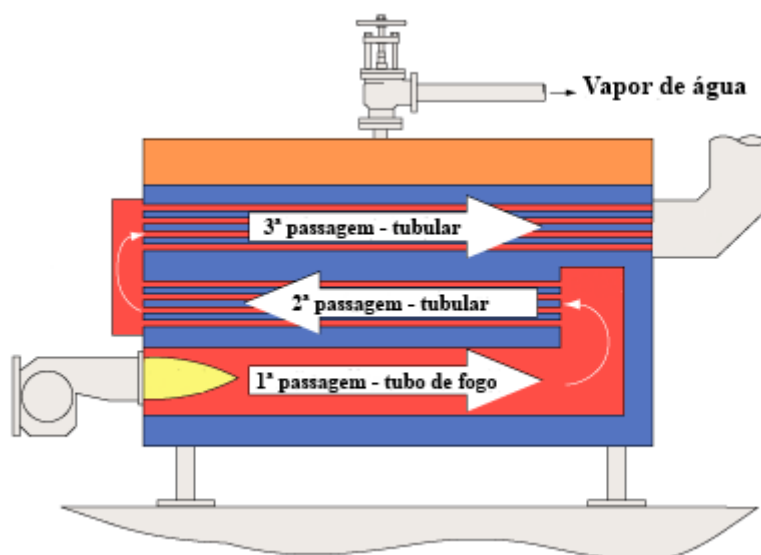


Figura 2.19 – Percurso genérico dos gases de combustão no interior de uma caldeira piro-tubular de três passagens.

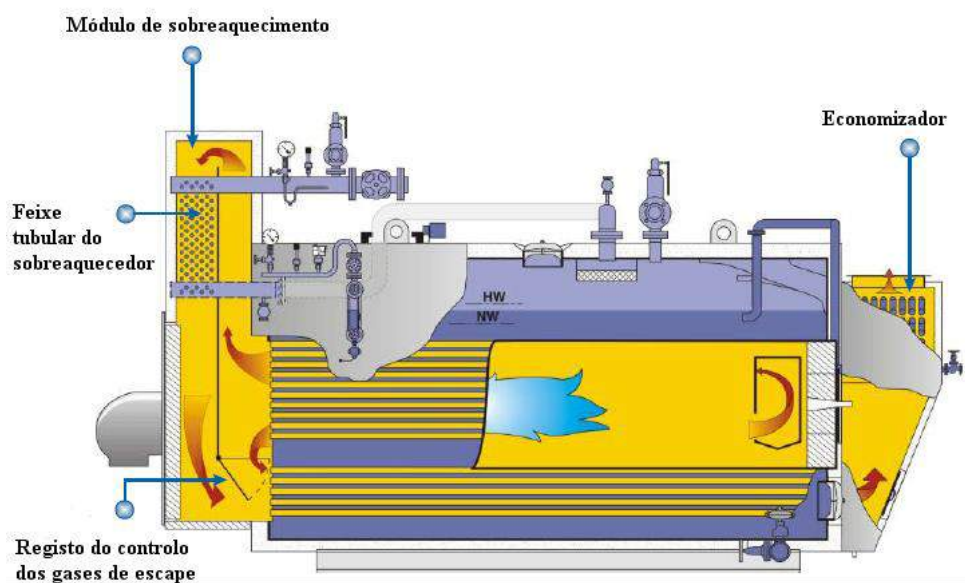


Figura 2.20 – Caldeira piro-tubular com economizador e sobreaquecedor.

Nas caldeiras aquotubulares as paredes da fornalha são normalmente revestidas por uma camada de tubos de aço no interior dos quais circula água, tanto na fase líquida como na fase de vapor. Estas paredes são denominadas paredes de membrana. A água circula no sentido ascendente e à medida que vai sendo aquecida passa à fase de vapor, havendo por consequência escoamento difásico. Os tubos ascendentes destas paredes de membrana estão ligados a coletores e estes a reservatórios cilíndricos

horizontais chamados barriletes. Nestes barriletes separam-se o líquido e o vapor saturado, Figura 2.21.

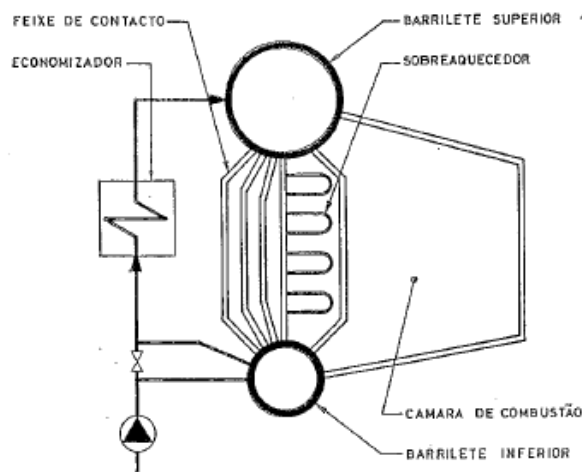


Figura 2.21 – Esquema genérico do circuito de água numa caldeira aquotubular.

Por vezes existem também barriletes na parte inferior da caldeira. A Figura 2.22 indica de um modo simplificado o sentido do escoamento da água e dos produtos de combustão numa caldeira aquotubular. A água de alimentação entra na caldeira pela zona inferior, por vezes no barrilete inferior, e sobe através de feixes tubulares que revestem a fornalha, as já referidas paredes de membrana. Com o aquecimento parte do líquido passa à fase de vapor, de modo que à entrada do barrilete superior o escoamento da água compõe-se de uma mistura de líquido e vapor saturados. Neste barrilete separa-se o líquido saturado do vapor saturado, sendo que o líquido é enviado por condutas descendentes novamente para o fundo da caldeira, enquanto o vapor é enviado para os feixes de sobreaquecimento, que se atravessam no caminho do escoamento dos gases de combustão.

Na Figura 2.23 apresentam-se os principais componentes de uma caldeira aquotubular cujo combustível é o carvão. Pode ver-se a zona da fornalha (firebox área) com um queimador ciclónico (cyclone burner), os feixes de sobreaquecimento (primário e secundário) e de reaquecimento (primary and secondary superheaters and reheater), o economizador (economizer), o pré-aquecedor do ar de combustão (air preheater), o ebulidor superior (steam drum), os silos do carvão (coal bunkers) e o sistema de alimentação do carvão à câmara de combustão (coal feeders).

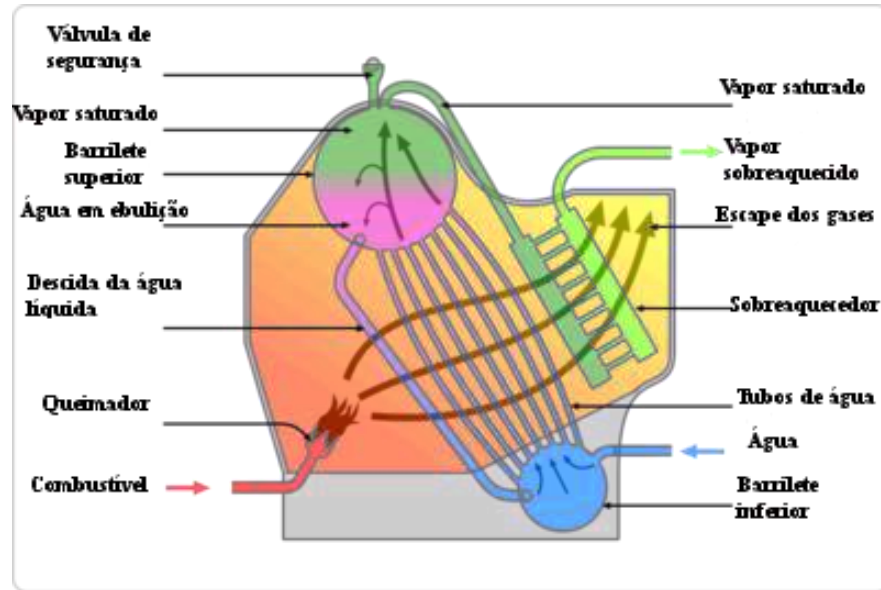


Figura 2.22 – Esquema simplificado dos escoamentos numa caldeira aquotubular.

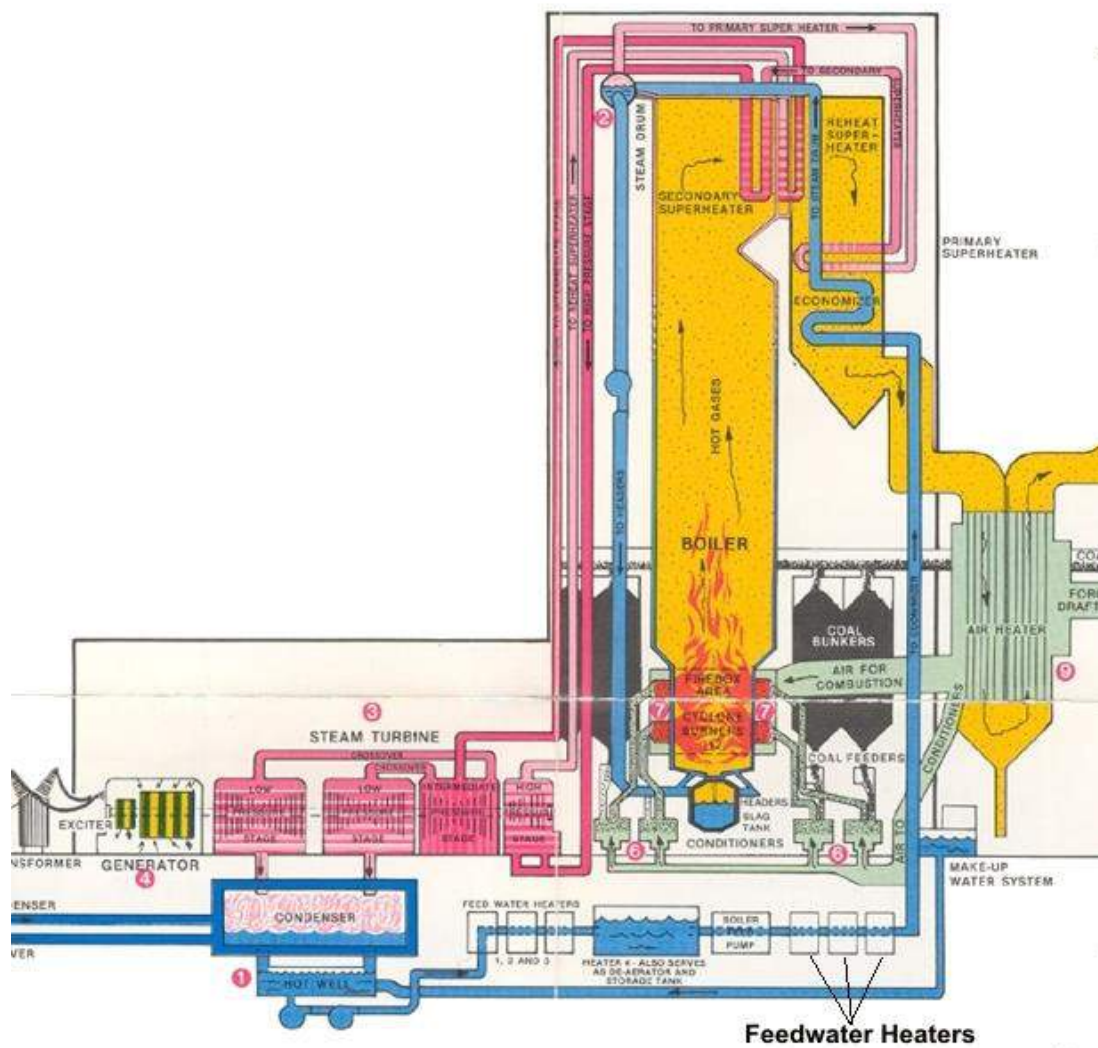


Figura 2.23 – Principais componentes de uma caldeira aquotubular a carvão.

O vapor sobreaquecido é enviado às turbinas (high, intermediate and low pressure stages) de alta pressão, pressão intermédia e de baixa pressão. Estas estão acopladas ao gerador (generator) como esquematizado. Apresenta-se ainda a localização da excitatriz (exciter), máquina elétrica destinada ao arranque do gerador e o posto transformador (transformer). Na parte inferior desta mesma Figura 2.23 apresenta-se um esquema do sistema de condensação.

2.3 - As caldeiras pirotubulares versus as caldeiras aquotubulares.

Estes dois tipos de caldeiras são essencialmente complementares entre si, embora hajam zonas de aplicação em que as duas tecnologias se possam sobrepor.

As ordens de grandeza do desempenho das caldeiras pirotubulares podem ser caracterizadas pelos seguintes valores:

- Carga em relação à superfície de aquecimento total para uma caldeira com três passagens, 40 a 50 kg de vapor por m^2 e por hora, sendo que esta produção de vapor equivale a uma potência por unidade de superfície de transferência de calor de 28 a 35 kW/m^2 ;
- Carga térmica máxima no tubo de fumo desde que este tenha um diâmetro superior a 1400 mm, 10,5 MW o que equivale a 1,4 MW/m^3 ;
- Ordem de grandeza das temperaturas em jogo. À saída do tubo de fogo, temperaturas da ordem dos 900 a 950 °C. Na câmara de inversão frontal a temperatura deverá ser da ordem dos 400 a 500 °C. À saída da caldeira a temperatura dos gases andarà pelos 180 a 260 °C.

Em termos de gamas de pressão, as caldeiras pirotubulares funcionam até valores de 32 bar (relativos) de pressão máxima de operação. Os caudais de operação das caldeiras pirotubulares vão até 14 t/h de produção de vapor para caldeiras equipadas com um tubo de chama e até 25 a 28 t/h de produção de vapor para caldeiras providas de dois tubos de chama. Os códigos de projeto (ASME) impõem uma potência térmica máxima libertada de 10,5 MW por tubo de fogo.

Nas caldeiras aquotubulares os valores de referência são os seguintes:

- Carga ou potência térmica libertada por unidade de volume na câmara de combustão, 524 a 698 kW/m^3 ;

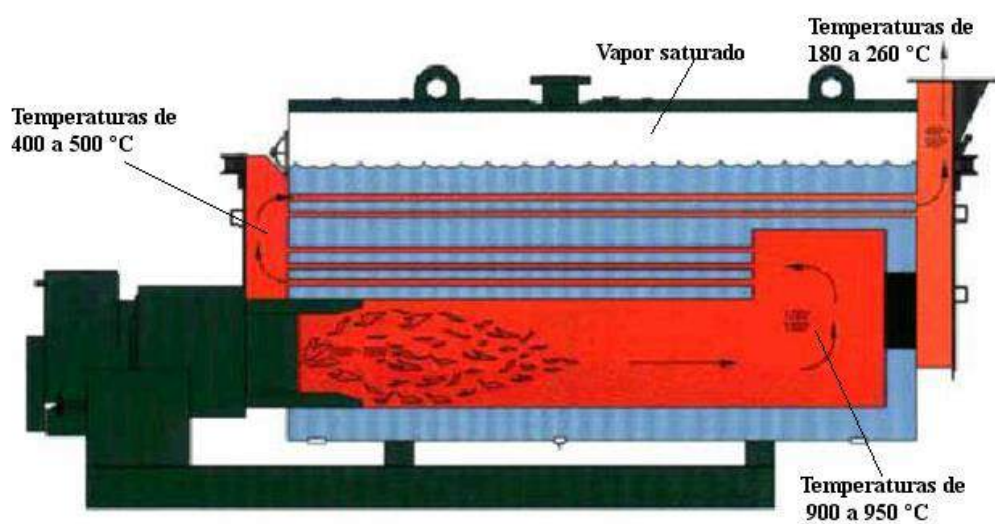


Figura 2.24 – Temperaturas típicas dos gases de combustão numa caldeira pirrotubular.

- Valores dos coeficientes globais de transferência de calor. Na câmara de combustão, de 60 a 65 $W/(m^2 K)$. Nos feixes de contacto, sobreaquecedores e reaquecedores, de 60 a 65 $W/(m^2 K)$. No economizador, de 100 a 125 $W/(m^2 K)$;

- Valores típicos para as temperaturas da corrente dos gases de combustão. No fim da zona da chama, de 1200 a 1250 °C. No final da câmara de combustão, de 1000 a 1150 °C. À entrada da zona dos feixes de contacto, 1100 °C e à saída da mesma, 450 °C. À entrada do sobreaquecedor, que fica na zona dos feixes de contacto, a temperatura dos gases quentes andarà pelos 900 a 1100 °C, enquanto à saída andarà pelos 750 a 900 °C. À entrada do economizador a temperatura dos gases andarà pelos 450 °C enquanto à saída deste permutador os gases quentes andarão pelos 200 a 220 °C.

Em termos de valores máximos de pressão de operação e de caudais de produção de vapor, a utilização das caldeiras aquotubulares está apenas dependente dos limites metalúrgicos dos materiais utilizados na sua construção. Contudo, em termos práticos, e no caso de caldeiras aquotubulares monobloco, os valores que se seguem são normalmente considerados os limites práticos, 40 a 50 t/h para a produção de vapor, 87 bar (relativos) para a pressão máxima de operação e 450 °C para a temperatura máxima do vapor sobreaquecido.

Em termos de rendimentos térmicos, o desempenho dos dois tipos de caldeiras é análogo e depende da temperatura de saída dos gases de escape. Para o caso concreto de uma temperatura de saída dos gases de 180 °C o limite prático máximo para o rendimento andarà pelos 92 %.

As caldeiras pirotubulares, dado o seu modo de operação, têm sempre um grande volume de água, o que se revela uma vantagem quando as solicitações de vapor são irregulares e oscilantes. Por outro lado, as caldeiras aquotubulares apresentam uma menor volumetria, tendo cerca de 1/3 do volume de uma caldeira pirotubular equivalente. Isto significa uma menor capacidade de armazenamento de vapor tornando-as mais sensíveis às solicitações irregulares e oscilantes de vapor de água. Porém, apresentam menores tempos de aquecimento e menores perdas térmicas, atendendo ao menor volume de água armazenado. A elevada volumetria da água armazenada torna as caldeiras pirotubulares mais perigosas em caso de acidentes que envolvam a rotura dos tubos de fumo. No entanto, como as caldeiras aquotubulares poderão funcionar a maiores pressões, este facto contrabalança em certa medida as vantagens inerentes à sua menor volumetria de água.

As caldeiras pirotubulares transportáveis têm capacidades de produção de vapor de água até 12 t/h, enquanto as caldeiras aquotubulares transportáveis podem ir até às 30 t/h.

Em termos de queimadores, as caldeiras aquotubulares necessitam apenas de um queimador até cerca de 30 a 35 t/h de vapor, ao passo que as caldeiras pirotubulares com uma produção de vapor acima de 14 t/h requerem a utilização de dois tubos de fumo. Tal implicará logicamente o uso de dois queimadores acima deste valor de referência.

2.4 - Determinação do rendimento térmico de uma caldeira.

2.4.1 - Definição do rendimento térmico de uma caldeira.

O rendimento térmico de uma caldeira ou gerador de calor define-se como o quociente entre a energia térmica existente à saída do gerador e a energia térmica fornecida ao mesmo, ou seja,

$$\eta_b = \frac{\text{energia térmica à saída}}{\text{energia térmica fornecida}} \quad (2.1)$$

Numa análise mais rigorosa, para a quantificação da energia entrada na caldeira seria necessário contabilizar todas as formas de energia entradas nesta e não somente

a energia térmica do combustível. Assim, nesta ótica, qualquer energia elétrica de acionamento de componentes da caldeira devia ser devidamente considerada. Estão dentro desta categoria as energias consumidas nos seguintes equipamentos:

- Ventilador de insuflação de ar;
- Bomba de alimentação de água;
- Queimadores e respetivos sistemas de bombeamento de combustível ou sistemas de alimentação de combustível, quando a caldeira é alimentada com combustível sólido;
- Equipamentos de regulação do funcionamento da caldeira, que recorram a válvulas e outros dispositivos de variação de registos.

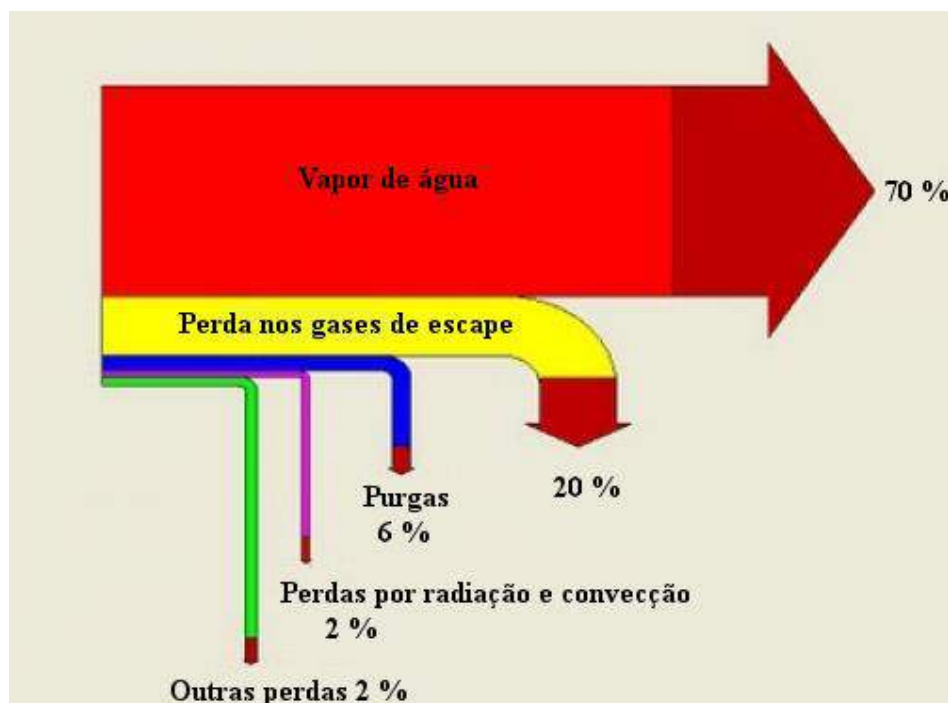


Figura 2.25 – Diagrama de Sankey de uma caldeira.

Do ponto de vista prático, a avaliação do rendimento de uma caldeira é mais simples e esta é apenas analisada apenas sob o ponto de vista térmico, ou seja, compara-se a energia térmica que o fluido de trabalho ganhou ao passar através da caldeira com a energia térmica libertada na queima do combustível. Assim sendo, o rendimento da caldeira será definido como,

$$\eta_{cald} = \frac{|\dot{Q}_u|}{\dot{m}_{comb} PCI} = \frac{|\dot{Q}_u|}{|\dot{F}_b|} \quad (2.2)$$

ou genericamente,

$$\eta_{cald} = \frac{\text{energia térmica fornecida ao fluido de trabalho}}{\text{energia térmica do combustível}} \quad (2.3)$$

A equação (2.3) pode ser reescrita como,

$$\eta_{cald} = \frac{(h_{sai} - h_{ent}) \dot{m}_f}{PCI \dot{m}_{comb}} \quad (2.4)$$

em que h_{ent} e h_{sai} são respetivamente as entalpias do fluido de trabalho à entrada e saída da caldeira, \dot{m}_f é o caudal desse fluido, \dot{m}_{comb} é o caudal mássico de combustível e PCI é o respetivo poder calorífico inferior

Quando se verifica o pré-aquecimento do ar de combustão ou até mesmo dos reagentes, esta energia térmica adicional que entra na caldeira deverá que ser devidamente considerada na avaliação do rendimento da caldeira e por isso no denominador da equação (2.4) entrarão as parcelas adicionais necessárias a esta quantificação.

O cálculo do rendimento térmico da caldeira também poderá ser efetuado através da avaliação das perdas, situação em que rendimento térmico poderá ser definido por,

$$\eta_{cald} = 1 - \sum \text{perdas} [-] = 100 - \sum \text{perdas} [\%] \quad (2.5)$$

As perdas a considerar na avaliação do desempenho da caldeira são as seguintes:

- Perda por não queimados existentes no resíduo sólido - P_{snq} ;
- Perda por não queimados existentes na escória liquefeita - P_{esc} ;
- Perda por não queimados nos gases à saída da caldeira - P_{gnq} ;
- Perda sensível nos gases que saem pela chaminé - P_{sch} ;
- Perda por condução, convecção e radiação - P_{ccr} ;
- Perda pelas purgas - P_{pur} .

A expressão do rendimento ficará então dada por,

$$\eta_{cald} = 1 - (P_{snq} + P_{esc} + P_{gnq} + P_{sch} + P_{ccr} + P_{pur}) \quad (2.6)$$

Seguidamente mostra-se como calcular cada uma destas parcelas.

2.4.2 - Perda por sólidos não queimados.

Esta perda está relacionada com os resíduos sólidos da fornalha, ou com as cinzas volantes resultantes da queima de um combustível sólido, ou mesmo de um combustível líquido pesado em que aparece carbono por queimar.

A quantificação desta perda será efetuada através da seguinte expressão,

$$P_{snq} = \frac{\dot{m}_{res} Y_C P_{C_C}}{\dot{m}_{comb} PCI} \quad (2.7)$$

em que,

\dot{m}_{res} é o caudal mássico de resíduos sólidos;

\dot{m}_{comb} é o caudal mássico de combustível consumido pela caldeira;

Y_C é a fração mássica de carbono existente nos resíduos sólidos da combustão;

Y_{cin} é a fração mássica de cinzas existentes no combustível

P_{C_C} é o poder calorífico do carbono;

PCI é o poder calorífico inferior do combustível.

Esta equação pode ser substituída por uma aproximação,

$$P_{snq} = \frac{Y_{cin} Y_C P_{C_C}}{(1 - Y_C) PCI} \quad (2.8)$$

2.4.3 - Perda por escória liquefeita.

Há situações em que as cinzas resultantes do processo de combustão são fundidas por forma a ser mais fácil o processo de extração da fornalha. Neste caso, será

necessário conhecer-se o teor em cinzas e em escória que se formam para o combustível em questão, para assim se poder calcular o calor perdido neste processo.

$$|\dot{Q}_{esc}| = \dot{m}_{esc} c_{esc} (T_{esc} - T_a) \quad (2.9)$$

em que,

\dot{m}_{esc} é o caudal de escória liquefeita à saída da fornalha;

c_{esc} é o calor específico mássico da escória, 1,2 kJ/(kg K);

T_a é a temperatura ambiente;

T_{esc} é a temperatura da escória à saída da fornalha.

Em termos relativos, comparativamente à energia fornecida à fornalha, pode-se escrever que,

$$P_{esc} = \frac{\dot{m}_{esc} c_{esc} (T_{esc} - T_a)}{\dot{m}_{comb} PCI} \quad (2.10)$$

2.4.4 - Perda por gases não queimados.

Normalmente a combustão não é completa, encontrando-se quer componentes do combustível original, quer produtos intermédios da combustão, no seio da corrente dos gases queimados. Há assim uma perda energética que nalguns casos não pode nem deve ser menosprezada. De um modo geral os não queimados de importância significativa em termos de energia perdida são o CO e os hidrocarbonetos não queimados (HC's). A composição destes é logicamente complexa, pelo que se empregam normalmente analisadores de compostos orgânicos voláteis, recorrendo a detetores de ionização de chama, que dão o resultado da análise sob a forma de metano equivalente ou propano equivalente. Consoante o caso, o poder calorífico a empregar deverá ser convenientemente escolhido.

A energia perdida nos gases de escape devida a estes gases não queimados será dada por,

$$|\dot{Q}_{gnq}| = \dot{m}_{gnq} (Y_{CO} PCI_{CO} + Y_{HC} PCI_{HC}) \quad (2.11)$$

e em termos percentuais tendo em consideração a energia introduzida através do combustível,

$$P_{gnq} = \frac{\dot{m}_{gq}(Y_{CO}PC_{CO} + Y_{HC}PCI_{HC})}{\dot{m}_{comb}PCI} \quad (2.12)$$

2.4.5 - Perda por condução, convecção e radiação.

De todas as perdas, esta é a que apresenta maiores dificuldades práticas de cálculo, já que são inúmeros os fatores que influenciam o seu valor e no seu cálculo entram aproximações bastante grosseiras que darão origem a erros razoáveis. A melhor tática seria de se efetuarem medições cuidadosas do caudal de combustível consumido e das perdas associadas aos gases de escape, cinzas e escória e chegar-se então ao valor da perda por condução, convecção e radiação, por meio do fecho do balanço energético. No entanto, na grande maioria das situações encontradas na vida real é preferível tentar-se chegar a um valor para estas perdas de modo mais simples. A norma DIN 1942 apresenta uma solução relativamente acessível, em que esta perda é calculada através da expressão,

$$|\dot{Q}_r| = C |\dot{Q}_g|^{0,7} \quad (2.13)$$

onde,

$|\dot{Q}_r|$ é a perda ,em valor absoluto, por radiação mais condução e convecção em kW;

$|\dot{Q}_g|$ é potência térmica máxima, em valor absoluto, do gerador em MW;

C é um coeficiente empírico definido na referida norma e que se apresenta na Tabela 2.1.

Em termos relativos esta perda térmica será determinada por,

$$P_r = \frac{C |\dot{Q}_g|^{0,7}}{\dot{m}_{comb}PCI} \quad (2.14)$$

Tabela 2.1 – Valores do coeficiente empírico C para a equação (2.14).

Carga térmica na superfície de aquecimento, [kW/m ²]	Combustível gasoso	Combustível líquido	Carvão
≤ 10	25	-	-
≤ 20	18	15	-
≤ 30	15	12	15
≤ 35	14	11	15
≤ 50	12	9	-

2.4.6 - Perda de calor sensível pela chaminé.

Os gases de combustão têm de sair da caldeira a uma temperatura relativamente elevada para se evitar a formação de condensados. Para combustíveis com elevados teores em enxofre, o ponto de orvalho ácido destes produtos da combustão anda entre os 150 e os 180 °C. De modo a se garantir um funcionamento seguro da caldeira e se evitar a condensação dos ácidos existentes em fase gasosa no seio dos gases queimados, raramente a temperatura mínima atingida por estes gases de combustão é inferior aos 180 °C. Haverá assim perdas térmicas sensíveis significativas. O seu valor será calculado por,

$$|\dot{Q}_{sch}| = \dot{m}_{gq} c_{pgq} (T_g - T_a) \quad (2.15)$$

em que c_{pgq} é o calor específico a pressão constante e médio (entre as temperaturas T_g e T_a) dos gases queimados, T_g é a temperatura dos gases queimados à saída da caldeira e T_a é a temperatura ambiente.

Em termos relativos esta perda será dada por,

$$P_{sch} = \frac{\dot{m}_{gq} c_{pgq} (T_g - T_a)}{\dot{m}_{comb} PCI} \quad (2.16)$$

2.4.7 - Perda pelas purgas.

Nas caldeiras a vapor, a concentração de sais na água líquida existente no interior destas vai aumentando com o funcionamento, devido à passagem da água da fase líquida para a fase de vapor. Com efeito, os sais dissolvidos na fase líquida não acompanham logicamente a mudança de fase da água, aumentando-se a salinidade da fase líquida. A acrescentar a isto, relembra-se que nas instalações em que o fluido de trabalho é a água, há a necessidade de se controlar a sua dureza adicionando-se sais para o tratamento da água. Tudo isto atua no sentido do aumento do teor de sais no líquido contido no interior da caldeira. Para obstar a este inconveniente, fazem-se descargas periódicas de líquido pela parte inferior da caldeira, onde em princípio a concentração de sais é mais elevada. Como o líquido sai a temperatura elevada e esta descarga se dá ou em contínuo ou periodicamente, há aqui uma perda de calor sensível a levar em consideração.

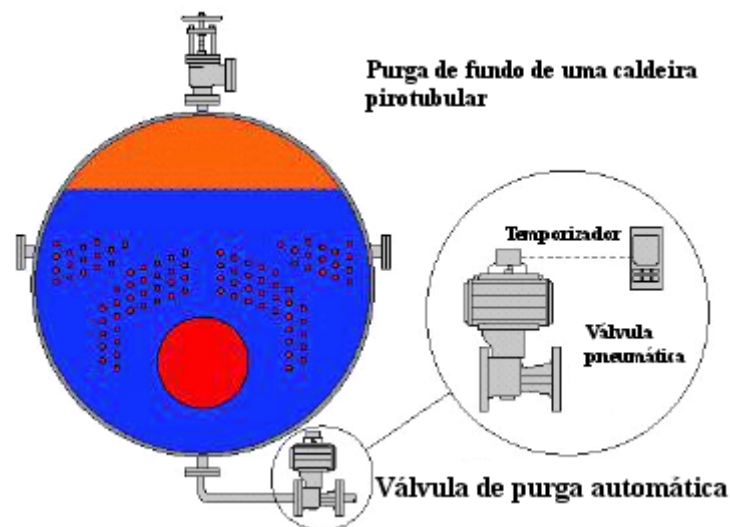


Figura 2.26 – Purga de fundo de uma caldeira pirotubular.

A potência térmica assim perdida será determinada por,

$$\left| \dot{Q}_{pur} \right| = \dot{m}_{pur} (h_p - h_a) \quad (2.17)$$

em que \dot{m}_{pur} é o caudal mássico de purgas, h_a a entalpia da água de alimentação da caldeira e h_p a entalpia do líquido saturado à pressão reinante no seu interior.

Em termos relativos pode então escrever-se que,

$$P_{pur} = \frac{\dot{m}_{pur}(h_p - h_a)}{\dot{m}_{comb}PCI} \quad (2.18)$$

2.5 - O método indireto do ASME para o cálculo do rendimento das caldeiras.

Como o cálculo das perdas térmicas é um trabalho por vezes moroso, adota-se em muitas circunstâncias um procedimento de cálculo mais simples, desde que o grau de exigência permitido para o cálculo assim o permita.

Para simplificar e acelerar o processo de cálculo, o ASME propõe o procedimento de cálculo que seguidamente se expõe.

O rendimento da caldeira será calculado pelo balanço,

$$\eta_{cald} = 1 - \sum P_i \quad (2.19)$$

onde P_i representa cada uma das perdas que a seguir se discriminam

2.5.1 - Perda associada ao combustível não queimado que sai pelas cinzas volantes.

No caso da queima de combustíveis sólidos é natural a existência de cinzas em suspensão na corrente gasosa dos produtos de combustão. Conhecida a fração mássica de inertes no combustível $Y_{in-comb}$, a fração mássica de cinzas volantes em relação ao total de inertes no combustível Y_{cv-in} , a fração mássica de combustível nas cinzas volantes $Y_{comb-cv}$ e o poder calorífico inferior do combustível PCI [kJ/kg] pode escrever-se que,

$$P_{cv} = \frac{33,82 \times 10^5 Y_{in-comb} \times Y_{cv-in} \times Y_{comb-cv}}{(1 - Y_{comb-cv}) \times PCI} \quad [\%] \quad (2.20)$$

2.5.2 - Perda associada ao combustível não queimado que sai pelas cinzas de fundo.

Para se contabilizarem as perdas associadas ao combustível que se perde nas cinzas de fundo é necessário conhecer-se a fração mássica de inertes no combustível $Y_{in-comb}$, a fração mássica de cinzas de fundo em relação ao total de inertes no combustível Y_{cf-in} , a fração mássica de combustível nas cinzas de fundo $Y_{comb-cf}$ e novamente o poder calorífico inferior do combustível PCI [kJ/kg]

$$P_{cv} = \frac{33,82 \times 10^5 \times Y_{in-comb} \times Y_{cf-in} \times Y_{comb-cf}}{(1 - Y_{comb-cf}) \times PCI} \quad [\%] \quad (2.21)$$

2.5.3 - Perda associada ao calor sensível dos gases secos da combustão.

Esta perda calcula-se através de,

$$P_{gsc} = \frac{K_1 \times (T_g - T_a) \times \left(1 - \frac{P_{cv} + P_{cf}}{100}\right)}{100 \times X_{sCO_2}} \quad (2.22)$$

onde K_1 é uma constante definida na Tabela 2.2, X_{sCO_2} é a fração molar ou volúmica na base seca do CO_2 nos produtos gasosos da combustão, T_g [$^{\circ}C$] é a temperatura dos gases de combustão à saída da caldeira, T_a [$^{\circ}C$] é a temperatura do ar de combustão à entrada da caldeira.

Tabela 2.2 – Valores da constante K_1 da equação (22).

Combustível	K_1
Carvão betuminoso	0,66
Gasóleo	0,51
Óleos “thick”, “thin” e “burner”	0,54
Propano	0,45

Em alternativa, para qualquer hidrocarboneto (HC) a constante K_1 pode ser calculada através de,

$$K_1 = \frac{25500 \times Y_C}{PCI} \quad (2.23)$$

Sendo Y_C a fração mássica de carbono no combustível e PCI [kJ/kg] é o poder calorífico inferior do combustível.

Se o teor de CO_2 nos produtos de combustão não for conhecido poderá ser estimado à custa da seguinte equação,

$$X_{sCO_2} = \left(1 - \frac{X_{sO_2}}{0,21}\right) (X_{sCO_2})_t \quad (2.24)$$

onde X_{sO_2} é a fração molar seca de oxigénio nos produtos de combustão e $(X_{sCO_2})_t$ é a fração molar seca do CO_2 nos produtos da combustão obtida em condições de queima estequiométrica. Este valor teórico pode ser obtido da Tabela 2.3,

Tabela 2.3 – Fração molar estequiométrica e na base seca para o CO_2 nos produtos de combustão.

Combustível	$(X_{sCO_2})_t$
Bagaço	20,3
Óleos “thick”, “thin” e “burner”	15,8
Gasóleo	15,5
Propano	13,8
Madeira	19,9

Uma expressão alternativa para o cálculo de $(X_{sCO_2})_t$ é a seguinte

$$(X_{sCO_2})_t = \frac{\frac{Y_C}{12}}{\frac{4,78 \times Y_C}{12} + \frac{1,89 \times Y_{H_2}}{2}} \quad (2.25)$$

onde Y_C é a fração mássica de carbono no combustível e Y_{H_2} é a fração mássica de hidrogénio no combustível.

2.5.4 - Perda associada ao calor sensível do vapor de água existente nos gases de combustão.

$$P_{H_2O} = \frac{(Y_{H_2O} + 9 \times Y_{H_2})(210 - 4,2 \times T_a + 2,1 \times T_g)}{PCI} \times 100 \quad (2.26)$$

onde Y_{H_2O} é a fração mássica de humidade no combustível e Y_{H_2} é a fração mássica de hidrogénio no combustível. Nesta equação (2.26) as temperaturas entram em [°C] e o PCI em [kJ/kg].

Na Tabela 2.4 apresentam-se valores típicos para as frações mássicas de humidade e de hidrogénio nos combustíveis.

Tabela 2.4 – Valores típicos para as percentagens em hidrogénio e em humidade de diversos combustíveis.

Combustível	Y_{H_2} [%]	Y_{H_2O} [%]
Coque	2,0	2,0
Antracite	3,0	1,0
Carvão betuminoso (hulhas)	4,0	7,0
Gasóleo	13,0	-
Óleos “thick”, “thin” e “burner”	11,5	-
Propano	18,2	-
Turfa	6,4	20,0
Madeira	6,8	15,0

2.5.5 - Perda associada aos não queimados nos gases de combustão.

Nesta metodologia simplificada apenas se considera que existe CO como não queimado nos produtos gasosos da combustão.

$$P_{nq} = \frac{K_2 \times X_{sCO} \times \left[1 - \frac{(P_{cv} + P_{cf})}{100} \right]}{X_{sCO} + X_{sCO_2}} \quad (2.27)$$

Onde K_2 é uma constante definida na Tabela 2.5, X_{sCO} é a fração molar na base seca do CO nos produtos gasosos da combustão e X_{sCO_2} é a fração molar na base seca do CO₂ nos produtos gasosos da combustão.

Tabela 2.5 – Valores da constante K_2 da equação (27)

Combustível	K_2
Carvão betuminoso	63
Gasóleo	53
Óleos “thick”, “thin” e “burner”	54
Propano	48

2.5.6 - Perda por radiação, convecção e outras.

Para se calcularem estas perdas é necessário conhecer-se o regime de carga a que a caldeira está a operar, o qual pode ser conhecido através de

$$\text{Carga parcial} = \text{Plena carga} \left(\frac{\text{consumo de combustível a plena carga}}{\text{consumo de combustível a carga parcial}} \right)^{-1} \quad (2.28)$$

pex. se trabalhar a meia carga os valores de baixo multiplicam por 2 (que vem de 0.5^{-1})

Tabela 2.6 – Perdas por radiação a plena carga.

Tipo de caldeira	P_r [%] a plena carga
Piro e aquotubular para ≥ 5 MW	1,4
Piro e aquotubular entre 2 e 5 MW	1,6
Piro e aquotubular para ≤ 2 MW	2,0
Com refratário, piro tubular com topo seco e soleira em refratário	3,0
Água quente em ferro fundido	4,5

se trabalhar a plena carga dá estes valores

Da Tabela 2.6 acima, tiram-se as perdas correspondentes ao regime de plena carga. As perdas à carga parcial determinam-se segundo a proporção inversa da carga a que a caldeira opera, conforme se detalha na equação (2.28).

2.5.7 - Perda associada à purga.

$$P_p = \frac{\text{Energia contida na água de purga}}{\text{Energia contida no combustível}} \quad (2.29)$$

$$P_p = \frac{(h_p - h_{H_2O}) \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t} \left[100 - \sum_{i=1}^6 P_i \right]}{\left[(h_p - h_{H_2O}) \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t} + \left(1 - \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t} \right) (h_v - h_{H_2O}) \right]} \quad (2.30)$$

as outras perdas

Onde $\frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t}$ é a razão entre o caudal de purgas e o caudal de alimentação da caldeira, h_p é a entalpia das purgas após a recuperação de calor, h_{H_2O} é a entalpia da água de alimentação da caldeira e h_v é a entalpia do vapor produzido na caldeira.

Para se perceber melhor o significado da expressão anterior convém olhá-la com outra formulação

$$P_p = \frac{(h_p - h_{H_2O}) \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t}}{\left[(h_p - h_{H_2O}) \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t} + \left(1 - \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t} \right) (h_v - h_{H_2O}) \right] \left[100 - \sum_{i=1}^6 P_i \right]} \quad (2.31)$$

e constata-se que o denominador,

$$\frac{\left[(h_p - h_{H_2O}) \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t} + \left(1 - \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_t} \right) (h_v - h_{H_2O}) \right]}{\left[100 - \sum_{i=1}^6 P_i \right]} = \dot{m}_{comb} PCI \quad (2.32)$$

contabiliza a energia fornecida pelo combustível

Finalmente é possível calcular-se o rendimento da caldeira segundo,

$$\eta_{cald} = 1 - \sum_{i=1}^7 P_i \quad (2.33)$$

3 - MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA

3.1 – Introdução.

Os motores de combustão interna são máquinas térmicas em que a libertação da energia térmica que será posteriormente convertida em trabalho ocorre no interior dos motores. O fluido de trabalho para conseguir tal desiderato é então uma mistura de ar e combustível no seio da qual se desenrola uma reação de oxidação muito rápida, uma combustão. Nessa rápida reação liberta-se no interior do motor a energia térmica que posteriormente se converte noutra forma de energia, o trabalho. Não se recorre assim a qualquer componente externo onde pudesse ocorrer a combustão, tal como por exemplo uma caldeira e não há por isso quaisquer transferências térmicas através das paredes dos motores com o fito de transferir energia térmica ao fluido de trabalho.

Este modo de operação impõe contudo algumas limitações aos combustíveis que podem ser usados nestas máquinas. Têm de ser combustíveis que queimem num tempo limitado e de um modo que seja adequado ao funcionamento destes motores. Por outro lado como consequência da reação de combustão que tem lugar no seio do fluido de trabalho, uma mistura de ar e combustível, formam-se produtos de combustão que terão de ser posteriormente substituídos por uma nova mistura de ar e combustível de modo a que o motor possa operar ciclicamente.

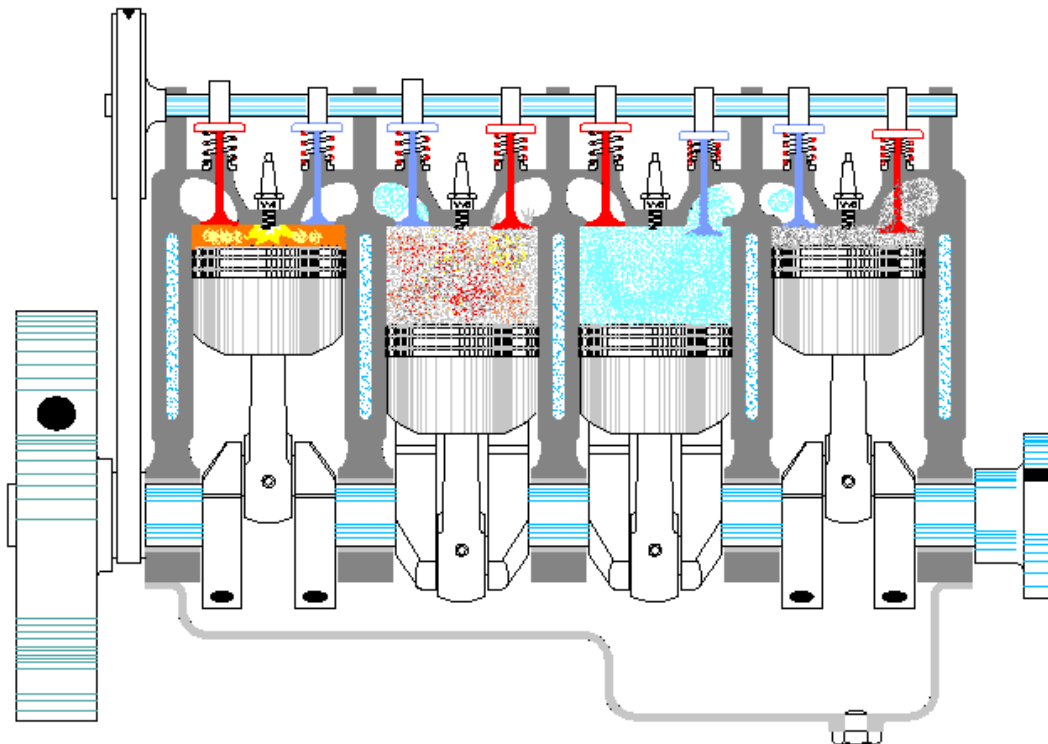


Figura 3.1 – Motor de combustão interna mostrado várias fases do ciclo. As válvulas de admissão estão a azul e as válvulas de escape a vermelho. Esta é a configuração mais comum deste tipo de motores alternativos, quatro cilindros em linha.

O fato de a reação de combustão ter lugar no interior dos motores térmicos torna-os muito compactos e simples de modo que se tornaram as máquinas térmicas motoras

preferidas em sistemas de transporte, para pequenas aplicações estacionárias e mesmo nalgumas gamas de máquinas estacionárias de maiores dimensões.

Por outro lado a configuração geométrica melhor sucedida foi a de uma combinação de vários cilindros com um êmbolo que se move alternativamente no seu interior. O fluido de trabalho, ar ou mistura de ar e combustível, entra por válvulas ou janelas e no final do processo os gases produto da combustão são igualmente expelidos por válvulas ou janelas. No intervalo entre estas duas fases extremas do ciclo, o fluido de trabalho passa por uma série de estados termodinâmicos, que serão posteriormente descritos e devidamente identificados no estudo que se segue.

Os motores de combustão interna classificam-se seguindo os critérios que se apresentam:

- Consoante o modo de se inflamar a mistura, se por via de ignição por faísca, motores Otto, ou se por ignição por compressão, motores Diesel;
- Consoante a duração do ciclo operatório, isto é se o ciclo dura dois percursos do êmbolo, motores a dois tempos, ou se o ciclo dura quatro percursos do êmbolo, motores a quatro tempos;
- Natureza do combustível usado, gasolina, álcool, gasóleo, gás natural, duplo combustível, multi-combustível, flexível;
- Tipo de alimentação do ar, se aspirado, se sobrealimentado, se turbo comprimido;
- Alimentação do combustível, se por carburação, se por injeção indireta (na conduta de admissão) se por injeção direta (no interior do cilindro);
- Regulação da carga, por variação da composição da mistura reagente, por regulação da quantidade de mistura introduzida no cilindro ou se por uma combinação das duas técnicas anteriores;
- Tipo de movimento do motor, se alternativo, se rotativo ou se oscilante;
- Tipo de sistema de arrefecimento, se a ar, se a água, ou se o motor é adiabático.

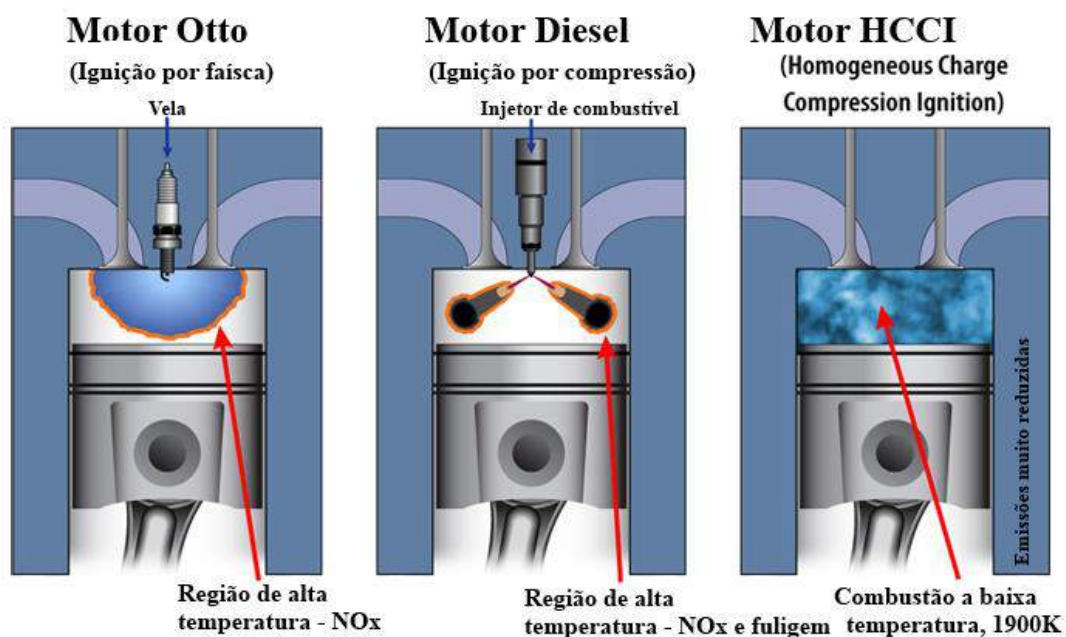


Figura 3.2 – Tipos de motores de combustão interna.

O modo de ignição da mistura reagente é talvez o principal critério de classificação dos motores de combustão interna. Nos motores de ignição por faísca, ou motores Otto, a descarga de uma faísca entre dois elétrodos de uma vela dá início à reação de combustão. Os combustíveis adequados a estes motores têm geralmente uma queima rápida mas em simultâneo deverão ter um atraso de autoignição suficientemente longo para não começarem a queimar antes do momento da introdução da faísca. Nos motores de ignição por compressão, ou motores Diesel, a ignição dá-se imediatamente após a injeção no interior do cilindro, do combustível finamente pulverizado. Os combustíveis adequados a estes motores têm uma queima mais lenta e em simultâneo deverão ter um atraso de autoignição suficientemente curto para começarem a queimar tão logo são injetados no interior do cilindro.

No entanto, antes de se entrar em mais detalhes quanto ao funcionamento destes motores, convirá analisar termodinamicamente os ciclos ideais de referência dos motores de combustão interna.

3.2 - Os ciclos motores padrão a ar dos motores alternativos de combustão interna.

alternativo i.e. movimento de translação repetitivo (em oposição aos motores rotativos de C.I.)

3.2.1 - Introdução.

Na análise dos motores alternativos de combustão interna é necessário começar pela análise dos ciclos termodinâmicos de referência. Para tal vão ser estudados em primeiro lugar ciclos em que o fluido de trabalho é um gás perfeito ou uma mistura de gases perfeitos evoluindo no interior de um cilindro com êmbolo que se movimenta alternativamente, impondo-se ao fluido de trabalho uma sucessão de processos termodinâmicos. Estas máquinas, designadas genericamente por máquinas alternativas, apresentam vantagens metalúrgicas comparativamente àquelas em que o processo termodinâmico decorre em regime permanente, porque o fluido de trabalho apenas atinge máximos de temperatura em momentos particulares do ciclo, durante uma pequena fração de tempo. É então possível trabalhar-se com temperaturas máximas superiores às encontradas nas turbinas de vapor ou de gás.

Por outro lado, nestes motores o calor é adicionado ao fluido de trabalho mediante a combustão de um combustível no seio do motor (isto é no interior dos cilindros), não sendo necessárias grandes superfícies de transferência de calor (caldeiras, permutadores de calor), e o processo é extremamente rápido o que permite a realização de motores muito compactos.

Em face do exposto, constata-se que nos motores alternativos de combustão interna há uma mudança da composição do fluido de trabalho. Numa primeira fase o cilindro conterá uma mistura ar/combustível ou apenas ar, seguindo-se depois uma fase de inflamação dessa mistura por meio de uma faísca ou por meio da injeção de combustível finamente pulverizado, após o que se seguirá a evolução dos produtos da combustão. Finalizada esta sequência de processos serão os produtos de combustão rejeitados para o exterior admitindo-se seguidamente uma nova quantidade de mistura fresca ou ar. Não existe um ciclo termodinâmico na verdadeira aceção da palavra, de modo que serão

necessárias certas alterações, para se efetuar um estudo termodinâmico simplificado destas máquinas, por recurso ao conceito de sistema termodinâmico a evoluir segundo um ciclo. Neste estudo simplificado serão analisados os ciclos motores padrões a ar dos motores alternativos de combustão interna. Nestes ciclos padrões, o fluido de trabalho será exclusivamente o ar, que evoluirá ciclicamente no interior do cilindro, trocando calor e trabalho com o exterior. Os pressupostos em que se baseiam tais ciclos são os seguintes:

- O fluido de trabalho é constituído por uma massa fixa de ar (sistema termodinâmico), considerado gás perfeito;

- Deixa de haver o processo de combustão, a rejeição dos produtos da combustão e a admissão da mistura fresca ou só de ar. As trocas caloríficas realizam-se com fontes térmicas exteriores ao sistema termodinâmico em estudo;

- Admitem-se normalmente calores específicos constantes e adotam-se os valores médios entre 0 e 100 °C. Assim ter-se-ão, $c_v = 718 \text{ J/(kg K)}$, $c_p = 1005 \text{ J/(kg K)}$ e a constante adiabática $\gamma = c_p/c_v = 1,4$.

Da relação de Mayer obtém-se,

$$c_p - c_v = R = 287 \text{ J/(kg K)} \quad (3.1)$$

Naturalmente que, sob o ponto de vista qualitativo, os resultados desta primeira análise diferirão bastante dos obtidos num caso real. Porém, qualitativamente, as conclusões obtidas serão igualmente válidas na realidade.

3.2.2 - Pressão média de um ciclo.

Define-se pressão média de um ciclo como sendo a pressão constante para o qual o trabalho produzido iguala o do ciclo.

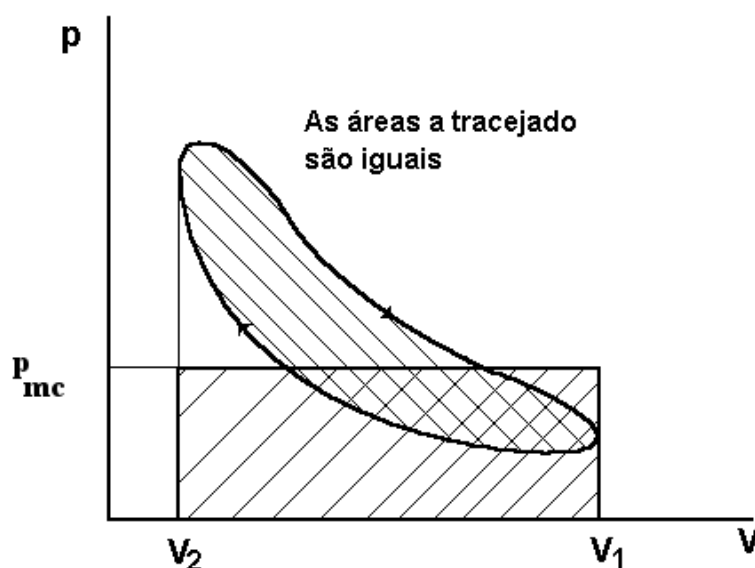


Figura3.3 – A definição da pressão média de um ciclo motor.

$$W = -\oint p \, dV = -p_{mc}(V_1 - V_2) \quad (3.2)$$

$$w = -\oint p \, dv = -p_{mc}(v_1 - v_2) \quad (3.3)$$

Desta expressão constata-se que um ciclo motor com uma pressão média elevada produzirá, por unidade de volume varrido, uma maior quantidade de trabalho. Para trabalhos líquidos iguais um motor será tanto mais compacto quanto maior for a sua pressão média, sendo menores os atritos internos e irreversibilidades. Pelo contrário, uma pressão média baixa indica que o motor em causa terá grandes dimensões sendo mais sensível às irreversibilidades pelo que o salto do ciclo teórico para o prático irá acarretar maiores degradações no seu desempenho.

Em termos práticos poder-se-á dizer que um motor será mais compacto quanto maior for a sua p_{mc} pois assim serão menores os atritos. Uma p_{mc} baixa significa um maior curso do êmbolo ou seja maiores atritos.

3.2.3 - O ciclo motor padrão a ar Otto ou ciclo de combustão a volume constante.

Este é o ciclo padrão para os motores de inflamação por faísca também designados corrente, mas erradamente, por motores de explosão.

Para simplicidade de exposição considerar-se-á tanto neste ciclo como nos seguintes apenas a evolução da unidade de massa do fluido de trabalho (ar).

As evoluções constituintes do ciclo são as seguintes:

- 1→2 - Compressão adiabática reversível do ar (isentrópica);
- 2→3 - Aquecimento isométrico reversível do ar;
- 3→4 - Expansão adiabática reversível do ar;
- 4→1 - Arrefecimento isométrico reversível do ar.

Da definição de rendimento térmico de um motor ter-se-á para o ciclo Otto,

$$\eta_{to} = -\frac{w}{q_A} \quad (3.4)$$

onde, $q_A = {}_2q_3 = c_v(T_3 - T_2)$ e pela primeira lei da termodinâmica para um sistema a evoluir ciclicamente, $w = -q_A - q_B$ sendo $q_B = {}_4q_1 = c_v(T_1 - T_4)$. Então o trabalho do ciclo será,

$$w = -[c_v(T_3 - T_2) + c_v(T_1 - T_4)] \quad (3.5)$$

Substituindo na equação do rendimento térmico,

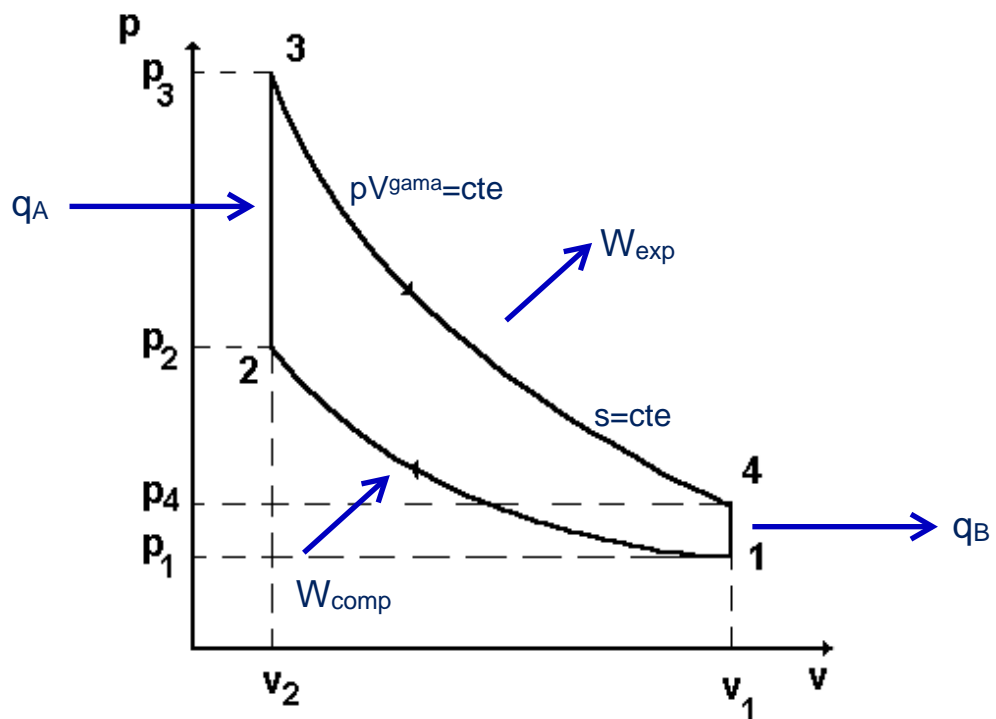


Figura 3.4 – Ciclo de Otto no diagrama p - V .

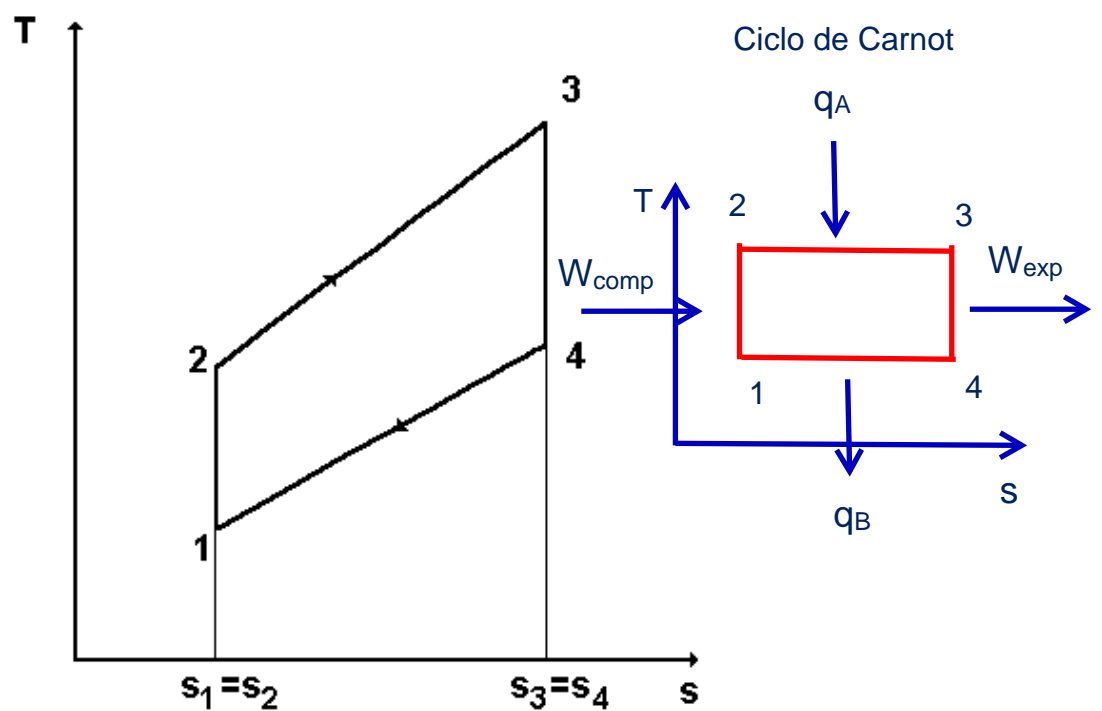


Figura 3.5 – Ciclo de Otto no diagrama T - s .

$$\eta_{io} = \frac{(T_3 - T_2) + (T_1 - T_4)}{(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \quad (3.6)$$

Atendendo a que os processos 1→2 e 3→4 são isentrópicos,

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1} \quad \text{e} \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{\gamma-1} \quad (3.7)$$

e sabendo ainda que para os processos isométricos 2→3 e 4→1 são válidas as igualdades, $v_2 = v_3$ e $v_4 = v_1$, obtém-se a seguinte relação,

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1} \quad (3.8)$$

de modo que,

$$\eta_{io} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \quad (3.9)$$

Definindo-se a razão de compressão do ciclo como,

$$r_v = \frac{v_1}{v_2} \quad (3.10)$$

então, $\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{r_v^{\gamma-1}}$, o que permite concluir que,

$$\eta_{io} = 1 - \frac{1}{r_v^{\gamma-1}} \quad (3.11)$$

Desta expressão vê-se que o rendimento térmico do ciclo Otto depende unicamente da razão de compressão, aumentando com esta. Nem o estado inicial nem a temperatura máxima do ciclo, dependente de q_A , influenciam o rendimento térmico.

Como $\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1}$ também é verdade que $\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$ e portanto $\frac{T_3}{T_4} = \frac{1}{r_v^{\gamma-1}}$ de modo que,

$$\eta_{io} = \frac{T_3 - T_4}{T_3} \quad (3.12)$$

Comparando esta última expressão referente ao rendimento térmico do ciclo Otto com a do rendimento térmico do ciclo de Carnot, a operar entre as mesmas temperaturas extremas, T_1 e T_3 ,

$$\eta_{IC} = \frac{T_3 - T_1}{T_3} \quad (3.13)$$

como $T_4 > T_1$, verifica-se que $\eta_{IC} > \eta_{IO}$, o que é muito natural visto as trocas de calor com as fontes térmicas não serem, para o ciclo Otto, isotérmicas.

O trabalho realizado pelo ciclo poderá ser aumentado por um lado, através do incremento do rendimento térmico (ou, o que é o mesmo, através do aumento da razão de compressão) e por outro lado, através do incremento da quantidade de calor fornecida pela fonte quente (equivale a aumentar T_3).

Dado que o aumento da razão de compressão, r_v , aumenta o rendimento térmico poder-se-ia pensar que na prática se trabalham com altas taxas de compressão. Na verdade não é aconselhável operar-se com razões de compressão superiores a 12 pois acima destes valores verifica-se a inflamação espontânea da mistura reagente antes de o êmbolo atingir uma posição conveniente, podendo originar graves prejuízos aos componentes do motor. A razão de compressão a adotar vem dependente das qualidades antidetonantes do combustível a utilizar e da pressão máxima possível (normalmente da ordem das 50 atm) para o motor.

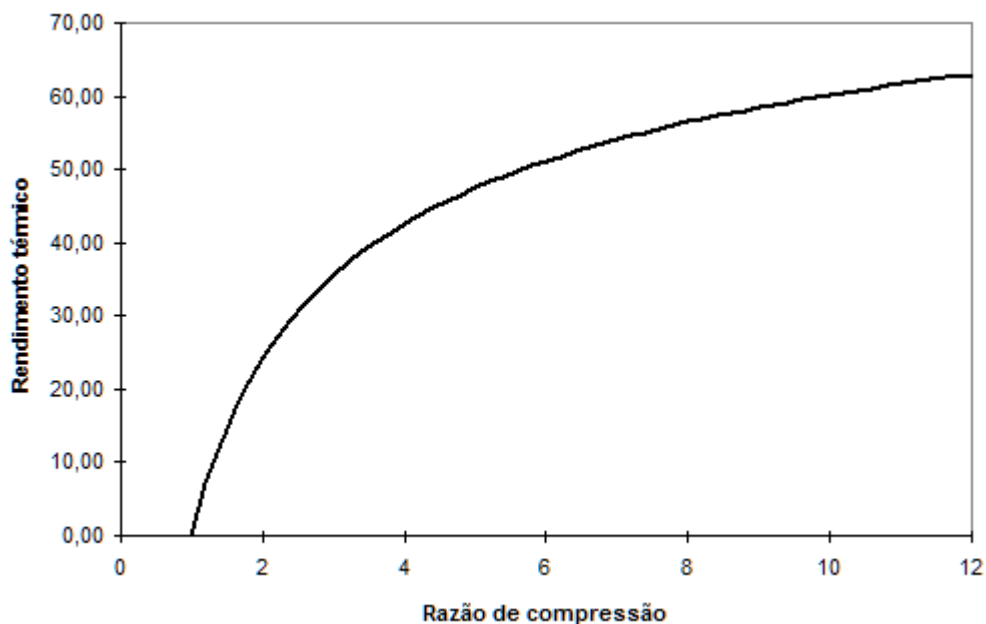


Figura 3.6 – Evolução do rendimento térmico do Ciclo Otto com a razão de compressão.

3.2.4 - Algumas particularidades do ciclo Otto.

No caso do Ciclo Otto, onde o rendimento térmico depende unicamente da razão ou taxa de compressão, o trabalho debitado pelo ciclo já depende de outras condições operacionais. Com efeito,

$$\eta_{to} = -\frac{W}{Q_A} \Rightarrow W = -\eta_{to} Q_A = -m_{ar} q_A \left[1 - \frac{1}{r_v^{\gamma-1}} \right] \quad (3.14)$$

Olhando para a Figura 3.4 constata-se que subindo a taxa de compressão r_v sobe a pressão p_3 pois,

$$\frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2} \Rightarrow p_3 = p_2 \frac{T_3}{T_2} \Rightarrow p_3 - p_2 = p_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right) \Rightarrow \quad (3.15)$$

$$p_3 = p_2 + \frac{p_2}{T_2} (T_3 - T_2)$$

Com efeito, como

$$p_2 = p_1 r_v^\gamma \quad (3.16)$$

e

$$T_3 - T_2 = \frac{q_A}{c_v} \quad (3.17)$$

chega-se a

$$p_3 = p_1 r_v^\gamma + \frac{p_2 q_A}{T_2 c_v} \quad (3.18)$$

Além disso

$$p_2 v_2 = R T_2 \Rightarrow \frac{p_2}{T_2} = \frac{R}{v_2} \quad (3.19)$$

e

$$v_2 = \frac{v_1}{r_v} \quad (3.20)$$

e finalmente

$$p_3 = p_1 r_v^\gamma + \frac{R q_A}{c_v v_1} r_v \quad (3.21)$$

De

$$p_3 v_3 = R T_3 \quad (3.22)$$

e da equação (3.21) obtém-se,

$$T_3 = T_1 r_v^{\gamma-1} + \frac{q_A}{c_v} \quad (3.23)$$

Das equações (3.21) e (3.23) verifica-se que a pressão e temperatura máximas do ciclo dependem do calor fornecido ao ciclo. Na prática p_3 e T_3 são limitadas sendo que, $p_{3máx} \approx 50$ bar e $r_v = 8$ a 14.

Se a massa que evolui no interior do motor sobe de m para $m + \Delta m$,

$$p_1 = m \frac{R T_1}{V_1} \quad (3.24)$$

$$p_1' = (m + \Delta m) \frac{R T_1}{V_1} \quad (3.25)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma \quad (3.26)$$

$$\frac{p_2'}{p_1'} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma = \frac{1}{r_v^\gamma} \quad (3.27)$$

$$p_2' = (m + \Delta m) \frac{R T_1}{V_1} \frac{1}{r_v^\gamma} = (m + \Delta m) p_2 \quad (3.28)$$

A pressão no início do processo de receção de calor da fonte quente aumenta com o incremento da massa de ar que evolui no interior do ciclo.

Por outro lado

$$p_3 - p_2 = \frac{R}{c_v} \frac{q_A}{v_1} r_v = \frac{m}{m} \frac{R}{c_v} \frac{q_A}{v_1} r_v \Rightarrow p_3 - p_2 = \frac{R}{c_v} \frac{Q_A}{V_1} r_v \quad (3.29)$$

Ou seja $p_3 - p_2$ sobe com Q_A . E $Q_A = m q_A$ aumenta quer porque aumenta a massa m quer porque aumenta q_A . Isto na prática significa meter uma maior quantidade de reagentes no motor, melhorando o enchimento ou usando uma sobrepressão na admissão, ou aumentando o poder calorífico do combustível.

3.2.5 - Ciclo motor padrão a ar Diesel ou ciclo com combustão a pressão constante.

O ciclo Diesel é o ciclo motor padrão a ar dos motores de inflamação por compressão ou motores Diesel, sendo constituído pelas seguintes evoluções:

1→2 -Compressão adiabática reversível do ar (isentrópica);

2→3 -Aquecimento isobárico reversível do ar;

3→4 -Expansão adiabática reversível do ar;

4→1 -Arrefecimento isométrico reversível do ar.

O rendimento térmico será definido novamente pela mesma expressão,

$$\eta_{TD} = -\frac{w}{q_A} \quad (3.30)$$

onde agora se tem, $q_A = {}_2q_3 = c_p(T_3 - T_2)$ e $w = -q_A - q_B = -{}_2q_3 - {}_4q_1$, isto é, $w = -[c_p(T_3 - T_2) + c_v(T_1 - T_4)]$. Substituindo na expressão do rendimento térmico,

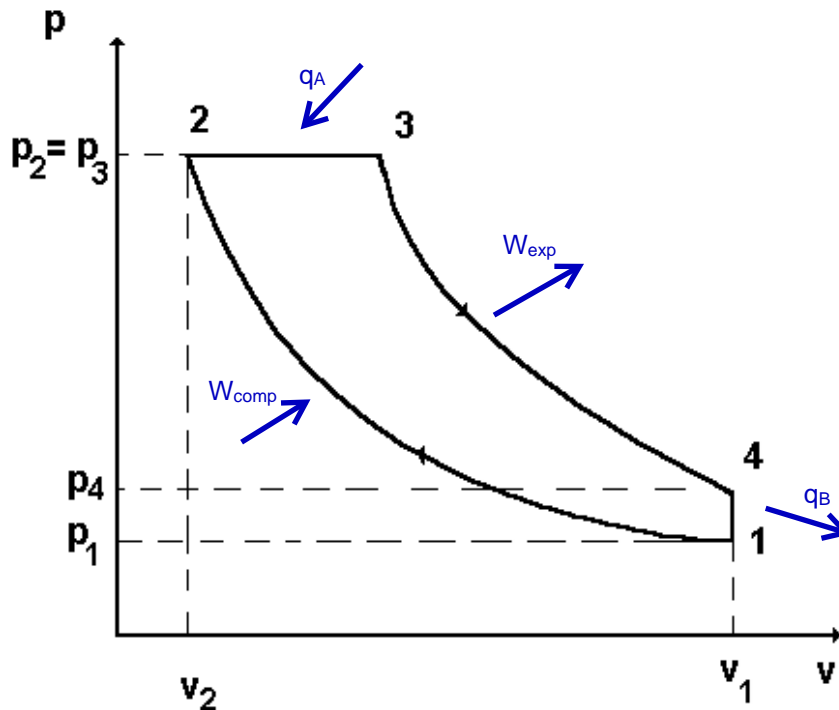


Figura 3.7 – Ciclo Diesel no diagrama $p - v$.

$$\eta_{TD} = \frac{c_p(T_3 - T_2) + c_v(T_1 - T_4)}{c_p(T_3 - T_2)} \quad (3.31)$$

$$\eta_{TD} = 1 - \frac{c_p}{c_v} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \quad (3.32)$$

continuando a definir a razão de compressão como $r_v = \frac{v_1}{v_2}$ e introduzindo agora um

novo parâmetro, a razão de combustão a pressão constante ou razão de corte,

$r_{cp} = \frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}$, dá-se uma forma mais simplificada à expressão do rendimento térmico.

Com efeito para os processos isentrópicos são válidas as igualdades $p_1v_1^\gamma = p_2v_2^\gamma$ e $p_3v_3^\gamma = p_4v_4^\gamma$ de modo que,

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^\gamma}{p_2 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^\gamma} = \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^\gamma = r_{cp}^\gamma \quad (3.33)$$

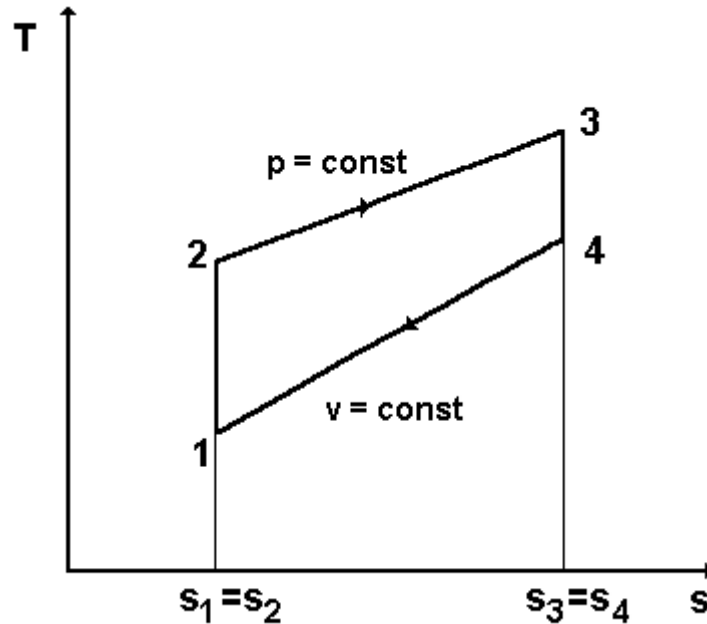


Figura 3.8 – Ciclo Diesel no diagrama $T - s$.

e como, $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma-1} = r_v^{\gamma-1}$, obtém-se finalmente,

$$\eta_{ID} = 1 - \frac{1}{r_v^{\gamma-1}} \left[\frac{r_{cp}^\gamma - 1}{\gamma(r_{cp} - 1)} \right] \quad (3.34)$$

Para o ciclo Diesel o rendimento térmico já não depende unicamente da razão de compressão, r_v , mas também da quantidade de calor fornecida ao ciclo através do parâmetro r_{cp} , razão de combustão a pressão constante.

Como o termo entre parenteses retos é superior à unidade (com exceção do caso em que $r_{cp} = 1$ quando se cai no ciclo Otto) o ciclo Diesel tem, para a mesma razão de compressão, rendimento térmico inferior ao ciclo Otto. No entanto, como se verá mais adiante não é correto fazerem-se comparações entre os ciclos Otto e Diesel para iguais razões de compressão já que este último, ao contrário do primeiro, funciona normalmente com razões de compressão entre 13 e 22.

Pode ver-se igualmente da equação (3.34) que consoante aumenta r_{cp} diminui o rendimento térmico do ciclo Diesel. A Figura 3.9 apresenta a evolução do rendimento térmico do ciclo Diesel em função de r_v e r_{cp} .

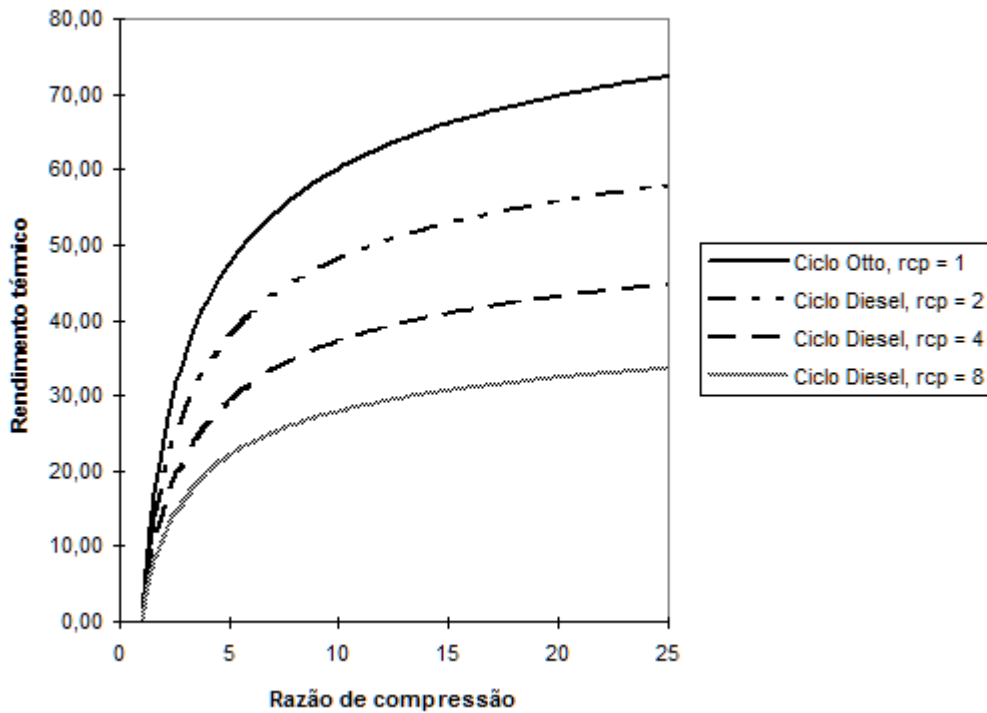


Figura 3.9 – Evolução do rendimento do Ciclo Diesel com a razão de compressão e a razão de corte.

3.2.6 - Algumas particularidades do ciclo Diesel.

Se para o motor Diesel,

$$\eta_{ID} = 1 - \frac{1}{r_v^{\gamma-1}} \left[\frac{r_{cp}^{\gamma} - 1}{\gamma(r_{cp} - 1)} \right] \quad (3.35)$$

então pode escrever-se que genericamente,

$$\eta_{ID} = f \left[r_v, r_{cp} = f_1(Q_A, T_1) \right] \quad (3.36)$$

Da equação (3.35) constata-se que se, $r_v \uparrow \Rightarrow \eta_{ID} \uparrow$. Os valores habituais para a razão de compressão do Diesel são, $13 \leq r_v \leq 25$.

Se a razão de combustão a pressão constante sobe, o rendimento térmico do ciclo Diesel baixa. Para a mesma taxa de compressão r_v , como o fator entre parenteses retos da equação (3.35) é superior à unidade o rendimento térmico do Diesel é inferior ao do Otto.

$$\left[\frac{r_{cp}^{\gamma} - 1}{\gamma(r_{cp} - 1)} \right] > 1 \Rightarrow \eta_{ID} < \eta_{IO} \quad (3.37)$$

Através de considerações termodinâmicas análogas às efetuadas para o motor Otto constata-se que se a temperatura T_1 no início do ciclo subir, o rendimento do ciclo Diesel sobe. Contudo, uma subida excessiva de T_1 levará a uma diminuição da densidade do ar o que equivale a um pior enchimento do cilindro resultando daí uma queda do trabalho do ciclo. A queda do trabalho é superior ao aumento de rendimento e portanto o resultado final é pouco conveniente.

3.2.7 - O ciclo misto ou de Sabathié.

Apenas os motores Diesel lentos apresentam condições teóricas de funcionamento semelhantes às verificadas para o ciclo padrão Diesel. Quando se trata de motores Diesel rápidos o seu funcionamento aproxima-se do de um ciclo híbrido, misto de Otto e Diesel, isto é, um ciclo em que as trocas caloríficas com a fonte quente se repartem entre uma isométrica e uma isobárica. Tal ciclo, conhecido como ciclo misto ou de Sabathié, é constituído pelas seguintes evoluções:

- 1→2 -Compressão adiabática reversível do ar (isentrópica);
- 2→3 -Aquecimento isométrico reversível do ar;
- 3→4 -Aquecimento isobárico reversível do ar;
- 4→5 -Expansão adiabática reversível do ar;
- 5→1 -Arrefecimento isométrico reversível do ar.

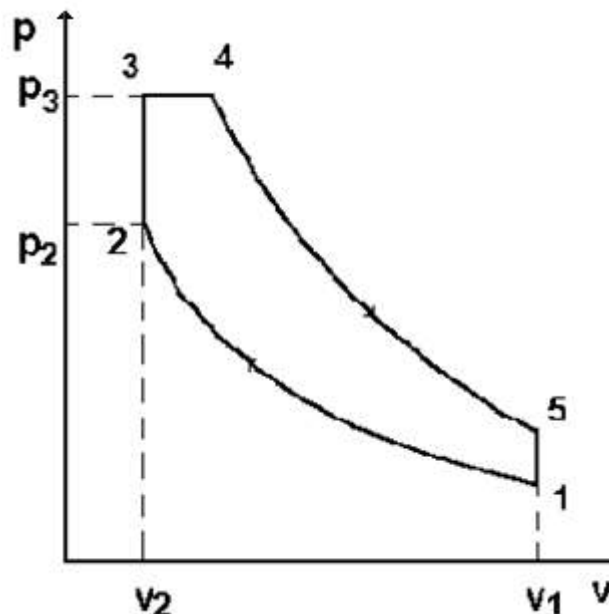


Figura 3.10 – Ciclo misto ou de Sabathié no diagrama $p - V$.

Define-se igualmente o rendimento térmico do ciclo misto como,

$$\eta_{is} = -\frac{w}{q_A} \quad (3.38)$$

onde, $q_A = q'_A + q''_A$ e,

$$q'_A = {}_2q_3 = c_v(T_3 - T_2) \quad (3.39)$$

$$q''_A = {}_3q_4 = c_p(T_4 - T_3) \quad (3.40)$$

e,

$$w = -q_A - q_B = -[c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3) + c_v(T_1 - T_5)] \quad (3.41)$$

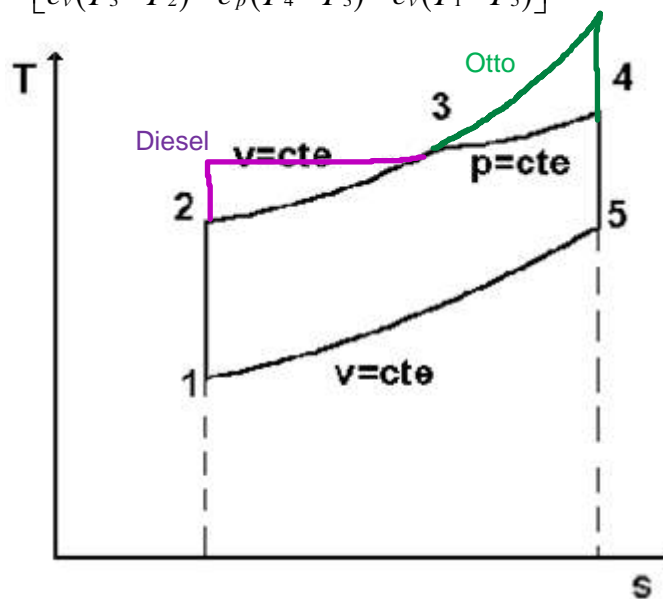


Figura 3.11 – Ciclo misto ou de Sabathié no diagrama $T - s$.

de modo que,

$$\eta_{is} = \frac{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3) + c_v(T_1 - T_5)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)} \quad (3.42)$$

$$\eta_{is} = 1 - \frac{(T_5 - T_1)}{(T_3 - T_2) + \gamma (T_4 - T_3)} \quad (3.43)$$

$$\eta_{is} = 1 - \frac{\left(\frac{T_5}{T_1} - 1\right)}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right) + \gamma \frac{T_3}{T_2} \left(\frac{T_4}{T_3} - 1\right)} \quad (3.44)$$

Continuando a empregar os parâmetros:

- Razão de compressão, $r_v = \frac{v_1}{v_2}$ de modo que, $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} = r_v^{\gamma-1}$;

- Razão de combustão a pressão constante, $r_{cp} = \frac{v_4}{v_3} = \frac{T_4}{T_3}$;

e introduzindo um novo parâmetro, a razão de combustão a volume constante, $r_{cv} = \frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2}$, pode-se dar uma forma mais simples à equação do rendimento térmico.

Sendo válidas as seguintes igualdades, $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1}$ e $\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_5}\right)^{\gamma-1}$,

$$\frac{T_5}{T_1} = \frac{T_4}{T_2} \left(\frac{v_4}{v_2}\right)^{\gamma-1} \quad (3.45)$$

e como $v_2=v_3$,

$$\frac{T_5}{T_1} = \frac{T_4}{T_3} \frac{T_3}{T_2} \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{\gamma-1} = r_{cp}^{\gamma} r_{cv} \quad (3.46)$$

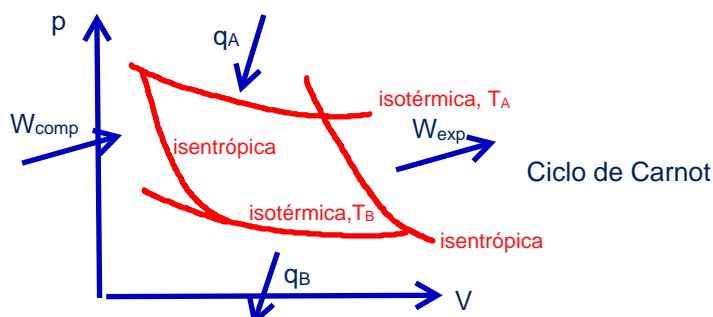
finalmente,

$$\eta_{ts} = 1 - \frac{1}{r_v^{\gamma-1}} \left[\frac{r_{cp}^{\gamma} r_{cv} - 1}{(r_{cv} - 1) + \gamma r_{cv} (r_{cp} - 1)} \right] \quad (3.47)$$

Analisando esta equação vê-se que quando $r_{cv} \rightarrow 1$, isto é, quando se reduz o calor fornecido a volume constante, o ciclo aproxima-se do ciclo Diesel e para o caso limite de $r_{cv} = 1$ o rendimento térmico do ciclo de Sabathiée iguala o do ciclo Diesel. Pelo contrário, quando $r_{cp} \rightarrow 1$ o ciclo Sabathiée tende para o ciclo Otto e no limite, quando $r_{cp} = 1$, o rendimento térmico de ciclo de Sabathiée iguala o do ciclo Otto. Pode pois afirmar-se que os ciclos Otto e Diesel são casos particulares de um ciclo mais geral, o ciclo misto ou de Sabathiée. Conclui-se também que para a mesma razão de compressão, o rendimento térmico do ciclo de Sabathiée é superior ao do ciclo Diesel e inferior ao do ciclo Otto.

3.2.8 - Algumas particularidades do ciclo de Sabathiée.

Retomando a expressão do rendimento térmico do ciclo misto ou de Sabathiée,



$$\eta_{ts} = 1 - \frac{1}{r_v^{\gamma-1}} \left[\frac{r_{cp}^{\gamma} r_{cv} - 1}{(r_{cv} - 1) + \gamma r_{cv} (r_{cp} - 1)} \right] \quad (3.48)$$

isto é genericamente,

$$\eta_{ts} = f [r_v, r_{cv}, r_{cp}] \quad (3.49)$$

O rendimento térmico do ciclo η_{ts} aumenta com a razão de compressão r_v , com a razão de combustão a volume constante r_{cv} e diminui com a razão de combustão a pressão constante r_{cp} .

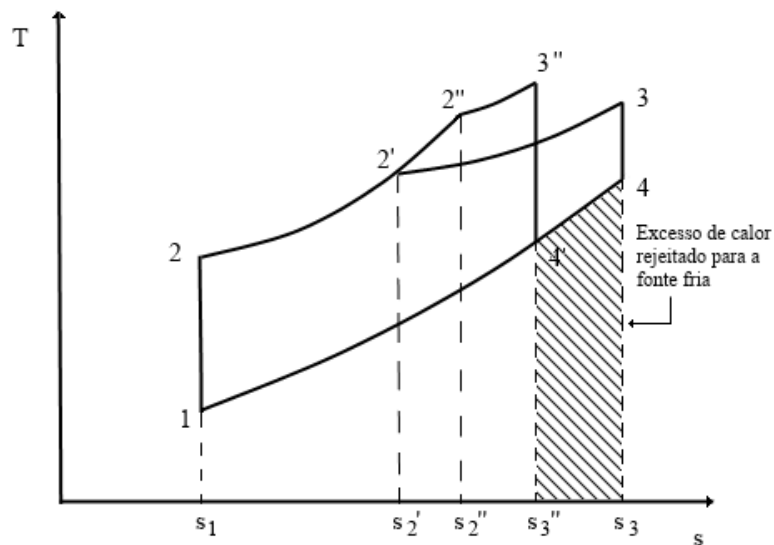


Figura 3.12 – Efeito do excesso de calor rejeitado no rendimento do ciclo de Sabathié.

Pode dizer-se que, como o Ciclo de Sabathié é uma mistura dos ciclos Otto e Diesel, o seu rendimento térmico é uma média ponderada dos rendimentos térmicos dos dois ciclos, Otto e Diesel, sendo que o fator de ponderação é a repartição do calor fornecido ao ciclo pelas duas evoluções de troca térmica com a fonte quente, a isométrica e a isobárica.

$$\eta_{ts} = \alpha \eta_{to} + (1 - \alpha) \eta_{td} \quad (3.50)$$

com

$$\alpha = \frac{Q_A'}{Q_A} \quad (3.51)$$

e

$$Q_A = Q_A' (v = \text{constante}) + Q_A'' (p = \text{constante}) \quad (3.52)$$

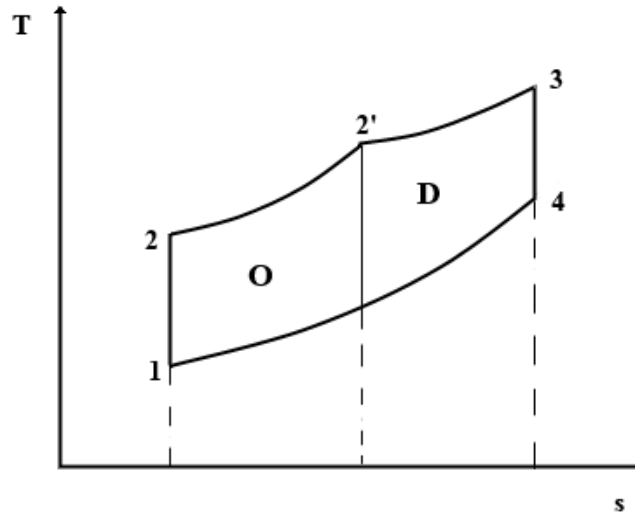


Figura 3.13 – O ciclo de Sabathié como uma combinação do ciclo Otto e do ciclo Diesel.

Subindo a razão α aumenta o rendimento térmico do ciclo de Sabathié η_{ts} . Por outro lado, para um α constante, quando Q_A cresce, desce o η_{ts} .

Mais uma vez, como na equação (3.48) o fator entre parenteses retos é superior à unidade, o rendimento térmico do ciclo de Sabathié é inferior ao rendimento térmico do ciclo Otto para a mesma razão ou taxa de compressão.

$$\left[\frac{r_{cp}^\gamma r_{cv} - 1}{(r_{cv} - 1) + \gamma r_{cv} (r_{cp} - 1)} \right] > 1 \Rightarrow \eta_{ts} < \eta_{to} \quad (3.53)$$

3.2.9 - Comparação dos três ciclos.

Para se terem indicações do valor relativo dos três ciclos estudados (Otto, Diesel e Sabathié) procede-se agora a uma comparação gráfica dos mesmos.

Admitem-se as mesmas condições iniciais (ponto 1), a mesma razão de compressão e a mesma quantidade de calor fornecida. A Figura 3.14 mostra os três ciclos nestas condições,

Atendendo à igualdade das quantidades de calor fornecidas aos três ciclos, verifica-se no diagrama $T-s$ uma igualdade entre as áreas correspondentes

$$[a,2,3O,b,a] = [a,2,3D,d,a] = [a,2,3S,c,a] \quad (3.54)$$

às referidas quantidades de calor. Do mesmo diagrama se observa que o valor rejeitado para a fonte fria por cada um dos ciclos é diferente,

$$[a,1,4O,b,a] < [a,1,4S,c,a] < [a,1,4D,d,a] \quad (3.55)$$

e como $\eta_t = 1 - \frac{|q_B|}{|q_A|}$ conclui-se que,

$$\eta_o > \eta_s > \eta_D \quad (3.56)$$

Como foi atrás referido, estas comparações não permitem tirar ilações realistas pois há que se considerar que os motores Otto admitem raramente razões de compressão superiores a 10 ao passo que o motor Diesel trabalha com valores compreendidos entre 13 e 22. De acordo com a gama de razões de compressão realmente admissíveis os rendimentos térmicos teóricos destes ciclos serão os que se apresentam na Figura 3.15.

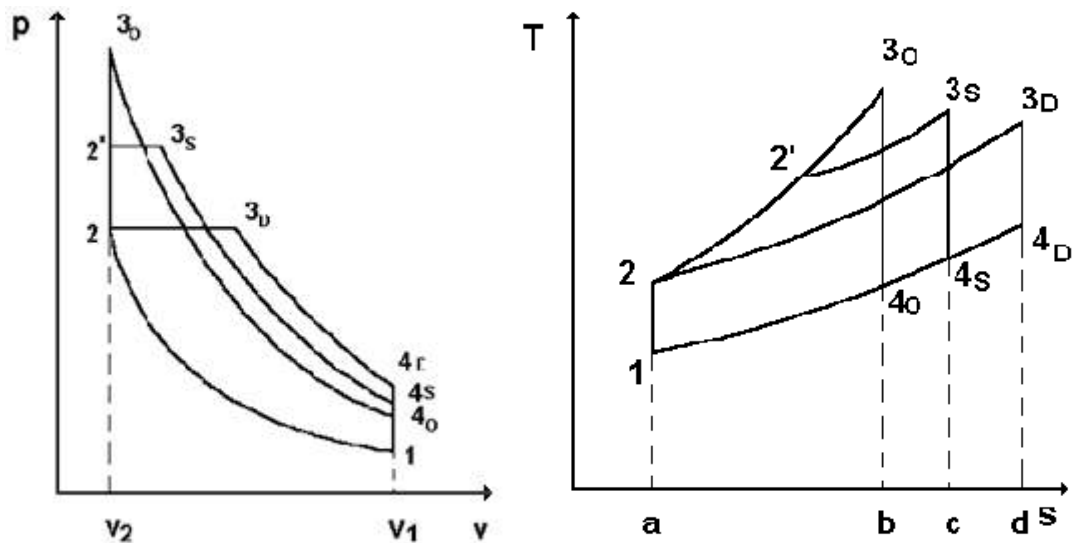


Figura 3.14 – Comparação dos três ciclos nos diagrama $p - V$ e $T - s$ para a mesma razão de compressão.

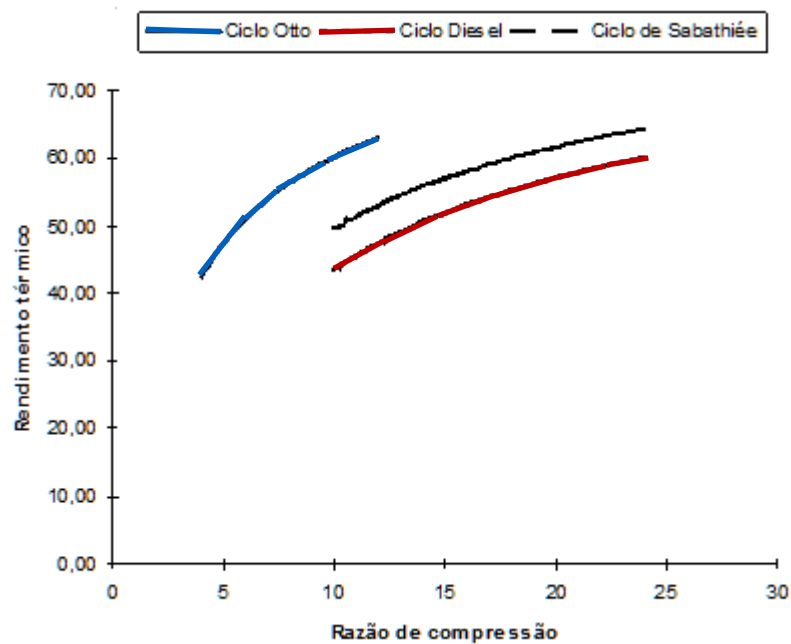


Figura 3.15 – Comparação dos três ciclos em função da razão de compressão.

Uma comparação mais aceitável será aquela em que se admitem as mesmas condições iniciais, a mesma pressão máxima e a mesma quantidade de calor fornecida, Figura 3.16,

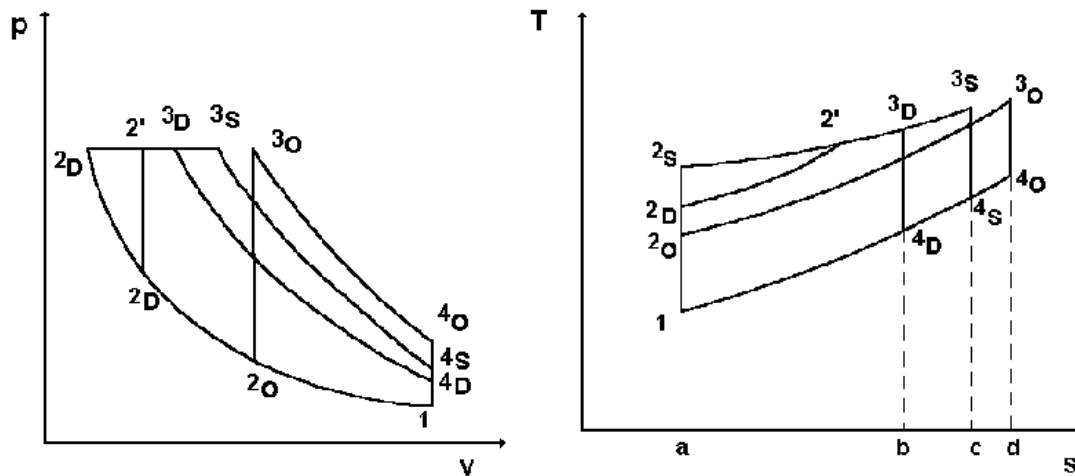


Figura 3.16 – Posicionamento relativo dos três ciclos nos diagrama $p - V$ e $T - s$ para as mesmas condições iniciais, a mesma pressão máxima e o mesmo calor fornecido.

Sendo a quantidade de calor fornecida idêntica para todos os ciclos,

$$[a, 2D, 3D, b, a] = [a, 2S, 3S, c, a] = [a, 2O, 3O, d, a] \quad (3.57)$$

ao passo que, para a quantidade de calor rejeitada se verifica,

$$[a, 1, 4D, b, a] < [a, 1, 4S, c, a] < [a, 1, 4O, d, a] \quad (3.58)$$

isto é,

$$\eta_D > \eta_S > \eta_O \quad (3.59)$$

resultado mais adequado à realidade.

Finalizando, chama-se mais uma vez a atenção do leitor para o facto de que a análise efetuada é unicamente válida para ciclos ideais reversíveis. Nos ciclos reais, o fluido de trabalho ainda que possa, com pequena margem de erro, ser considerado um gás perfeito, não apresenta calores específicos constantes o que reduz a temperatura e pressão máximas atingidas no ciclo. Devido aos atritos e às trocas caloríficas com as paredes dos cilindros, as compressões e expansões idealmente isentrópicas passam a evoluções politrópicas irreversíveis, aumentando-se ainda mais o desvio entre o ciclo padrão e o ciclo real. A existência de uma reação química altamente irreversível, a combustão, no seio do fluido de trabalho, aliada ao facto de que esta reação necessita de um intervalo de tempo finito para que se possa de facto dar, afasta ainda mais os ciclos reais dos ciclos padrões. Finalmente é preciso levar-se em conta as perdas mecânicas associadas aos mecanismos componentes dos motores reais.

3.3 - Ciclo indicado.

3.3.1 – Introdução.

O passo seguinte no estudo do funcionamento dos motores de combustão interna será a análise da evolução do que se passa realmente no interior do cilindro. Para tal desenvolveram-se mecanismos como o que está indicado na Figura 3.17 e que se chama indicador, sendo que o ciclo daí resultante se designa por ciclo indicado.

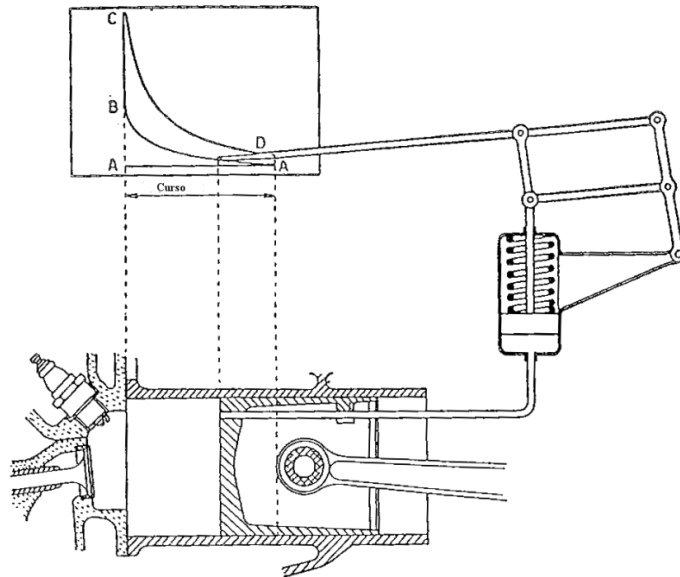


Figura 3.17 – A obtenção de um ciclo indicado

Nas figuras seguintes, Figuras 3.18 e 3.19 mostram-se esquemas de outros indicadores que foram ao longo dos anos utilizados com o objetivo de se obterem os ciclos indicados dos vários motores alternativos de combustão interna.

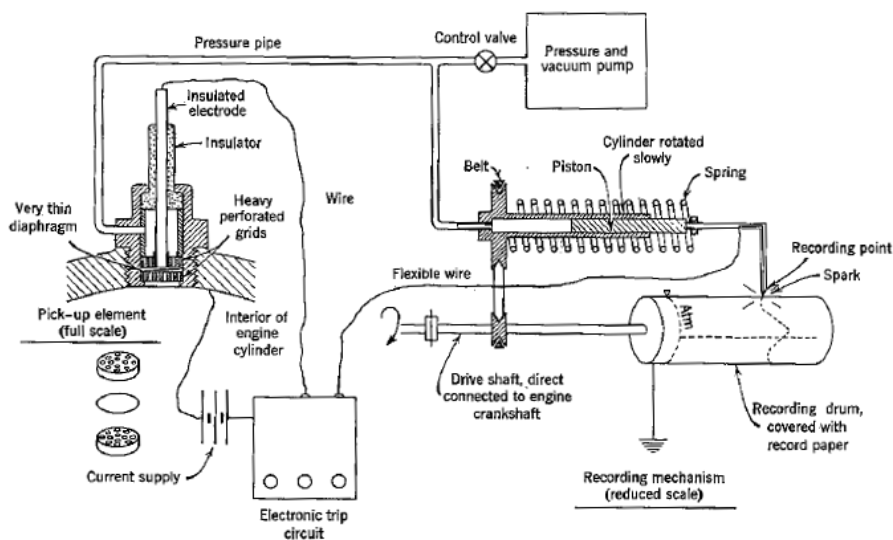


Diagram showing arrangement of MIT balanced-diaphragm indicator units.

Figura 3.18 - Indicador utilizado no MIT.

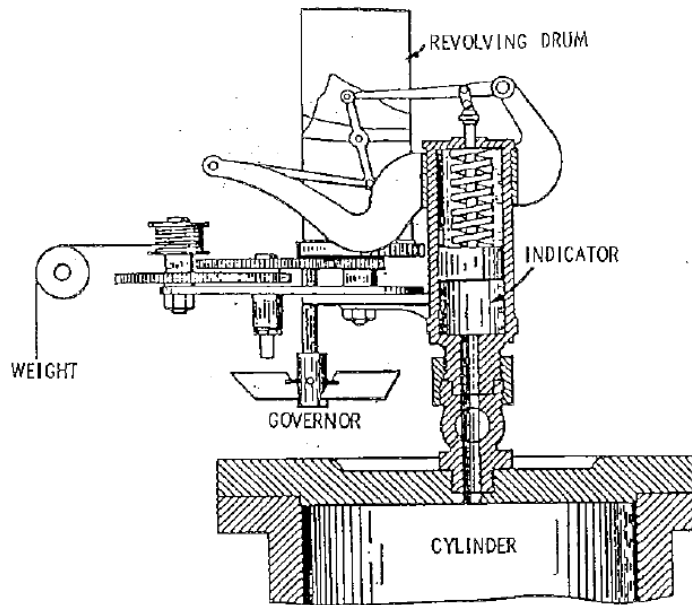


Figura 3.19 – Outro tipo de indicador.

3.3.2 - Ciclo Otto indicado.

O resultado da leitura do que se passa no interior do cilindro de um motor Otto apresenta-se no diagrama $p - V$ da Figura 3.20.

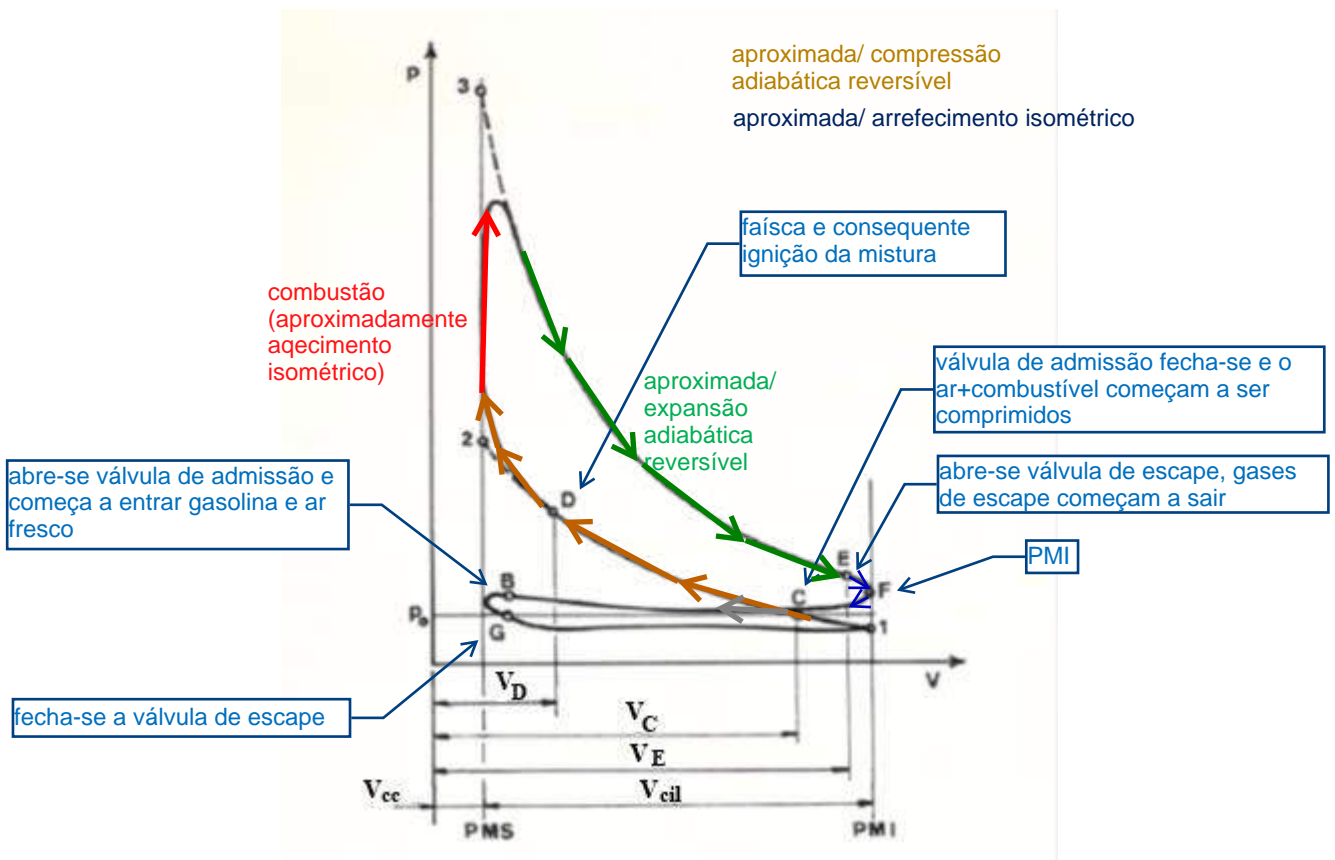


Figura 3.20 – Comparação entre o ciclo Otto indicado e o ciclo Otto padrão a ar.

Enquanto no ciclo motor a padrão a ar a massa do fluido de trabalho, o ar, era invariável, na situação real há que admitir ao cilindro mistura fresca na fase inicial do ciclo e há que rejeitar, na fase final, os produtos da combustão. Por outro lado não há trocas caloríficas com a fonte quente, mas sim uma reação de combustão no seio da mistura gasosa existente no interior do cilindro. Em suma, há a necessidade de se realizarem os seguintes processos:

- Aspiração do fluido fresco, que é uma mistura de ar e combustível;
- Realização da compressão da mistura e sua ignição;
- Realização da combustão da mistura reagente e subsequente expansão dos produtos gasosos da combustão;
- Escape dos gases queimados e admissão de nova mistura fresca.

A cada um destes processos corresponde uma fase do ciclo, ou percurso do êmbolo, se aquele for a quatro tempos, como se dá entender na Figura 3.20.

Então, tendo em conta o ciclo indicado apresentado na Figura 3.20, e considerando que os gases de combustão estão em expansão após a combustão, no final da fase de expansão, linha a cheio superior do ciclo, no ponto E abre-se a válvula de escape e os gases queimados começam a sair para a conduta de escape. Entretanto, continuando a sua descida, o êmbolo atinge o PMI no ponto F. Seguidamente o êmbolo inverte a direção do seu deslocamento e começa a caminhar para o PMS, empurrando os gases queimados para fora do cilindro. Porém, antes do êmbolo atingir o PMS verifica-se a abertura antecipada da válvula de admissão no ponto B, e portanto em simultâneo com a expulsão dos gases queimados, inicia-se a admissão de nova mistura fresca. A admissão da mistura fresca desenrola-se assim durante o percurso B-G-C. Com efeito a admissão dá-se na fase final da subida ao PMS, durante toda a posterior descida do PMS ao PMI e após atingido o PMI, ponto 1 do ciclo, a válvula de admissão ainda continua aberta e só fecha quando o êmbolo já está novamente a subir em direção ao PMS, mais precisamente no ponto C. Repare-se pois que entre os pontos B e G, isto é na vizinhança do PMS as válvulas de admissão e escape estão simultaneamente abertas. Diz-se que nesta fase do ciclo há cruzamento de válvulas, devido à abertura antecipada da válvula de admissão no ponto B e devido ao fecho atrasado da válvula de escape no ponto G. O fecho da válvula de escape ocorre pois na descida do êmbolo do PMS para o PMI enquanto o fecho da válvula de admissão ocorre no ponto E, quando o êmbolo já sobe novamente ao PMI para comprimir a mistura fresca.

Após o fecho da válvula de admissão, no ponto E, o êmbolo continua na sua fase de compressão até que no ponto D salta a faísca e se dá a ignição. A ignição tem de ser antecipada relativamente ao PMS porque a reação de combustão não é instantânea, precisa de um intervalo de tempo finito, se bem que na casa dos milissegundos, para se desenrolar. A combustão dá-se ainda no percurso ascendente do êmbolo e só termina quando este já se desloca novamente para o PMI. Como se vê das Figura 3.20 e 3.21 o pico do ciclo verifica-se já na fase descendente do êmbolo terminando a combustão algures após este pico. Durante a fase inicial da expansão há pois ainda reação de combustão e no final, como já se viu no início desta descrição, abre-se a válvula de escape para se iniciar novo processo de lavagem.

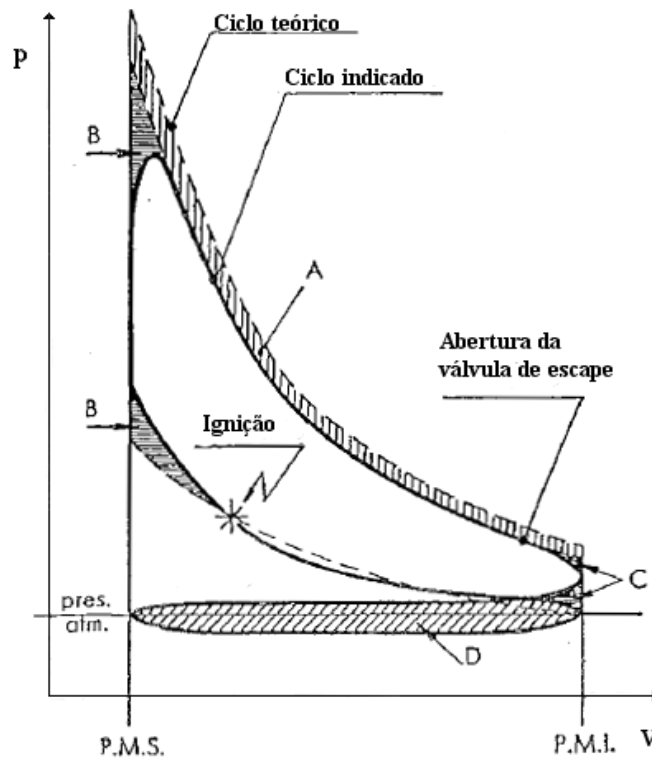


Figura 3.21 – Ciclo Otto indicado a quatro tempos.

O ciclo indicado é pois mais “arredondado” que o correspondente ciclo teórico constatando-se uma redução de área, Figura 3.21.

As variações de área do ciclo indicado relativamente ao teórico explicam-se pelas razões seguintes:

- Área A, Figura 3.21. Como $k > \gamma$ há uma perda de trabalho de expansão. Isto acontece porque na expansão a constante dos gases de combustão toma o valor de $\gamma = 1,2$ enquanto o expoente da politrópica de expansão toma o valor de $k = 1,25$;

- Área B. Devido ao avanço da ignição a curva da compressão fica afetada pelo aumento de pressão associada à reação de combustão levando a uma diminuição da área. Antes deste ponto de ignição verifica-se que a curva de compressão do ciclo indicado segue abaixo da teórica. Tal deve-se a que nesta zona da compressão $k < \gamma$, onde $k = 1,35$ enquanto $\gamma = 1,4$ para o ar;

- Área C. Aqui verifica-se a influência da queda abrupta de pressão no interior do cilindro motivada pela abertura antecipada da válvula de escape. Diminui-se assim o trabalho de expansão reduzindo-se em conformidade a área do ciclo;

- Área D. Esta área, de sinal contrário à área principal do ciclo representa o trabalho de lavagem ou bombagem.

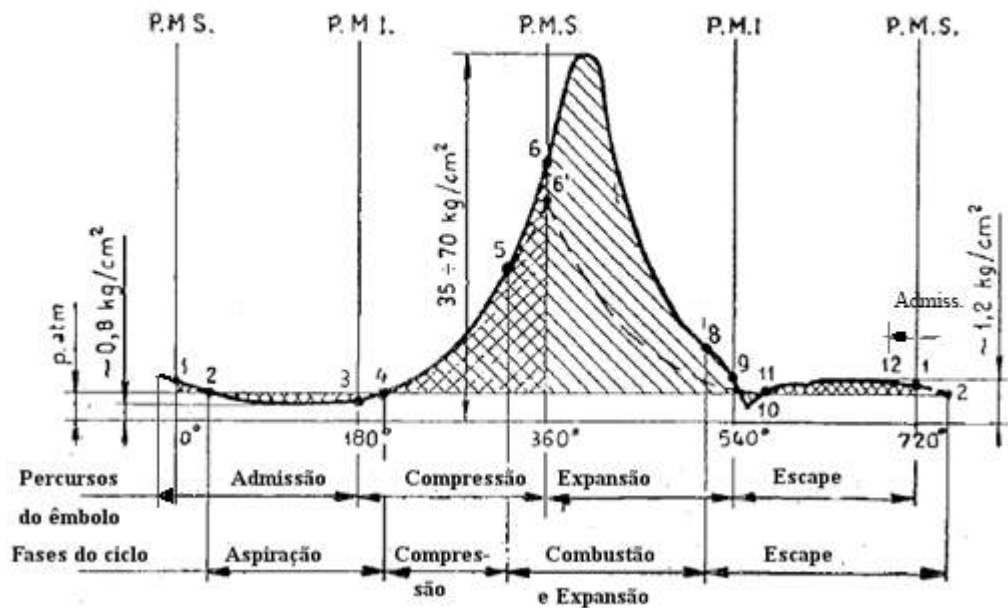


Figura 3.22 – Diagrama de pressões de um ciclo Otto indicado a quatro tempos.

A Figura 3.22 mostra o diagrama de pressões de um ciclo Otto indicado e a quatro tempos. Neste diagrama a evolução da pressão no interior do cilindro é apresentada em função do ângulo de rotação da cambota. Estão indicadas as quatro fases do ciclo e os quatro percursos do êmbolo. Salientam-se alguns pontos chave do ciclo:

- 12 – abertura da válvula de admissão;
- 2 – fecho da válvula de escape;
- 4 – fecho da válvula de admissão;
- 5 – ignição;
- 8 – abertura da válvula de escape.

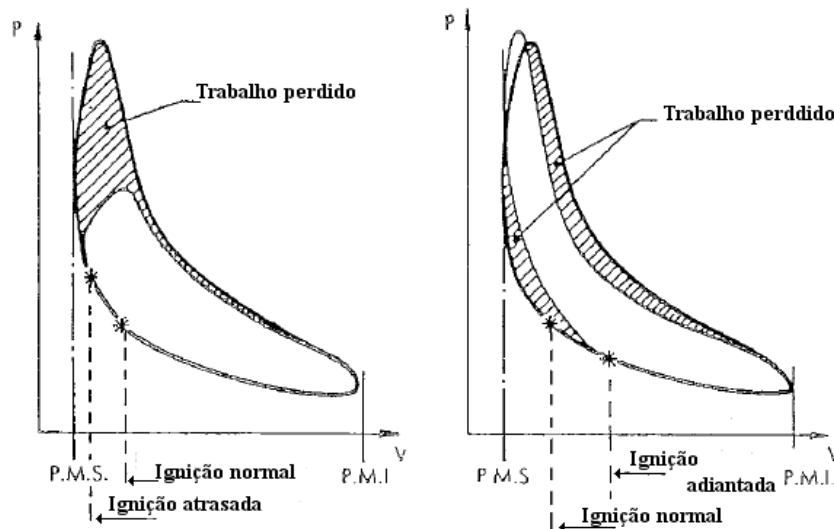


Figura 3.23 – Efeito do ponto de ignição sobre o desempenho do ciclo

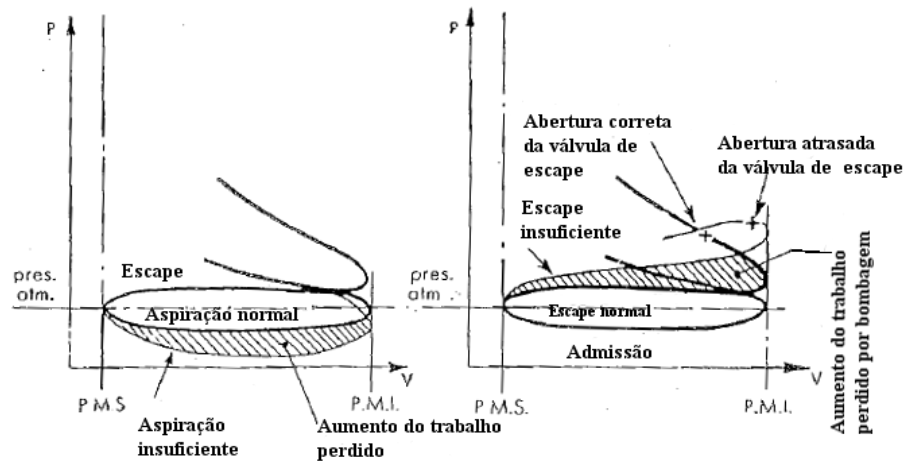


Figura 3.24 – Efeito da temporização da abertura da válvula de escape.

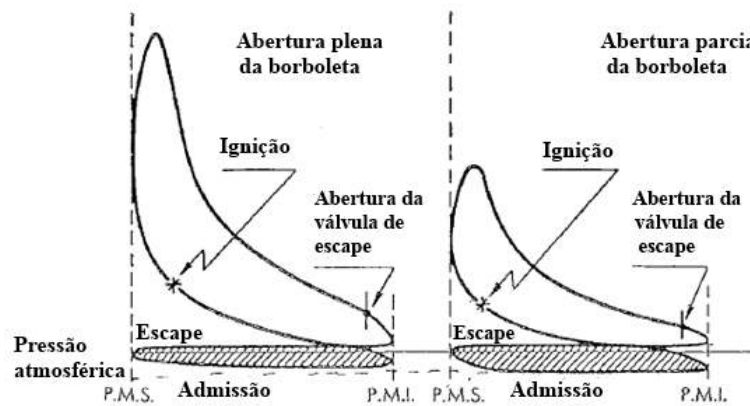


Figura 3.25 - A abertura da borboleta de aceleração e o trabalho de bombagem.

Na Figura 3.23 mostra-se o efeito do ponto de ignição sobre o desenvolvimento do ciclo indicado. Atrasando-se a ignição em demasia, a combustão dar-se-á principalmente durante a fase de expansão resultando daí baixos valores de pressão e temperatura máximas e consequentes perdas no trabalho do ciclo. Se a ignição for muito antecipada a reação de combustão inicia-se cedo demais, obtendo-se pressões e temperaturas excessivas. As temperaturas excessivas levarão a fenômenos de dissociação e as pressões excessivas induzem fenômenos de detonação e instabilidades na combustão. Verifica-se igualmente um perda de trabalho relativamente à condição de avanço ideal da ignição.

A temporização da abertura da válvula de escape não só afeta o final da expansão mas também todo o processo de lavagem, Figura 3.24.

Finalmente a influência do grau de abertura da borboleta de aceleração é destacado na Figura 3.25. Para cargas parciais o trabalho de bombagem cresce diminuindo em simultâneo a área da zona do trabalho útil do ciclo.

3.3.3 - Ciclo Diesel indicado.

No caso do ciclo Diesel a situação é análoga à do ciclo Otto. Há que contar com o tempo necessário ao escape dos gases queimados e à admissão do ar novo. A Figura

3.26 mostra um ciclo Diesel indicado e um Sabathié padrão, dado que este ciclo é a referência para os Diesel rápidos.

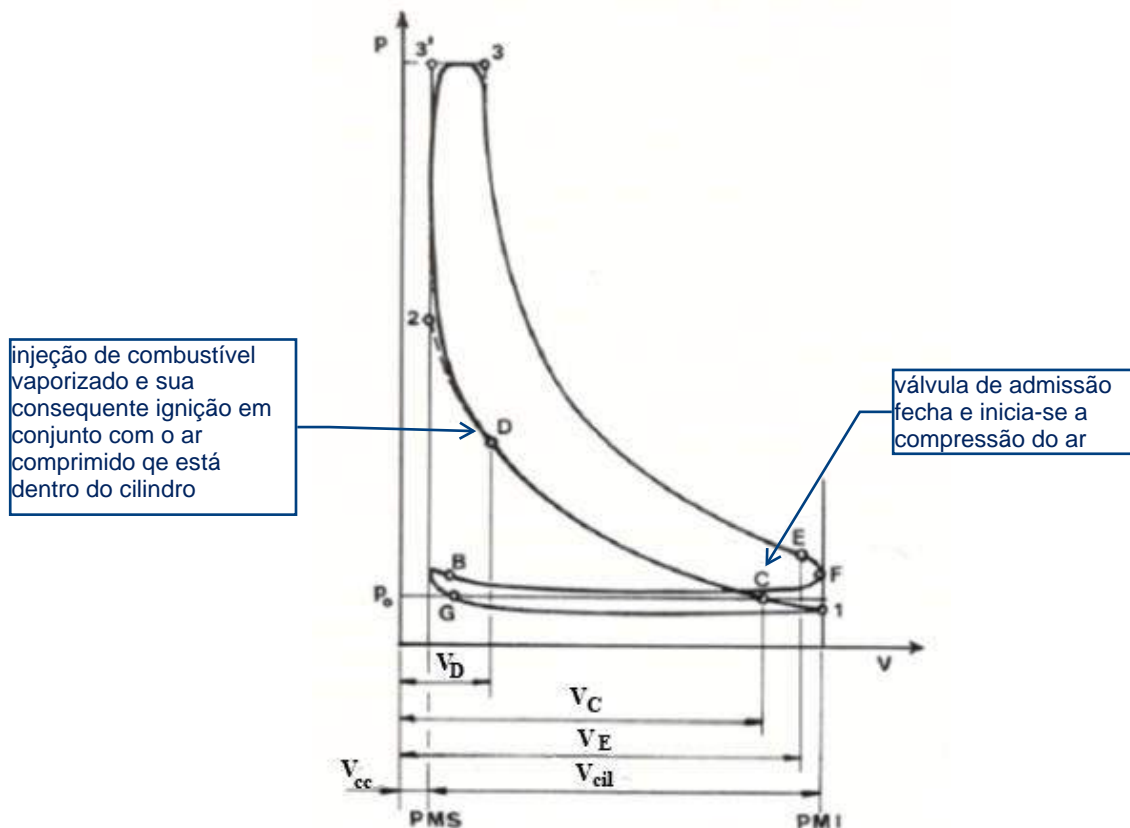


Figura 3.26 – Ciclo Diesel indicado e Ciclo de Sabathié padrão.

Novamente no final da expansão abre-se a válvula de escape, no ponto E, ainda antes do êmbolo atingir o PMI. Durante o processo de lavagem, percurso que vai do ponto F ao ponto 1, a válvula de admissão abre ainda antes do êmbolo atingir o PMS, ponto B, enquanto a válvula de escape fecha logo após o início do percurso de retorno ao PMI, ponto G. Finalmente a válvula de admissão fecha já após o início do tempo de compressão, no ponto C. Durante a fase de compressão do ar verifica-se a injeção do combustível em D, desenvolvendo-se então a combustão tanto na fase final da compressão como na fase inicial da expansão. O pico de pressão e temperatura não é agora tão acentuado quanto no ciclo Otto e por isso nesta representação da Figura 3.26 pode dizer-se em linguagem corrente que o ciclo não é tão bicudo como o da Figura 3.20. Verifica-se mais uma vez o cruzamento da abertura das válvulas de admissão e escape durante o percurso B-G.

A disparidade entre os dois ciclos, o Diesel padrão e o Diesel indicado leva a uma redução da área do ciclo, Figura 3.27. Em termos da evolução da compressão como agora se comprime o ar não há grandes diferenças entre a adiabática teórica e a politrópica real. A única diferença deve-se à não instantaneidade da combustão o que obriga a que a curva real se afaste da teórica no final da compressão, vindo daí a diminuição da área B. Já no que respeita à expansão dos produtos da combustão as razões das diferenças entre as duas curvas de expansão são as mesmas que foram referidas para o caso do ciclo Otto, na expansão a constante dos gases de combustão é

mais uma vez $k > \gamma$ o que portanto resulta na diminuição da área A. Finalmente o avanço de abertura da válvula de escape resulta na redução de área C. O processo de lavagem, escape e admissão resulta por sua vez na área D de trabalho consumido.

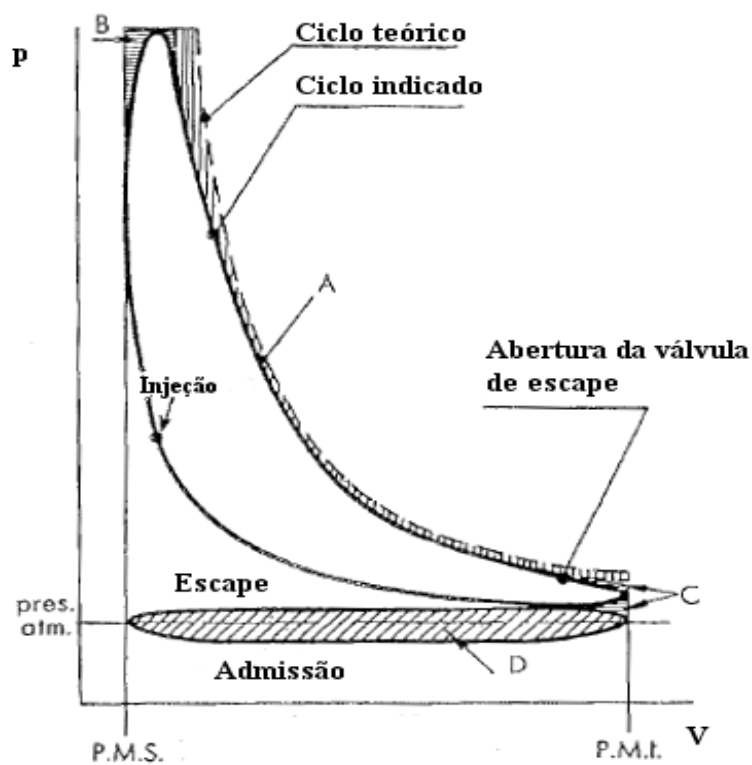


Figura 3.27 – Ciclo Diesel indicado a quatro tempos.

A diferença entre os motores Diesel rápidos e lentos é perceptível da análise da Figura 3.28.

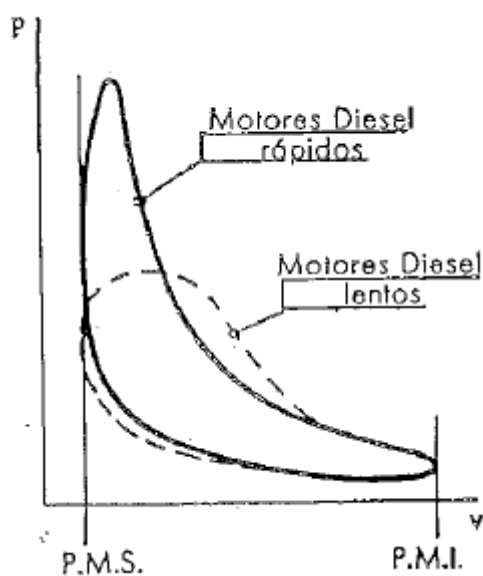


Figura 3.28 – Diferença entre os motores Diesel rápidos e lentos.

3.4 - Admissão nos motores a quatro tempos.

A quantidade de mistura fresca ou de ar que entra no cilindro durante a fase de admissão é influenciada por diversos fatores, sendo que o principal tem a ver com a interação com o final da fase de escape do ciclo imediatamente anterior, ou seja com o troço B-G referente ao período de cruzamento de válvulas, ver Figuras 3.20 e 3.26. Os outros fatores que afetam a admissão são:

- Perdas por atrito verificadas no sistema de aspiração o que leva a que durante a fase ou tempo de aspiração a pressão reinante no interior do cilindro seja inferior à verificada na conduta de admissão. A massa volúmica do gás que é admitido ao cilindro será assim inferior, diminuindo portanto a massa aspirada;

- A presença no interior do cilindro de gases residuais provenientes do ciclo anterior que se expandem e retardam o início da admissão de mistura ou ar fresco;

- O aquecimento da mistura ou ar fresco devido ao fato de as paredes do cilindro estarem a uma temperatura elevada Isto reduza a massa volúmica dos gases admitidos diminuindo a massa efetivamente aspirada;

- As grandes e rápidas variações da velocidade dos escoamentos gasosos, tanto na conduta de admissão como na de escape, levam ao aparecimento de fenómenos oscilatórios que induzem variações de pressão, que não sendo devidamente controladas poderão inibir o processo de lavagem. Em oposição, um aproveitamento adequado destas oscilações poderá melhorar o processo de lavagem, como se explicará mais adiante quando se analisar a sintonização de admissão e escape dos motores.

A influência destes diversos fatores analisa-se separadamente e de um modo muito simples. A perda de carga do fluido gasosos fresco na conduta de alimentação e no escoamento através da válvula de admissão pode ser calculada por,

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho c^2 \left(\beta^2 + f \frac{L_c}{d_c} + \sum_i K_i \right) \quad (3.60)$$

Onde:

- A primeira parcela dentro do parenteses diz respeito à queda de pressão verificada no interior do cilindro pelo movimento que o pistão impõe ao escoamento gasoso, ou seja devido à interação entre o escoamento gasosos no interior do cilindro e o movimento do pistão. O coeficiente β é a razão entre as áreas da secção reta da conduta de alimentação e do cilindro;

- A segunda parcela diz respeito à perda de carga do escoamento gasoso ao longo da conduta de admissão de diâmetro d_c e comprimento L_c ;

- A terceira parcela diz respeito às perdas de carga localizadas que existem no percurso de alimentação do motor, como por exemplo a perda de carga do escoamento gasosos através da válvula de admissão.

De um modo geral a pressão média no interior do cilindro é da ordem de 0,8 a 0,9 da pressão atmosférica para motores atmosféricos e da ordem de 0,85 a 0,95 da pressão à saída do compressor de alimentação para motores sobrealimentados.

3.5 - Os gases residuais.

Analisando-se as Figuras 3.21 e 3.27, onde se mostram os ciclos indicados a quatro tempos Otto e Diesel, constata-se que o êmbolo nunca encosta à cabeça do cilindro. Isto tem a ver, quer com o volume da câmara de combustão, quer com o volume que teria sempre de existir devido à necessidade de se garantir alguma folga entre o topo do pistão e a cabeça do motor para se evitarem choques. Esse volume, que é o da câmara de combustão, mas que teria de existir sempre de uma maneira ou de outra, conterà sempre uma massa de gases de combustão que nunca serão expelidos do cilindro para o escape. Se essa massa de gases residuais estiver à pressão p_r e temperatura T_r pode escrever-se, admitindo comportamento de gás perfeito, que

$$p_r V_{cc} = m_r R T_r \quad (3.61)$$

Relembrando a definição da taxa ou razão de compressão,

$$r_v = \frac{V_{cc} + V_{cil}}{V_{cc}} \quad r_v = \frac{V_{cc} + V_{cil}}{V_{cc}} \quad (3.62)$$

$$V_{cc} r_v - V_{cc} = V_{cil}$$

$$V_{cc}(r_v - 1) = V_{cil} \quad (3.63)$$

$$V_{cc} = \frac{V_{cil}}{r_v - 1}$$

$$V_{cc} = \frac{V_{cil}}{r_v - 1}$$

e

$$m_r = \frac{V_{cil}}{r_v - 1} \frac{p_r}{R T_r} \quad (3.64)$$

Desta última equação constata-se que a massa de gases residuais diminui com a subida da taxa de compressão, da constante particular dos gases e com a temperatura, e que a massa de gases residuais aumenta com o aumento da sua pressão. A pressão de descarga é a pressão na conduta de escape e poderá ser aproximadamente a atmosférica num escape convencional ou terá um valor mais elevado para motores com turbo compressor. De qualquer modo, verifica-se que a pressão dos gases residuais é cerca de 1,1 a 1,25 vezes esta pressão de descarga ($p_r = (1,1 \text{ a } 1,25) p_d$).

Nos motores Otto, que são alimentados por uma mistura ar combustível preparada externamente ao motor, a composição desta mistura varia dentro de limites muito apertados, já que o controlo do funcionamento dos motores se faz por variação do caudal de mistura aspirado e não por grandes alterações na sua composição. Por isso, T_r pouco varia com o regime motor. Nos motores Diesel, onde as variações de carga são obtidas por alterações na quantidade de combustível injetado, mantendo-se a quantidade de ar constante, já se verifica uma redução de T_r com a redução da carga.

A plena carga e para motores atmosféricos pode dizer-se que, $T_r = 900$ a 1000 K para o motor Otto e $T_r = 700$ a 900 K para o motor Diesel. Havendo sobrealimentação dos motores estes valores aumentam de 10 a 20 %.

Para a mesma cilindrada unitária os motores Diesel apresentam menores valores de massa de gases residuais comparativamente aos motores Otto, pois embora menores valores de T_r impliquem maiores valores de m_r , o efeito da maior taxa de compressão do Diesel é dominante.

3.6 - O rendimento volumétrico.

Já se viu que no curso de aspiração o êmbolo varre por cilindro um volume V_{cil} e poderá então teoricamente aspirar uma massa $\rho_a V_{cil}$, onde ρ_a é a massa volúmica do ar a p_a e T_a , que são as condições de alimentação do motor. Mas na prática, pelas razões apontadas na descrição do ciclo indicado, só uma fração deste ar é que é aspirado para o motor, de modo que,

$$m_{ar} = \eta_v \rho_a V_{cil} \quad (3.65)$$

Este fator corretivo η_v é designado por rendimento volumétrico ou fator de enchimento do motor. O cálculo rigoroso deste parâmetro é complexo, usando-se por isso procedimentos aproximados.

Nos motores atmosféricos p_a e T_a dizem respeito às condições ambiente que são as condições de alimentação dos motores. Nos motores sobrealimentados dizem respeito às condições de pressão e temperatura à saída do compressor de alimentação do motor.

Os motores de inflamação por faísca são alimentados por misturas de ar e combustível e por isso além da pressão e temperatura deveria ser ainda dada a informação sobre o teor em combustível dessa mistura reagente. Mas tal é complexo de se obter, porque a vaporização das gotas que vão em suspensão na corrente de ar é parcial e depende das condições de operação do motor num dado instante. Compreende-se por isso que, para efeitos do conhecimento do rendimento volumétrico, se raciocine apenas em termos dos caudais de ar real e teórico. Embora se possa pensar que esta aproximação seja pouco recomendável, constata-se na prática que apesar de existir uma redução da massa de ar admitida devido ao espaço ocupado pelo combustível que foi vaporizando, a verdade é que associada a esta vaporização do combustível há um arrefecimento do ar e conseqüente aumento da sua densidade. Porém os dois fenómenos compensam-se e por isso no cálculo do rendimento volumétrico do motor Otto apenas se levam em consideração os caudais de ar. No motor Diesel só ar é aspirado e por isso estas dúvidas não se colocam.

Os valores de rendimento volumétrico obtidos ficam na prática entre os 0,7 e os 0,85 para os motores Otto e entre 0,75 e 0,90 para os motores Diesel, no caso dos motores atmosféricos.

Os menores valores para os motores Otto devem-se por um lado à influência exercida pela borboleta de aceleração, que cria uma resistência ao escoamento da mistura de alimentação do motor, e por outro lado às menores taxas de compressão destes motores comparativamente aos Diesel. Nos casos dos motores sobrealimentados o rendimento volumétrico cresce de 2 a 4 pontos percentuais. Isto acontece porque o efeito do aquecimento da mistura ou ar que entra no cilindro, por via da transferência de calor das paredes desta para o gás, se reduz porque o diferencial de temperatura entre as paredes e o gás é agora mais reduzido dado que o gás de alimentação do motor sofreu algum aquecimento durante a compressão prévia.

3.7 - Análise termodinâmica simplificada da fase de aspiração num motor a quatro tempos.

Consegue-se ter uma ideia das condições no final da aspiração num motor a quatro tempos por recurso a uma análise termodinâmica simples. A Figura 3.29 mostra de forma esquemática que a admissão num motor de combustão interna pode ser tratada como um escoamento em regime uniforme

No início da admissão existe uma massa de gases residuais m_r no interior do cilindro à pressão p_r e temperatura T_r . Na conduta de admissão há uma massa de ar ou mistura fresca m_a à pressão p_a e temperatura T_a .

Relembrando a equação da continuidade para um escoamento em regime uniforme

$$m(t') - m(t) = \sum_{ent} m_j - \sum_{sai} m_j \quad (3.65)$$

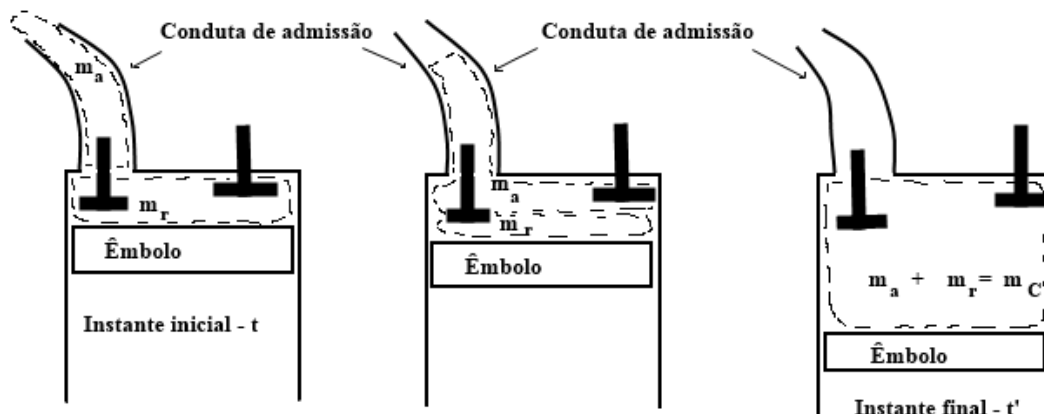


Figura 3.29 – A fase de admissão num motor a quatro tempos.

e nesta equação, $m(t) = m_r$ e $m(t') = m_a + m_r$, porque $\sum_{ent} m_j = m_a$.

Por outro lado aplicando-se a equação da primeira lei da termodinâmica,

$${}_t Q_{t'} + {}_t W_{t'} = m(t') u(t') - m(t) u(t) + \sum_{sai} m_j h_j - \sum_{ent} m_j h_j \quad (3.67)$$

Assumindo em primeira instância que a admissão pode ser considerada adiabática,

$${}_iW_r = -p_{mad}V_{cil} \quad (3.68)$$

onde p_{mad} é a pressão média durante a fase de admissão, a primeira lei tomará então a forma seguinte

$$-p_{mad}V_{cil} = (m_a + m_r)c_{vm}(T_C - T_o) - m_r c_{vr}(T_r - T_o) - m_a c_{pa}(T_a - T_o) \quad (3.69)$$

Nesta equação c_{vm} é o calor específico a volume constante médio no final da admissão e T_o é a temperatura de referência. Assumindo que,

$$(m_a + m_r)c_{vm} = m_a c_{va} + m_r c_{vr} \quad (3.70)$$

e após alguma manipulação,

$$T_C = \frac{p_{mad}V_{cil} + m_r c_{vr}T_r + m_a c_{va}T_a + m_a R_a(T_a - T_o)}{m_a c_{va} + m_r c_{vr}} \quad (3.71)$$

Mas na prática há sempre trocas térmicas de modo que se poderá dizer de um modo simplificado que,

$$T_C = \frac{p_{mad}V_{cil} + m_r c_{vr}T_r + m_a c_{va}T_a + m_a R_a(T_a - T_o)}{m_a c_{va} + m_r c_{vr}} + \Delta T_{ad} \quad (3.72)$$

Tomando agora em consideração que,

$$m_a = \frac{\eta_v V_{cil} P_a}{R_a T_a} \quad (3.73)$$

e que,

$$m_r = \frac{V_{cil} P_r}{(r_v - 1) R_r T_r} \quad (3.74)$$

substituindo m_a e m_r na equação (3.72)

$$T_C = \frac{p_{mad} + \frac{p_r c_{vr}}{(r_v - 1) R_r} + \frac{\eta_v p_a c_{va}}{R_a} + \frac{\eta_v p_a (T_a - T_o)}{T_a}}{\frac{\eta_v p_a c_{va}}{R_a T_a} + \frac{p_r c_{vr}}{(r_v - a) R_r T_r}} + \Delta T_{ad} \quad (3.75)$$

Como na prática se pode admitir sem grande erro que $R_a = R_r$, $c_{va} = c_{vr}$ e atendendo a que $c_a - c_v = R$ e a que $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ chega-se a,

$$T_C = \frac{p_{mad}(\gamma - 1) + \frac{p_r}{(r_v - 1)} + \eta_v p_a + \eta_v p_a (\gamma - 1) \left(1 - \frac{T_o}{T_a}\right)}{\eta_v \frac{p_a}{T_a} + \frac{p_r}{(r_v - 1) T_r}} + \Delta T_{ad} \quad (3.76)$$

No final da admissão,

$$p_C V_C = m_C R_C T_C \quad (3.77)$$

e ainda,

$$m_C = m_a + m_r \quad (3.78)$$

resultando em,

$$p_C = p_a \eta_v \frac{V_{cil} R_C T_C}{V_C R_a T_a} + p_r \frac{1}{r_v - 1} \frac{V_{cil} R_C T_C}{V_C R_r T_r} \quad (3.79)$$

e para a condição de $R_C = R_a = R_r$,

$$p_C = p_a \frac{V_{cil}}{V_C} \left(\eta_v \frac{T_C}{T_a} + \frac{1}{r_v - 1} \frac{p_r T_C}{p_a T_r} \right) \quad (3.80)$$

Por outro lado trabalhando esta equação,

$$\frac{p_C V_C}{p_a V_{cil}} = T_C \left[\frac{\eta_v}{T_a} + \frac{1}{(r_v - 1) p_a T_r} p_r \right] \quad (3.81)$$

e introduzindo nesta última equação, T_C definida pela a equação (3.76), após conveniente manipulação chega-se a uma expressão para o rendimento volumétrico,

$$\eta_v = \frac{\frac{p_c V_c}{p_a V_{cil}} - (\gamma - 1) \frac{p_{mad}}{p_a} - \frac{1}{(r_v - 1)} \frac{p_r}{p_a} \left(1 + \frac{\Delta T_{ad}}{T_r}\right)}{\left(1 + \frac{\Delta T_{ad}}{T_a}\right) + (\gamma - 1) \left(1 - \frac{T_o}{T_a}\right)} \quad (3.82)$$

Esta expressão permite a determinação de rendimento volumétrico do motor desde que se conheçam as condições de admissão, as condições do gás residual no interior do cilindro e ainda as condições no final da admissão. Mas, mais importante do que isto, é a possibilidade de se avaliar de modo sucinto a influência de diversos parâmetros no rendimento volumétrico do motor.

Assim, quando a taxa de compressão r_v aumenta, o rendimento volumétrico também aumenta. Se a pressão de alimentação p_a aumenta e o rácio $\frac{p_c}{p_a}$ se mantiver constante, o rendimento volumétrico aumenta. Aumentando a temperatura de aspiração T_a leva a uma redução de ΔT_{ad} o que irá aumentar η_v . Uma maior pressão dos gases residuais p_r significa uma maior massa destes gases que ao se expandirem dificultam a admissão de gases frescos reduzindo-se o rendimento volumétrico. Quanto maior for o aquecimento dos gases admitidos pelas paredes quentes do cilindro, menor será o rendimento volumétrico. Convém que a pressão final da admissão p_c seja o mais elevada possível, significando isto um melhor enchimento do cilindro e por isso melhor rendimento volumétrico. Por esta razão é que as válvulas de admissão têm sempre dimensões superiores às válvulas de escape, minimizando-se assim as perdas de carga na admissão. Pela mesma razão se usam motores multiválvulas, Figura 3.30.

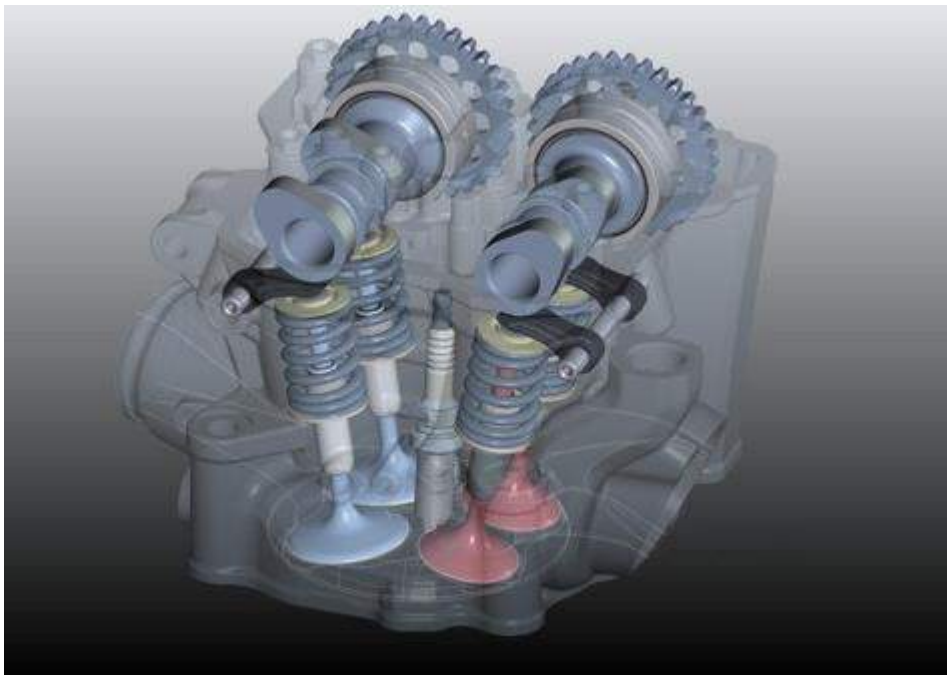


Figura 3.30 - Motor com duas válvulas de admissão e de escape.

É possível que neste período haja alguma passagem direta de mistura fresca para a conduta de escape. Nos pequenos motores isto é aceitável porque se procura mais a simplicidade de funcionamento de que elevado rendimento. Havendo mais exigências quanto à limitação destas perdas de mistura fresca, colocam-se válvulas anexas às janelas que irão interagir com o escoamento gasoso, facilitando-o ou dificultando-o consoante o regime de funcionamento e a carga.

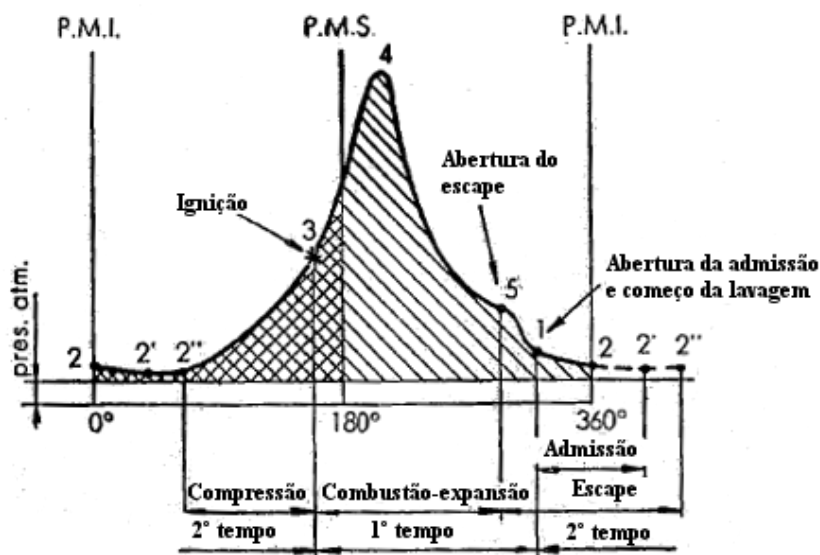


Figura 3.32- Diagrama de pressões do ciclo Otto indicado a dois tempos.

Depois do fecho das janelas de escape, ponto 2'' das Figuras 3.31 e 3.32, processa-se a compressão até ao momento da ignição, ponto 3. Como a combustão não é instantânea, estende-se desde a parte final do tempo de compressão até à fase inicial do tempo de expansão.

O diagrama de pressões da Figura 3.32 complementa a informação do diagrama p-V indicado da Figura 3.31.

A realização de todos estes processos em apenas dois tempos permite a construção de um motor mais simples e compacto, mas acaba por apresentar inconvenientes principalmente na qualidade do processo de lavagem. O consumo de combustível e as emissões de poluentes ressentem-se destas limitações, de modo que os motores a dois tempos acabam por ocupar de pleno direito o seu lugar na gama dos motores alternativos de combustão interna, mas apenas nos extremos desta gama de aplicações. Assim os pequenos motores a dois tempos são motores Otto de baixo preço e simplicidade de manutenção e onde as questões de rendimento são de somenos importância. Depois há os motores Diesel lentos, de grandes dimensões e potências, que ocupam o outro lado do espectro da aplicação dos motores alternativos de combustão interna e que são máquinas de grandes rendimentos térmicos. De facto são as máquinas térmicas simples, isto é, não combinadas com outras, que apresentam os maiores rendimentos térmicos.

Nos motores Diesel a dois tempos, a sobreposição das aberturas das janelas de escape e admissão e os eventuais curto-circuitos que se verificarem na passagem do ar

de alimentação diretamente para a conduta de escape, não têm consequências em termos de consumo de combustível ou na emissão de poluentes, porque o que se perde é agora unicamente o ar. Nos motores Otto a revolução que presentemente está a ocorrer com o emprego da injeção direta de combustível poderá eventualmente dar um novo alento ao motor a dois tempos, pois os problemas de consumo excessivo de combustível e as emissões por hidrocarbonetos não queimados poderão ser minimizados, se a lavagem se passar a fazer exclusivamente com ar, tal como nos Diesel.

3.9 - Lavagem no motor Otto.

Para que o motor de combustão interna possa realizar trabalho à custa da energia térmica libertada na combustão de um combustível é necessário proceder à lavagem dos cilindros, isto é à substituição dos gases queimados por ar fresco ou mistura ar combustível fresca. Nos motores a quatro tempos tal processo de lavagem ocorre nos tempos de escape e admissão, processos estes que têm sempre muita interação, sendo por isso analisados em conjunto. A Figura 3.33 representa a lavagem num motor Otto atmosférico.

Nesta figura encontra-se um pormenor do ciclo indicado referente ao processo de lavagem, escape e admissão, um diagrama de levantamento de válvulas e um diagrama de distribuição. Apresenta-se ainda um esquema da conduta de admissão com a respetiva evolução da pressão.

Os pontos correspondentes nos vários diagramas mostram os momentos de abertura e fecho das válvulas de admissão e escape, tanto em função da rotação da cambota como em função dos cursos do êmbolo.

Do lado esquerdo da Figura 3.33 vê-se a evolução da pressão na conduta de admissão, iniciando-se com a queda de pressão relativa ao filtro de ar, seguindo-se a queda de pressão em linha para o escoamento através da conduta de admissão, a perda de carga mais intensa no venturi de introdução de combustível e conseqüente recuperação, a perda inerente à borboleta de aceleração e finalmente a perda de carga na válvula de admissão.

Analisando-se o diagrama de levantamento das válvulas, verifica-se como evolui a pressão no interior do cilindro de acordo com o grau de abertura destas. A partir do ponto 1, quando a válvula de escape abre, verifica-se uma descida rápida da pressão, que posteriormente se atenua verificando-se até uma estabilização da pressão no interior do cilindro, até que no ponto 3 se abre a válvula de admissão. Com a subsequente mudança do sentido do movimento do êmbolo se verifica entre os pontos 3 e 2, sendo 3 o ponto de fecho da válvula de escape, nova queda da pressão ocorre no interior do cilindro. Logo depois do ponto 2, e à medida que se enche o cilindro com a mistura fresca, a pressão vai subindo lentamente até ao fecho da válvula de admissão em 4. As curvas de levantamento das válvulas dão uma ideia da evolução da seção de passagem através das válvulas.

Considerando agora o diagrama de distribuição, no canto superior direito da Figura 3.33, verifica-se a abertura da válvula de escape (AVE) no ponto 1, que ocorre entre 40 a 60° antes do PMI. No período inicial do escape as velocidades do escoamento gasosos

são muito elevadas, de 600 a 700 m/s, atingindo-se condições de sufoco na válvula de escape. Cerca de 60 a 70 % dos gases de escape são expelidos nesta fase inicial do escape, que termina quando o êmbolo está próximo do PMI. Há assim uma redução rápida da pressão no interior do cilindro, tal como já se viu igualmente no diagrama de levantamento das válvulas. Entretanto o êmbolo começa a movimentar-se no sentido do PMS, a pressão já está bastante reduzida e a velocidade do escoamento anda entre 200 e 250 m/s.

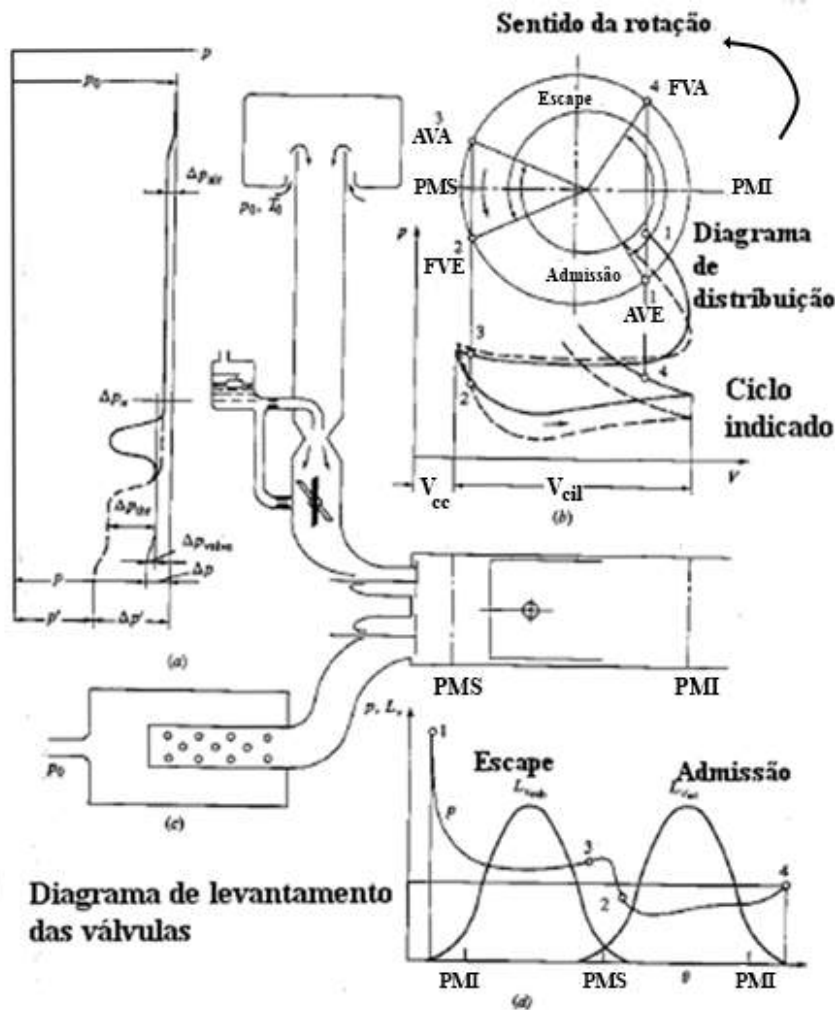


Figura 3.33 – A lavagem num motor Otto atmosférico.

Antes do êmbolo atingir o PMS abre-se a válvula de admissão (AVA), ponto 3, por volta de 10 a 40° antes do PMS. A válvula de escape fecha (FVE) por volta de 10 a 30° depois do PMS, ponto 2, pelo que as duas válvulas se encontram simultaneamente abertas. O escoamento dos gases de escape induz uma certa rarefação no interior do cilindro, facilitando a admissão. Neste período de cruzamento das válvulas pode empregar-se o escoamento dos gases fresco como meio de lavagem do interior do cilindro, sendo que tal metodologia virá incrementada no caso de motores sobre comprimidos. No entanto esta técnica tem como desvantagem o aumento do consumo de combustível e de emissão de hidrocarbonetos não queimados. Tem por outro lado uma vantagem, pois havendo uma pequena mistura entre os gases queimados e os gases

frescos haverá minimização das emissões de óxidos de azoto NO_x porque se conseguem assim atenuar os picos de temperatura nos gases queimados. Na prática promove-se esta recirculação controlada de gases de escape (EGR - exhaust gas recirculation) com este objetivo, ora o cruzamento de válvulas promove, se bem que de uma forma menos controlada, igualmente este procedimento.

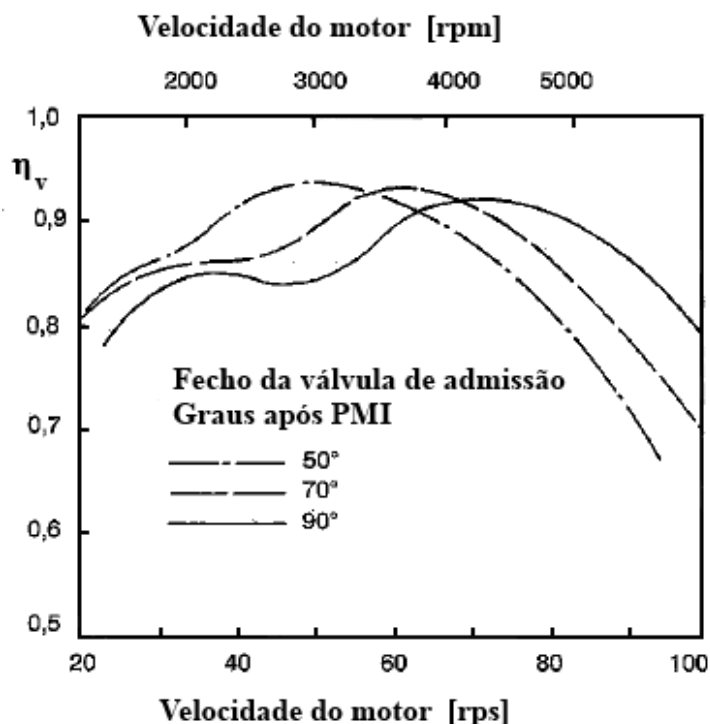


Figura 3.34 – Influência do fecho da válvula de admissão (FVA) no rendimento volumétrico.

O êmbolo, após percorrer o curso de admissão no sentido do PMI, inverte o sentido da deslocação e passa a dirigir-se novamente para o PMS, já no curso de compressão, ainda com a válvula de admissão aberta, de modo a aproveitar a inércia da corrente gasosa de aspiração para melhor encher o cilindro, sendo que o fecho desta válvula (FVA) ocorre entre 40 e 80° após o PMI.

A Figura 3.34 mostra a influência do atraso do fecho da válvula de admissão (FVA) no rendimento volumétrico do motor consoante o seu regime de rotação.

A evolução da pressão não segue a linha bem definida da Figura 3.33, pois há instabilidades do escoamento que induzem ondas de pressão no interior do cilindro. Contudo as linhas traçadas dão uma ideia geral do que se passa. Na situação de funcionamento a carga parcial, haverá algum estrangulamento provocado pela abertura incompleta da borboleta de aceleração e a pressão no ciclo indicado evolui conforme as linhas a traço interrompido nessa Figura 3.33. A escolha dos momentos ótimos de abertura e fecho das válvulas é determinada experimentalmente de modo a maximizar o desempenho dos motores e nos motores mais modernos varia com o respetivo regime de funcionamento. Com uma sintonização adequada do funcionamento do motor, combinando os instantes de abertura e fecho das válvulas e comprimentos adequados

das condutas de admissão e escape, consegue-se melhorar bastante o processo de lavagem podendo obter-se alguma sobrealimentação por aproveitamento adequado da inércia do escoamento gasoso.

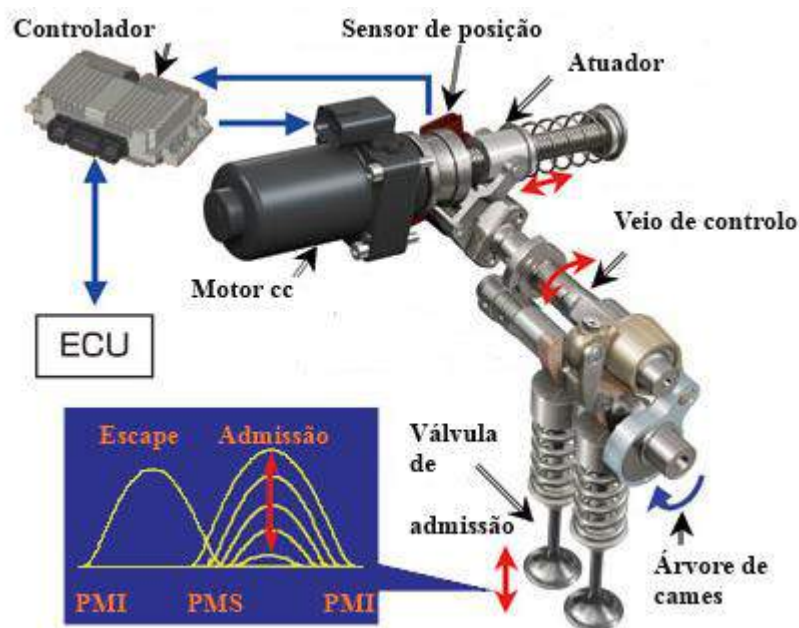


Figura 3.35 – Sistema de variação do posicionamento da árvore de cames.

3.10 - Lavagem no motor Diesel.

A Figura 3.36 apresenta o processo de lavagem de um motor Diesel sobrealimentado. No ponto 1 abre-se a válvula de escape (AVE) estando neste instante o êmbolo a deslocar-se no sentido do PMI. Após a descida brusca da pressão que termina já durante a subida do êmbolo do PMI ao PMS verifica-se próximo deste, no ponto 3, a abertura da válvula de admissão (AVA). Atingido o PMS, o êmbolo desloca-se no sentido do PMI fechando-se então no ponto 2 a válvula de escape (FVE). Finalmente, no ponto 4, fecha-se a válvula de admissão (FVA). Nos motores Diesel sobrealimentados aproveita-se o cruzamento das válvulas para, recorrendo ao ar de admissão, se garantir uma lavagem adequada dos cilindros, pois agora não há nem consumo adicional de combustível nem perda de hidrocarbonetos não queimados, se houver alguma passagem de ar fresco diretamente para a conduta de escape. Muitas vezes, para se garantir uma lavagem adequada, a fase de aspiração é, nos motores sobrealimentados, antecipada, aumentando-se assim o período de cruzamento das válvulas.

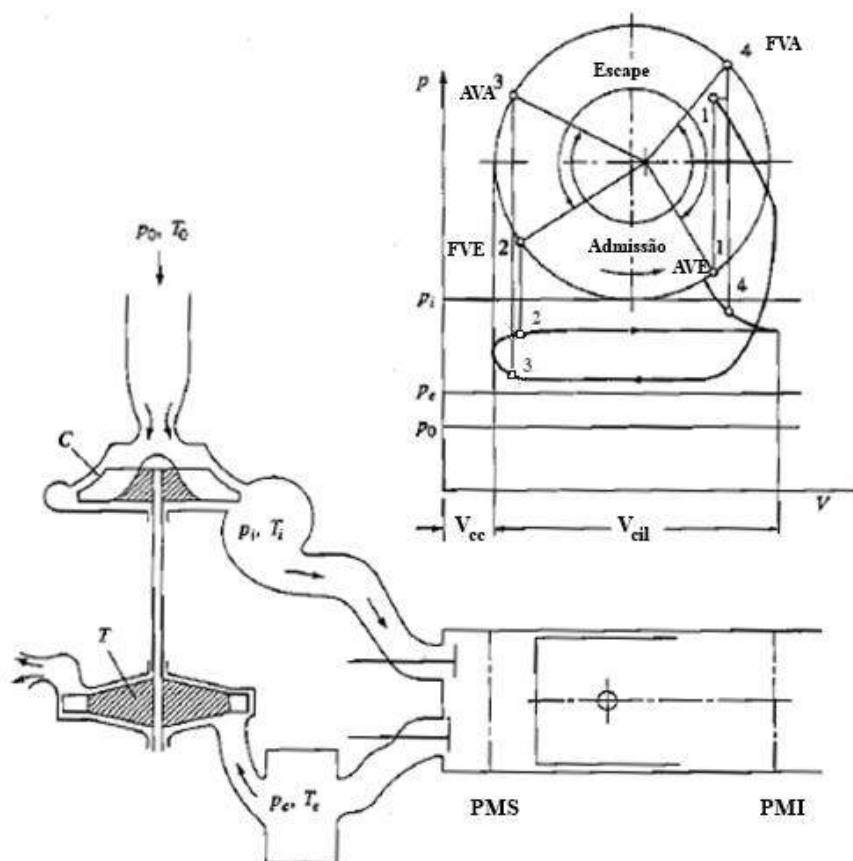


Figura 3.36 – Lavagem num motor Diesel sobrealimentado.

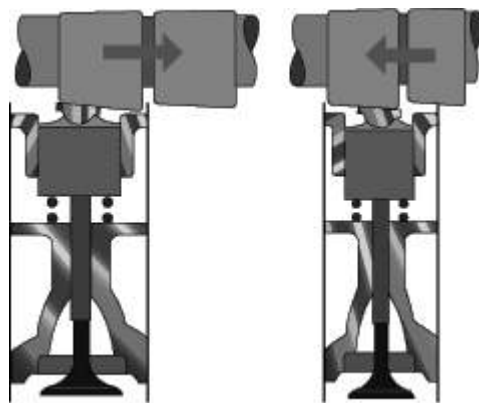


Figura 3.37 – Sistema muito simples de regulação da abertura das válvulas.

3.11 - Tipos de lavagem e cilindros para os motores a dois tempos.

O motor a dois tempos caracteriza-se pelo fato de o processo de lavagem se dar na sequência do ciclo termodinâmico propriamente dito, não requerendo dois cursos adicionais de bombagem, como nos motores a quatro tempos. Isto impõe o uso de uma bomba de lavagem adicional, que poderá ser um compressor ou soprador extra, ou então o recurso, tal como é o caso dos motores mais pequenos, ao próprio pistão cuja face oposta à face motora, atua como bomba, no caso da lavagem pelo cárter.

É de salientar que a configuração a dois tempos predomina em motores de combustão interna muito pequenos, Motores Otto rápidos de alguns Watts de potência e nos motores Diesel lentos de vários MW de potência.

Tendo em atenção a disposição das janelas de admissão, transferência ou lavagem e de escape, as soluções construtivas adotadas dividem-se em duas grandes categorias. Uma categoria em que é possível uma lavagem unidirecional e outra categoria em que a lavagem se pode dizer multidirecional. Na Figura 3.38 mostram-se, uma lavagem unidirecional e três lavagens que se englobam na categoria da lavagem multidirecional.

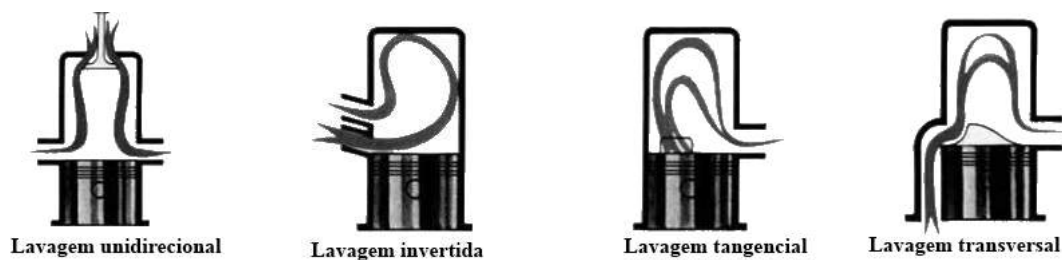


Figura 3.38 – Tipos de lavagem para motores a dois tempos.

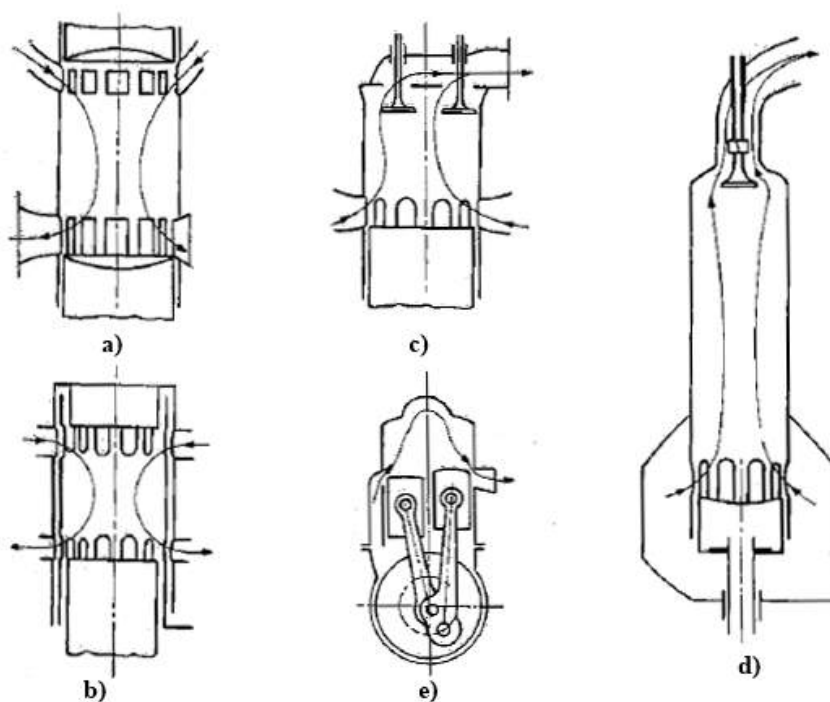


Figura 3.39 – Disposições das janelas em lavagens unidirecionais.

Na lavagem unidirecional o escoamento gasoso desenvolve-se de um extremo ao outro do cilindro, Figura 3.39. As soluções apresentadas na Figura 3.39 a) e b) têm uma disposição das janelas de admissão e escape semelhantes. No caso da Figura 3.39 a) o movimento dos dois êmbolos abre os dois conjuntos de janelas, é a disposição construtiva que apresenta maior eficiência de lavagem, resultando nas maiores pressões médias do ciclo, mas obriga ao emprego de duas cambotas e restantes mecanismos levando a maiores perdas mecânicas. A solução da Figura 3.39 b), tem uma camisa deslizante com movimento de rotação e translação, e embora permita a abertura e fecho

independente das janelas de admissão e escape, nunca teve grande aplicação real devido às dificuldades de concretização prática ligadas aos problemas mecânicos criados pela inércia e atrito desta camisa.

As configurações da Figura 3.39 c) e d) recorrem a válvulas de escape idênticas às aplicadas nos motores a quatro tempos. São típicas de motores Diesel a dois tempos, principalmente a configuração da Figura 3.39 d) que é a favorita em motores Diesel a dois tempos muito lentos e com um grande curso do pistão.

A configuração dos cilindros gémeos, Figura 3.39 e) teve alguma aplicação em pequenos motores Otto a dois tempos e não se adapta aos Diesel devido à dificuldade em se conseguirem taxas de compressão elevadas.

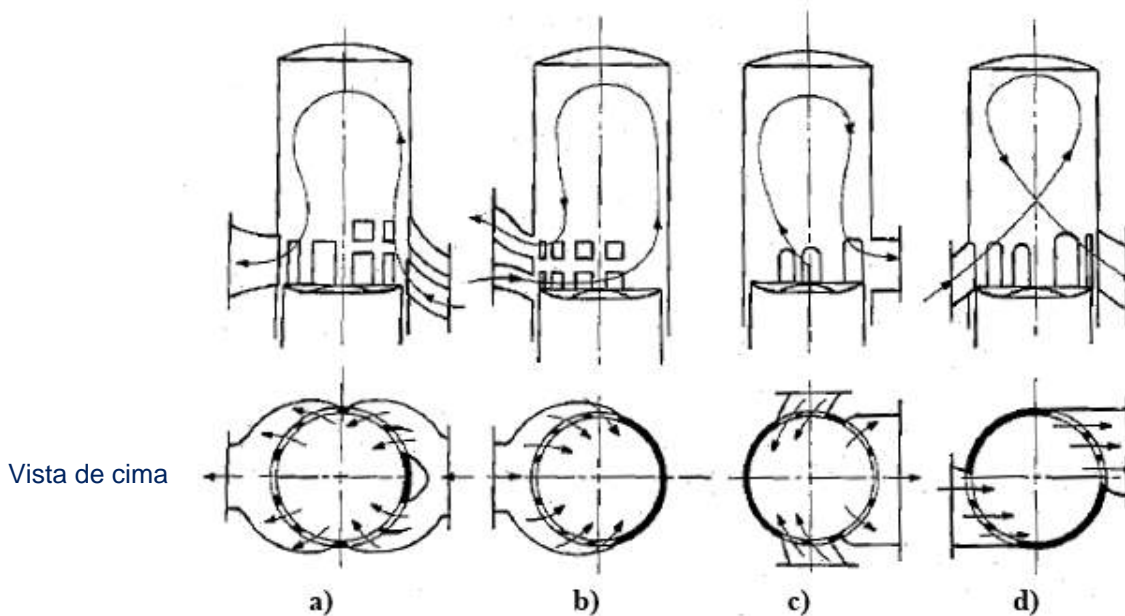


Figura 3.40 – Disposições de lavagem para motores Diesel lentos, a) lavagem transversal, b) lavagem em contra corrente ou invertida, c) lavagem tangencial e d) lavagem interlaçada.

Os sistemas unidirecionais foram sempre preteridos relativamente aos sistemas multidirecionais, devido à maior simplicidade de construção destes últimos, já que a abertura e fecho das janelas é essencialmente controlada pelo movimento do pistão. Ressalva-se contudo o caso dos Diesel de grandes dimensões e de cursos do pistão elevados, onde o uso de válvulas de escape à cabeça é bastante comum.

As lavagens representadas na Figura 3.40 são aplicadas também a motores Diesel lentos. Nas lavagens multidirecionais o principal segredo da sua boa utilização tem a ver com a orientação do jato da carga fresca. Por carga fresca entende-se o ar fresco nos Diesel e a mistura fresca nos Otto. A carga fresca deve entrar dirigida para o alto do cilindro e contra as paredes deste, no lado em que estão colocadas as janelas de escape. Para se conseguir tal objetivo, as condutas de admissão deverão ter uma inclinação forte e bem orientada. Tal obriga a que a carga gasosa introduzida no cilindro tenha de sofrer uma inversão de escoamento formando uma corrente em U. A configuração mais simples segundo este princípio é a da lavagem transversal Figura 3.40 a). Para se minimizarem efeitos de curto-circuito devidos à passagem direta de alguma carga da

janela de admissão para a de escape, desenvolveu-se a configuração da Figura 3.40 b), a lavagem em contra corrente.

Uma solução intermédia é a lavagem tangencial, Figura 3.40 c), em que as janelas de admissão estão dispostas perpendicularmente às janelas de escape. A lavagem interlaçada, Figura 3.40 d) é um desenvolvimento posterior da lavagem transversal.

Para os motores dois tempos mais velozes, funcionando segundo o ciclo Otto, empregam-se essencialmente as configurações da Figura 3.41.

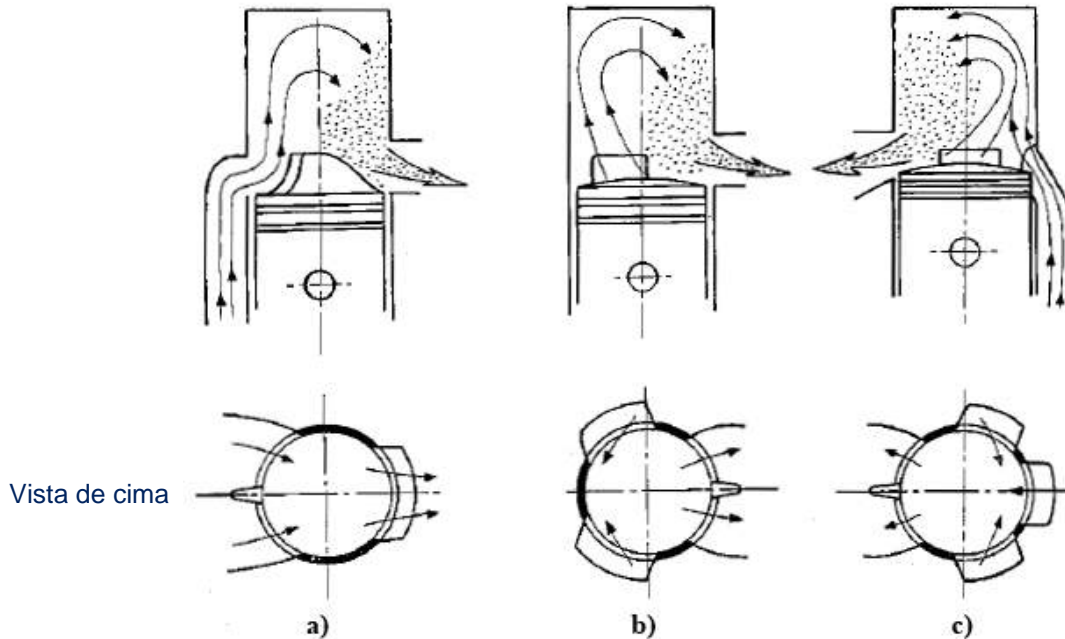


Figura 3.41 – Lavagens típicas de motores Otto rápidos e a dois tempos, a) lavagem transversal, b) lavagem tangencial com duas janelas de admissão e c) lavagem tangencial com três janelas de admissão.

Nos motores Otto a dois tempos, que são sempre motores rápidos, adotam-se essencialmente as lavagens multidirecionais, Figura 3.41. Na lavagem transversal, Figura 3.41 a), a orientação do escoamento da carga fresca para o topo do cilindro é favorecida pelo defletor colocado na cabeça do pistão. No entanto esta técnica leva a um pistão mais pesado e pouco equilibrado, sendo por isso impossível de ser aplicada em motores de maiores capacidades e com elevadas taxas de compressão. É pois uma solução com evidentes problemas de ordem térmica. Foi uma tecnologia muito usada no passado, estando atualmente desatualizada.

As soluções mais recentes e mais comuns fazem recurso à lavagem tangencial, Figura 3.41 b) e c), que apresenta um bom controlo do processo de lavagem à custa da concretização de duas ou mais colunas de fluido fresco que avançam, criando uma frente compacta minimizando a mistura com os gases queimados. A solução de três janelas de admissão reforça o desempenho deste tipo de lavagem melhorando o escoamento da carga fresca na zona central do cilindro. Normalmente, a janela do meio tem uma inclinação mais acentuada, dirigindo o jato de entrada na direção do eixo do cilindro. Em motores mais sofisticados o número de janelas de entrada chega a cinco, Figura 3.42.

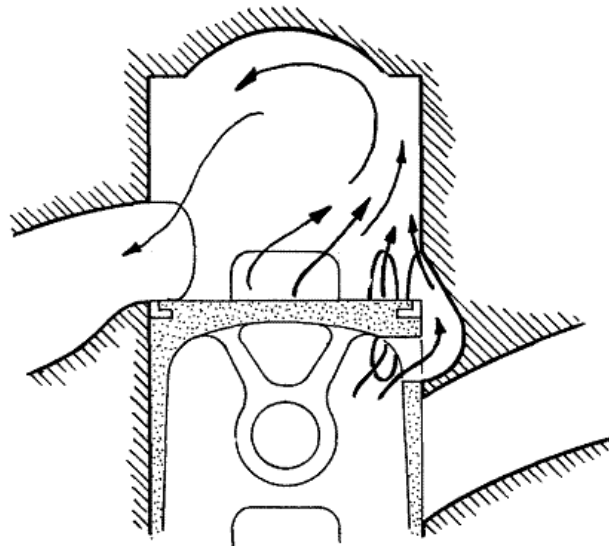


Figura 3.42 - Caso de um motor com cinco janelas de admissão ou transferência (só se vêem três neste corte). Repare-se que há orifícios no próprio êmbolo por onde se processa o escoamento da mistura fresca.

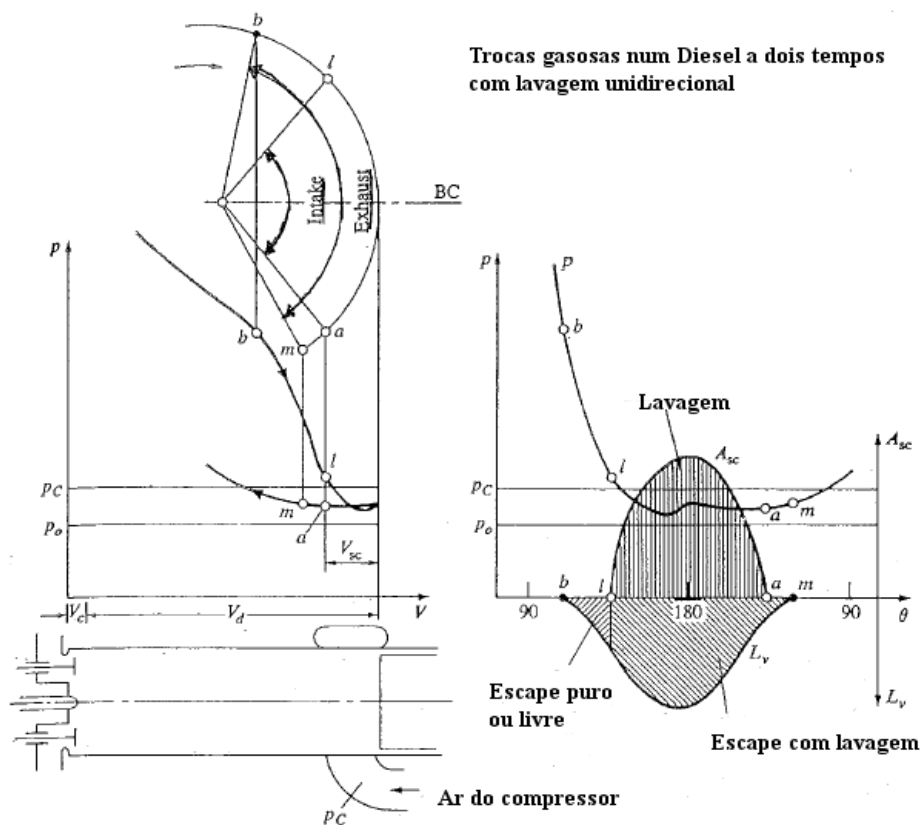


Figura 3.43 – Diagrama de distribuição e de abertura de janelas num Diesel a dois tempos com lavagem unidirecional.

Na Figura 3.43 mostram-se o diagrama de distribuição e o diagrama de aberturas das janelas para um motor Diesel a dois tempos com lavagem unidirecional. O motor tem válvulas de escape à cabeça, tal como num motor a quatro tempos, e apresenta janelas de admissão. A compressão do ar de lavagem é realizada por um compressor externo.

Com esta configuração construtiva, há uma fase inicial do escape designada por escape livre ou puro em que apenas há exaustão dos gases de combustão. Quando a admissão e escape estão abertos em simultâneo, o processo designa-se por escape com lavagem. Os termos admissão e lavagem usam-se indiscriminadamente nos motores a dois tempos.

3.12 - Parâmetros quantificadores e qualificadores do desempenho dos motores.

3.12.1 – Introdução.

A área do ciclo indicado é então uma medida do trabalho indicado W_i . Comparando este trabalho indicado com o trabalho teórico obtido do correspondente ciclo termodinâmico W_t , ter-se á o rendimento indicado do ciclo. Contudo, há que ter em conta a convenção de sinais adotada, trabalho ou potência que saem são negativos. Porém nas análises que se seguem convirá trabalhar com os valores absolutos destas grandezas debitadas pelos motores. Por isso nas fórmulas que se apresentam nesta e nas secções que se seguem o trabalho e a potência vêm sempre em valor absoluto, ou seja sempre positivos.

$$\eta_i = \frac{W_i}{W_t} \quad (3.83)$$

Igual raciocínio pode ser feito à custa das potências,

$$\eta_i = \frac{\dot{W}_i}{\dot{W}_t} \quad (3.84)$$

Em condições normais o rendimento indicado anda pelos 80 %.

Conhecido o trabalho indicado e a cilindrada do motor, V_{cil} pode ser calculada a pressão média indicada.

$$pmi = \frac{W_i}{V_{cil}} \quad (3.85)$$

por outras palavras,

$$W_i = pmi V_{cil} = i pmi V_{cil1} \quad (3.86)$$

sendo,

V_{cil1} - o volume de um cilindro;

i - o número de cilindros.

Para a potência indicada escreve-se uma expressão análoga,

$$\dot{W}_i = \frac{pmi V_{cil} n}{60 \varepsilon} = \frac{pmi i V_{cil} n'}{60 \varepsilon} \quad (3.87)$$

com a rotação do motor n em [rpm], ou,

$$\dot{W}_i = \frac{pmi V_{cil} n'}{\varepsilon} = \frac{pmi i V_{cil} n'}{\varepsilon} \quad (3.88)$$

com a rotação do motor n' em [rps].

Nestas duas últimas equações o parâmetro ε é o número de rotações da cambota por tempo motor e portanto $\varepsilon = 2$ para um motor a quatro tempos e $\varepsilon = 1$ para um motor a dois tempos.

Entrando com o diâmetro d e o curso do êmbolo l ,

$$\dot{W}_i = pmi \frac{\pi d^2}{4} l i \frac{n}{60 \varepsilon} = pmi \frac{\pi d^2}{4} l i \frac{n'}{\varepsilon} \quad (3.89)$$

3.12.2 - Potência efetiva, pressão média efetiva e rendimento mecânico.

A potência efetiva de um motor mede-se à saída do correspondente veio motor. O motor é acoplado a um banco de ensaio ou freio e com este equipamento mede-se a potência realmente debitada pelo motor, Figura 3.44.

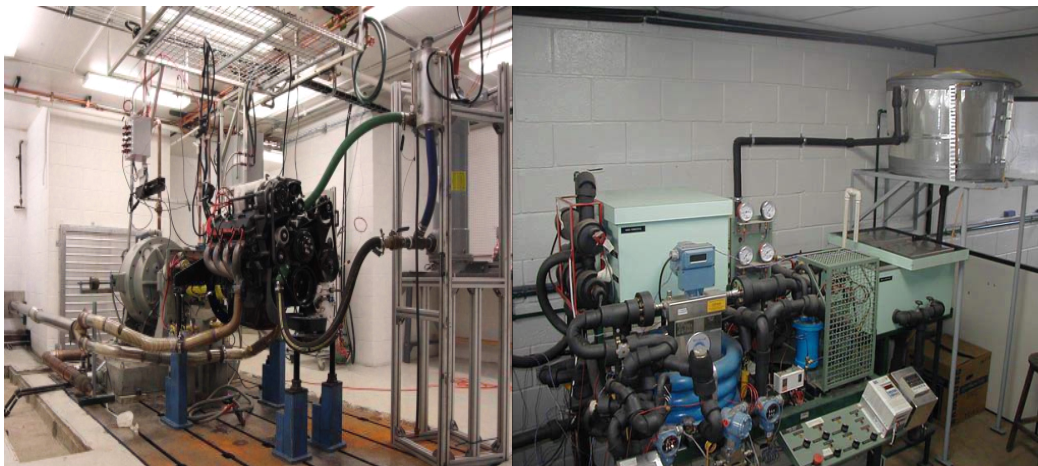


Figura 3.44 – Imagens de laboratórios com motores instalados em bancos de ensaios.

A potência efetiva é a potência indicada menos a potência perdida por atritos \dot{W}_p . Lembra-se que nestas expressões as potências debitadas vêm em valor absoluto

$$\dot{W}_e = \dot{W}_i - \dot{W}_p \quad (3.90)$$

Tendo em atenção a Figura 3.45, o binário motor efetivo B_e virá dado por,

$$B_e = F L \quad (3.91)$$

$$\dot{W}_e = B_e \omega = F L \frac{2 \pi n}{60} = K F L \quad (3.92)$$

onde K é a constante do freio.

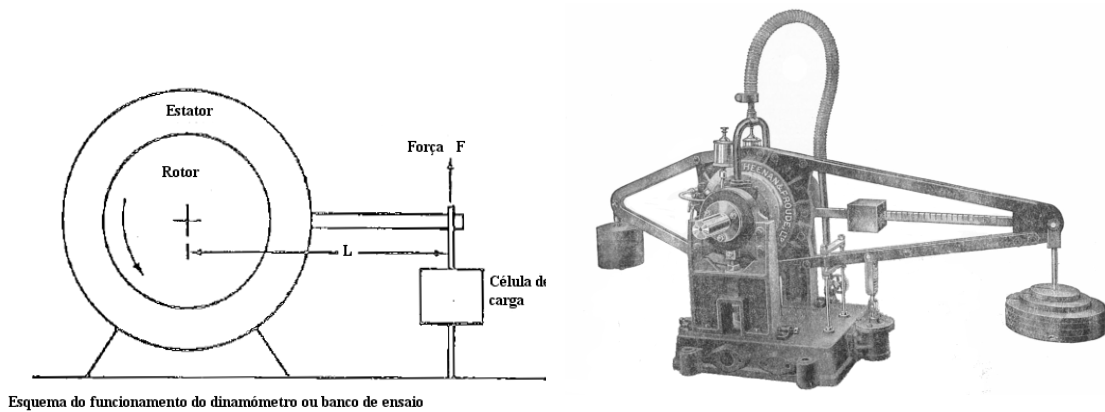


Figura 3.45 – Princípio de funcionamento de um banco de ensaios, freio ou dinamómetro.

Como

$$\omega = 2 \pi n' = \frac{2 \pi n}{60} \quad (3.93)$$

$$\dot{W}_e = 2 \pi n' B_e \quad (3.94)$$

para n' em [rps] e

$$\dot{W}_e = \frac{2 \pi n}{60} B_e \quad (3.95)$$

para n em [rpm].

Atenção que,

$$\dot{W}_e = \frac{d\alpha}{dt} B_e \quad (3.96)$$

sendo α o ângulo de rotação da cambota.

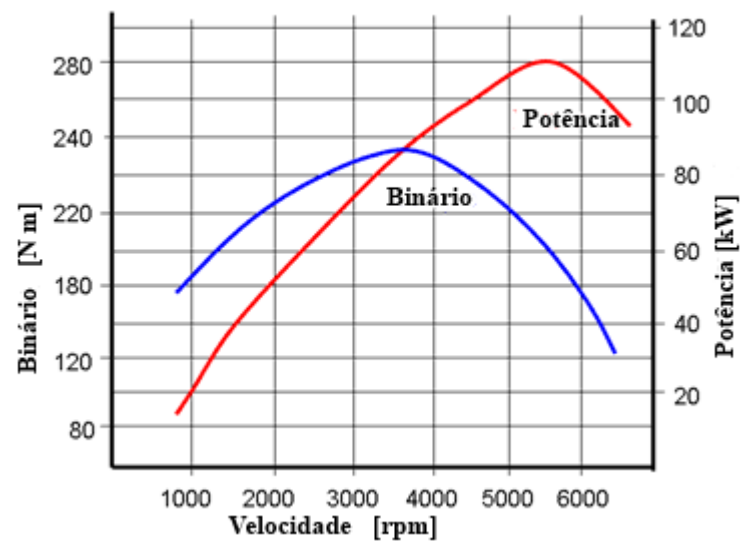


Figura 3.46 – Curvas de potência e de binário de um motor.

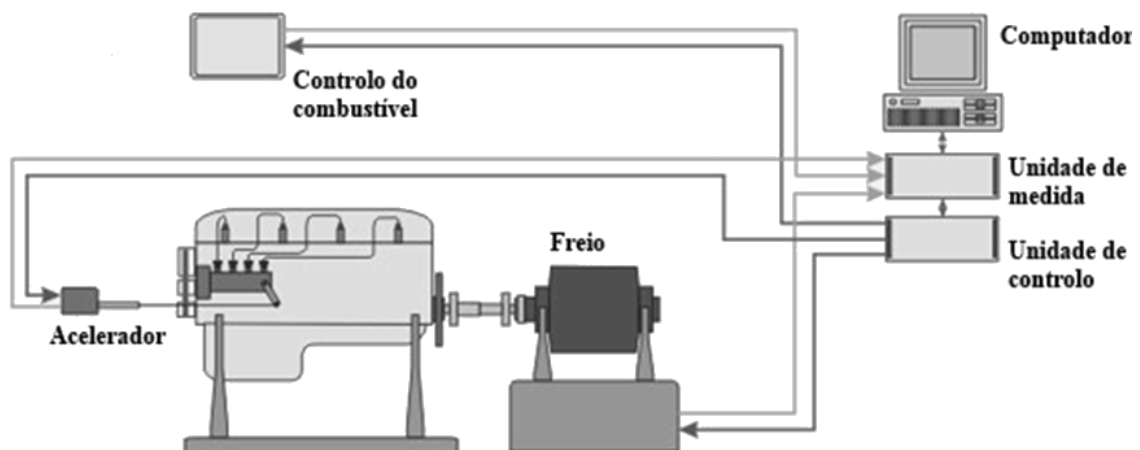


Figura 3.47 - Componentes de uma banca de ensaios atual.

A pressão média efetiva pme obtém-se do trabalho efetivo e da cilindrada do motor,

$$pme = \frac{W_e}{V_{cil}} \quad (3.97)$$

de modo que,

$$\dot{W}_e = \frac{pme V_{cil} n}{60 \varepsilon} = \frac{pme i V_{cil} n}{60 \varepsilon} \quad (3.98)$$

e ainda,

$$\dot{W}_e = pme \frac{\pi d^2}{4} l i \frac{n}{60 \varepsilon} = pme \frac{\pi d^2}{4} l i \frac{n}{\varepsilon} \quad (3.99)$$

O quociente entre a potência efetiva e a potência indicada é o rendimento mecânico do motor,

$$\eta_m = \frac{\dot{W}_e}{\dot{W}_i} = \frac{W_e}{W_i} = \frac{pme}{pmi} \quad (3.100)$$

Como

$$pme = \frac{\dot{W}_e \mathcal{E}}{V_{cil} n} = \frac{60 \dot{W}_e \mathcal{E}}{V_{cil} n} \quad (3.101)$$

combinando (3.85) e (3.100),

$$pme = \frac{2 \pi B_e \mathcal{E}}{V_{cil}} \quad (3.102)$$

Refira-se que estas equações (3.101) e (3.102) podem igualmente ser escritas em função de pmi e \dot{W}_i ou de pmp e \dot{W}_p , vindo em consequência o binário definido por binário indicado B_i ou binário de perdas B_p .

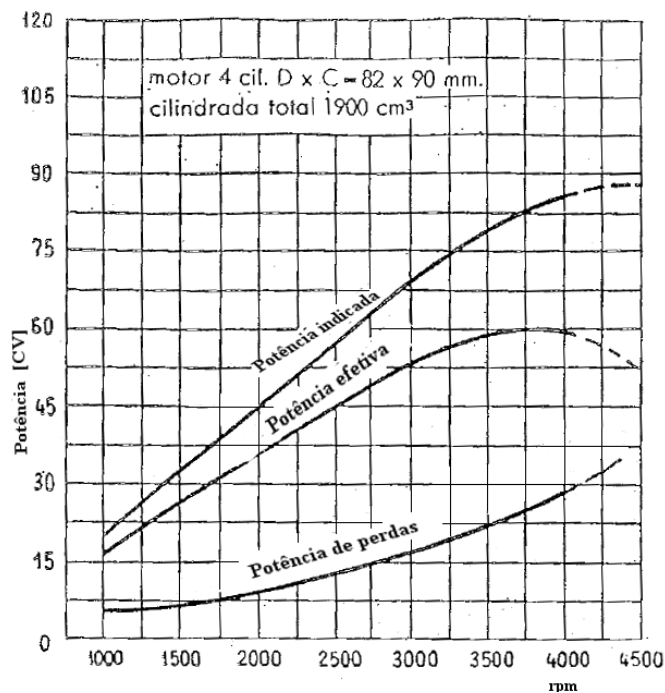


Figura 3.48 – Evolução da potência indicada, efetiva e de perdas com a velocidade do motor.

Na prática raramente se mede a potência indicada por se tratar de um processo caro e moroso. Usa-se a banca de ensaios, dinamómetro ou freio, mede-se a potência efetiva e se o freio for elétrico arrasta-se com este o motor desligado e quente para se obter a potência das perdas. Para tal o motor é posto a funcionar até atingir as condições

normais de operação, de modo que todos os seus componentes atinjam estabilidade de funcionamento. Depois de cortada a alimentação do combustível o motor passa a ser arrastado pelo freio. No entanto, a potência de perdas assim obtida não é a que verdadeiramente o motor tem pelas seguintes razões:

- A temperatura do motor nunca é idêntica à do seu funcionamento normal porque a entrada de ar nos cilindros, no funcionamento arrastado, rapidamente os arrefece, mesmo que a circulação de água de refrigeração e do óleo lubrificante seja suspensa. O problema agrava-se com os motores arrefecidos a ar.

- As pressões nos rolamentos das bielas e cambotas são inferiores às verificadas em funcionamento normal.

- Também as folgas entre pistões e cilindros variam rapidamente, aumentando, reduzindo-se assim os atritos.

De qualquer modo obtêm-se assim, \dot{W}_e em funcionamento normal, e \dot{W}_p , durante o funcionamento arrastado. Finalmente,

$$\dot{W}_i = \dot{W}_e - \dot{W}_p \quad (3.103)$$

e,

$$\eta_m = \frac{\dot{W}_e}{\dot{W}_i} = \frac{\dot{W}_e}{\dot{W}_e + \dot{W}_p} \quad (3.104)$$

Método p/
qdo se tem
freio elétrico

Método Morse

Quando não se dispõe de um freio elétrico ou eletromagnético, mas de um freio mecânico ou hidráulico, não sendo por isso possível usar-se o freio para se arrastar o motor e determinar assim a potência de perdas, usa-se uma das duas técnicas que seguidamente se expõem, o Método Morse ou o Método da Linha de Willan.

O Método Morse só pode ser aplicado a motores pluricilíndricos. Inicialmente põe-se o motor a funcionar até que este atinja a sua temperatura de funcionamento normal e mede-se a sua potência ao veio \dot{W}_e . Desliga-se então um cilindro (isto é, corta-se a ignição ou injeção), e mede-se novamente a sua potência ao veio \dot{W}_e' (com menos um cilindro), de modo que,

$$\dot{W}_e - \dot{W}_e' \approx \dot{W}_{i1} \quad (3.105)$$

Onde \dot{W}_{i1} é a potência indicada só para um cilindro. Estas potências são sempre medidas para a mesma velocidade de rotação do motor. Assumindo-se que não há desequilíbrio entre os cilindros e que como tal a potência indicada por cilindro é a mesma para todos os cilindros,

$$\dot{W}_p = \dot{W}_i - \dot{W}_e = i (\dot{W}_e - \dot{W}_e') - \dot{W}_e \quad (3.106)$$

vindo então o rendimento mecânico dado por,

$$\eta_m = \frac{\dot{W}_e}{i (\dot{W}_e - \dot{W}_e')} \quad (3.107)$$

Havendo, como aliás é natural, ligeiras diferenças entre cilindros, é mais sensato ir-se cortando a ignição ou injeção à vez em cada cilindro, de modo que se poderá afirmar que,

$$\dot{W}_e - \dot{W}_e' \approx \dot{W}_{ik} \quad (3.108)$$

onde \dot{W}_{ik} é o trabalho indicado no cilindro de ordem k sendo que k vai de 1 a i onde i é o número total de cilindros do motor. Poderá finalmente compreender-se que a potência de perdas se pode calcular através de,

$$\dot{W}_p = \dot{W}_i - \dot{W}_e = \sum_{k=1}^i (\dot{W}_{ik} - \dot{W}_e) \quad (3.109)$$

Este método dá resultados razoavelmente precisos, embora seja suscetível a erros devidos à mudanças na distribuição da mistura combustível aos cilindros e aos desequilíbrios térmicos que se criam com o corte do funcionamento de um cilindro. Nos motores a gasolina, onde é frequente haver um ramo da conduta de admissão comum para cada dois ou mais cilindros, tanto a distribuição da mistura como o rendimento volumétrico variam. Por outro lado, sendo a conduta de escape comum a todos os cilindros, o corte de um dos cilindros afetará claramente o regime de escoamento pulsatório da corrente dos gases de escape, o que vai implicar mudanças na contrapressão reinante nesta conduta e por isso no desempenho do motor.

Como se afirmou, em alternativa ao Método Morse recorre-se ao traçado da Linha de Willan. De acordo com esta técnica, traça-se um gráfico do consumo, ou do consumo específico em função da potência efetiva, ou em função do binário efetivo ou ainda em função da pressão média efetiva. As duas figuras seguintes mostram duas possibilidades.

↓ Método da
Linha de
Willan

Faz-se a extrapolação da linha de ajustamento dos pontos experimentais até que esta intercete o eixo das abcissas. O resultado dessa interceção é a potência de perdas, ou o binário de perdas, ou a pressão média efetiva de perdas, consoante a parametrização usada neste eixo.

A principal desvantagem deste método prende-se com a necessidade de se extrapolar dados numa gama alargada de pontos de funcionamento do motor, normalmente entre 5 e 40 % da carga, até ao ponto de consumo zero. A margem de erro poderá ser elevada se a linearidade da linha que se extrapola deixar muito a desejar. A variação do declive da linha tem a ver com variações na alimentação do combustível, mas a cargas mais elevadas a dependência da qualidade da combustão torna-se

importante. Mas mesmo a baixas cargas, a linearidade da curva pode ser limitada, devido às dificuldades de se garantirem de modo consistente e gradual as taxas de alimentação de combustível adequadas ao funcionamento do motor nestes pontos. Por isso, o teste terá de ser realizado com todas as cautelas. De qualquer modo, havendo estes cuidados, a exatidão do procedimento é boa e comparável às dos outros métodos.

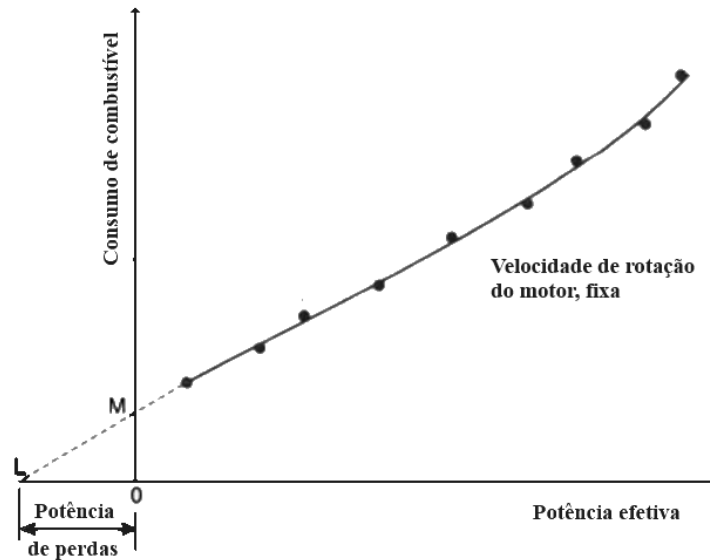


Figura 3.49 – Método da Linha de Willan para a determinação das perdas de um motor.

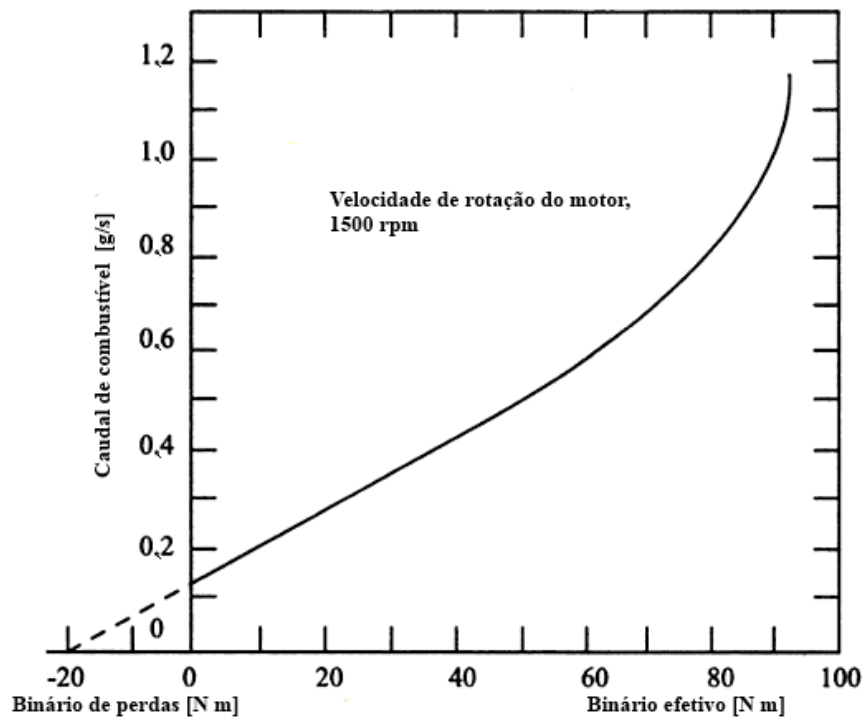


Figura 3.50 – Outra variante do Método da Linha de Willan.

Na potência de perdas sabe-se de um modo geral que:

- Perdas por atrito êmbolo-cilindro (60%);

- Perdas por atrito nas chumaceiras, bomba de óleo, distribuição, etc. (15 %);
- Lavagem (25 %).

Finalmente pode definir-se o rendimento global do motor η_g como,

$$\eta_g = \frac{\dot{W}_e}{\dot{Q}_A} = \eta_t \eta_i \eta_m \quad (3.110)$$

Repare-se que,

$$\eta_g = \eta_t \eta_i \eta_m = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}_A} \frac{\dot{W}_i}{\dot{W}_t} \frac{\dot{W}_e}{\dot{W}_i} \quad (3.111)$$

A energia térmica fornecida ao motor provém do combustível, ou seja,

$$\dot{Q}_A = \dot{m}_{comb} PCI \quad (3.112)$$

3.12.3 - Consumo específico.

Muitas vezes para se qualificar o desempenho dos motores trabalha-se com o inverso do rendimento global mas numa forma dimensional, ou seja, analisando-se o inverso do rendimento do referido rendimento global constata-se que,

$$\frac{1}{\eta_g} = \frac{\dot{Q}_A}{\dot{W}_e} \Rightarrow \frac{\dot{m}_{comb} PCI}{\dot{W}_e} \Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{W}_e} \quad (3.113)$$

Portanto um rácio alternativo ao rendimento e que pode ser usado para qualificar o desempenho do motor será o consumo específico, que se define como e consumo específico efetivo,

$$C_{e_e} = \frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{W}_e} \quad (3.114)$$

no caso de se levar em conta a potência efetiva do motor, ou o consumo específico indicado, caso se leve em conta a potência indicada.

$$C_{e_i} = \frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{W}_i} \quad (3.115)$$

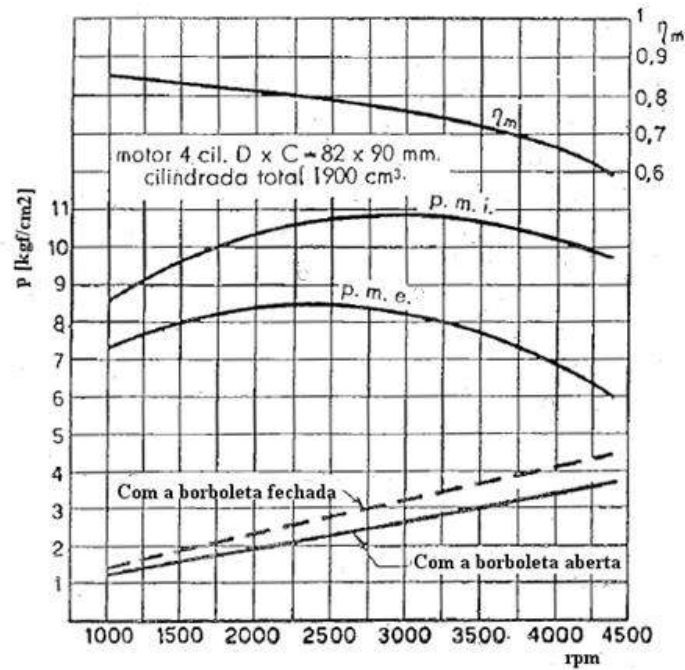


Figura 3.51 – Curvas de pressão média e rendimento mecânico.

Ainda se define o consumo específico de perdas se a potência a ser considerada for a das perdas,

$$C_{e_p} = \frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{W}_p} \quad (3.116)$$

Usando-se nestes consumos específicos as unidades convencionais do SI os valores obtidos vêm pouco atrativos para os técnicos e utilizadores das mesmas. Convencionou-se por isso utilizar para os consumos específicos uma combinação de unidades menos convencionais, mas que resultam numa gama de valores de consumo específico bem mais atrativa.

Assim, as três fórmulas anteriores poderão ser escritas como,

$$C_{e_e} = \frac{3600 \dot{m}_{comb}}{\dot{W}_e} \quad (3.117)$$

$$C_{e_i} = \frac{3600 \dot{m}_{comb}}{\dot{W}_i} \quad (3.118)$$

$$C_{e_p} = \frac{3600 \dot{m}_{comb}}{\dot{W}_p} \quad (3.119)$$

Se nestas três equações as unidades do consumo de combustível e da potência forem respetivamente $\dot{m}_{comb} = [\text{g/s}]$ e $\dot{W} = [\text{kW}]$, então $C_e = [\text{g/kWh}]$. Se em alternativa o

consumo vier em $\dot{m}_{comb} = [g/s]$ e a potência em $\dot{W} = [CV]$, o consumo específico será em $C_e = [g/CVh]$.

Na Figura 3.52 apresenta-se de uma forma genérica a evolução da potência debitada e do consumo específico de um motor Otto, em função da razão ar combustível. Sabe-se que o motor em causa é um Otto porque por um lado este trabalha tanto com misturas ricas, isto é razões ar combustíveis inferiores à estequiométrica, como com misturas pobres, quando a razão ar combustível é superior à estequiométrica. Porém a gama mais usada é de misturas ricas. Finalmente constata-se que o máximo de potência se verifica para uma mistura rica. Tudo isto são características operacionais dos motores Otto.

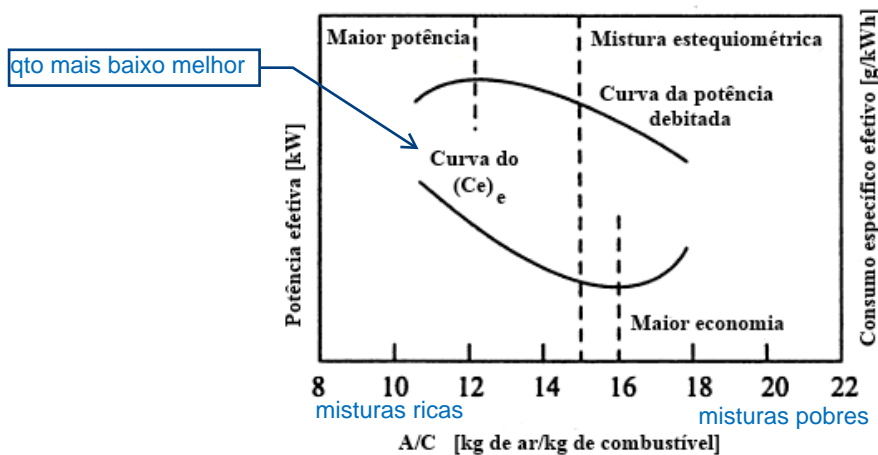


Figura 3.52 – Importância da evolução do consumo específico no funcionamento do motor.

Pode ainda combinar-se o consumo específico com o rendimento global do motor chegando-se às equações seguintes.

Se $\dot{m}_{comb} = [g/s]$, $C_{e_e} = [g/kWh]$, $PCI = [kJ/kg]$ e $\dot{W}_e = [kW]$,

$$\eta_g = \frac{3.600.000}{C_{e_e} PCI} = \frac{\dot{W}_e}{\frac{\dot{m}_{comb}}{1000} PCI} \quad (3.120)$$

Se $\dot{m}_{comb} = [g/s]$, $C_{e_e} = [g/CVh]$, $PCI = [kcal/kg]$ e $\dot{W}_e = [CV]$,

$$\eta_g = \frac{632.000}{C_{e_e} PCI} \quad (3.121)$$

3.13 - Curvas características de um motor.

As curvas características de um motor são as curvas que traduzem a variação da potência efetiva, do binário efetivo e do consumo específico efetivo com a velocidade do motor.

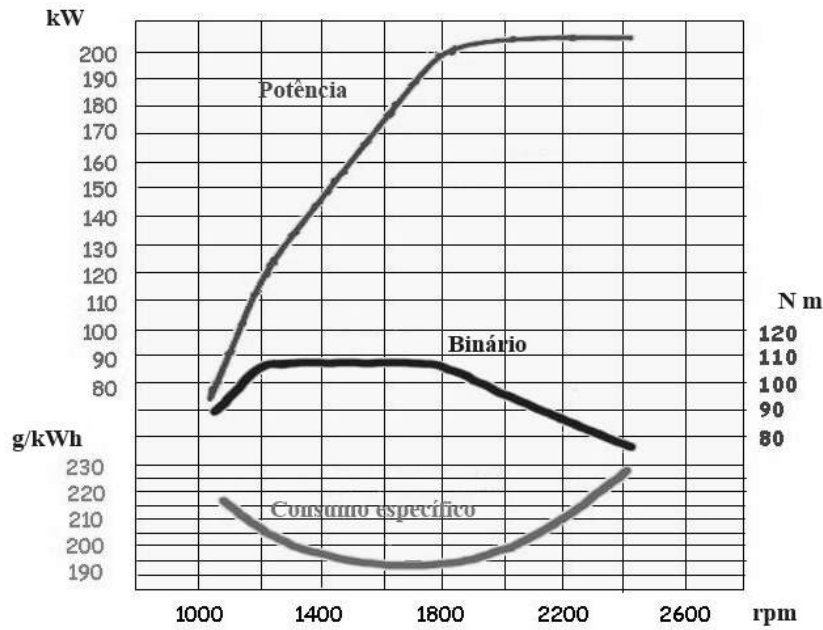


Figura 3.53 – Curvas características de um motor.

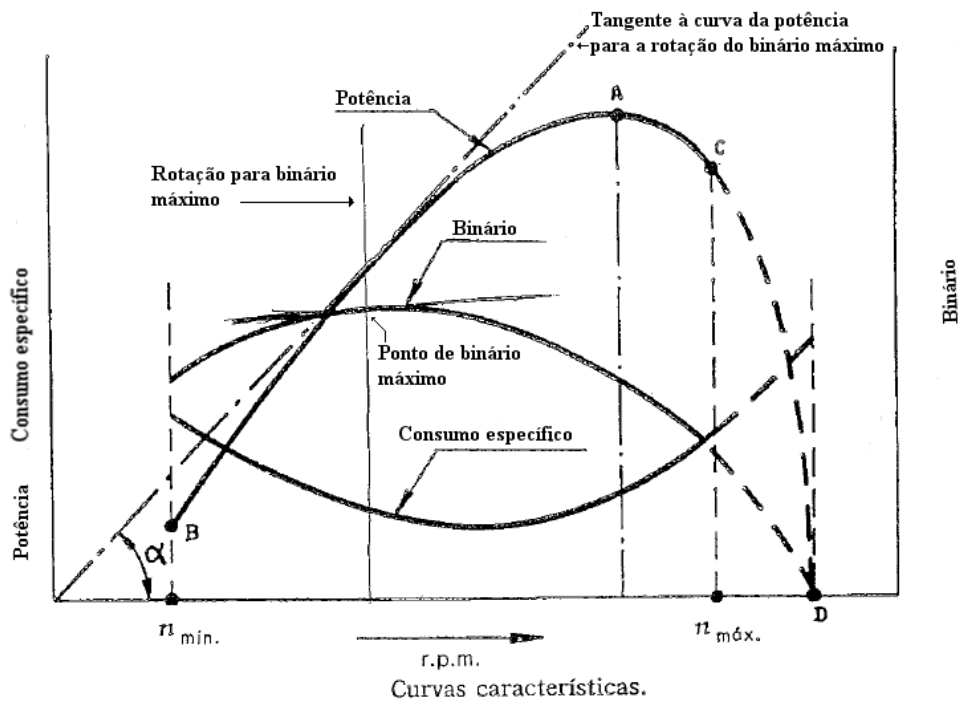


Figura 3.54 – Relação entre a curva de binário e a curva de potência.

São determinadas através de testes do motor em banca, para uma carga constante do mesmo, isto é para uma determinada posição do acelerador. Variando-se o binário resistente que o freio de testes impõe ao motor, varia-se a velocidade de rotação deste, medindo-se então os necessários parâmetros operativos e traçam-se curvas como as da Figura 3.53. Normalmente estas curvas são apresentadas nos dados técnicos dos motores para as condições de plena carga. Contudo, também podem ser determinadas e apresentadas para outros fatores de carga.

Retomando a expressão da potência efetiva em função do binário, pode fazer-se o seguinte raciocínio

$$\dot{W}_e = B_e \omega = \frac{2 \pi n}{60} B_e \Rightarrow B_e = K \frac{\dot{W}_e}{n} = K \operatorname{tg} \alpha \quad (3.122)$$

Isto quer dizer que a ordenada do binário motor (efetivo) a qualquer regime é igual ao produto da tangente do ângulo formado pelo segmento de reta definido pela potência à rotação em causa a dividir pelo valor dessa rotação (\dot{W}_e/n) a multiplicar por uma constante característica do motor K . A condição de binário máximo é definida pela tangente à curva da potência que passa pela origem do gráfico, ver Figura 3.54.

Como a potência é o produto do binário pela velocidade de rotação, na zona de rotações em que o binário cresce verifica-se uma rápida subida da potência debitada pelo motor, pois esta é função do produto de dois fatores crescentes. Atingindo-se o máximo de binário a potência continua a crescer, se bem que agora a sua taxa de crescimento vá diminuindo, pois relembra-se que se está perante o produto de dois fatores, um ainda crescente, a velocidade de rotação do motor, e outro decrescente, o binário do mesmo. Nas condições de potência máxima a influência da queda do binário supera o aumento de rotação.

No caso dos motores Diesel, como a curva do binário é “mais plana” do que nos motores Otto, a potência cresce grosso modo proporcionalmente à velocidade de rotação do motor.

O binário do motor é de fato uma quantificação do trabalho do mesmo, por isso a curva do binário efetivo segue a mesma tendência da curva da pressão efetiva média do motor. Como o trabalho debitado pelo motor é função da massa de mistura reagente introduzida neste, a evolução do trabalho, ou o que é o mesmo, a evolução do binário, é igualmente a evolução do grau e qualidade de enchimento do motor. Ou seja a evolução do binário segue igualmente a tendência da evolução do rendimento volumétrico. Pode pois dizer-se que a curva de binário tem o mesmo andamento da curva da pressão média efetiva e o mesmo andamento da curva do rendimento volumétrico. As curvas são idênticas, variando apenas de um fator de escala referente às respetivas unidades.

Por outro lado o consumo específico é o inverso do rendimento global do motor. O mínimo do consumo específico, ou o que é o mesmo, o máximo do seu rendimento global, não tem qualquer relação com qualquer ponto especial das outras curvas. O consumo específico apresenta o seu mínimo, e o rendimento global o seu máximo, para uma rotação intermédia entre a correspondente ao binário máximo e a rotação correspondente à potência máxima.

3.14 - Dirigibilidade e elasticidade do motor.

A Figura 3.55 apresenta duas curvas de binário de um motor, uma relativa a um motor Otto B_O e outra relativa a um motor Diesel B_D assim como duas curvas de binário resistente relativas a qualquer estrada, B_{est1} e B_{est2} .

Inicialmente os dois veículos estão a rodar na estrada 1 onde o binário resistente é definido pela curva B_{est1} . O ponto de funcionamento dos dois motores é o ponto A. Se as condições da estrada mudarem, tornando-se mais amenas, passará a valer a curva de binário resistente B_{est2} . As novas condições de funcionamento serão respetivamente o ponto B para o motor Otto e o ponto C para o motor Diesel.

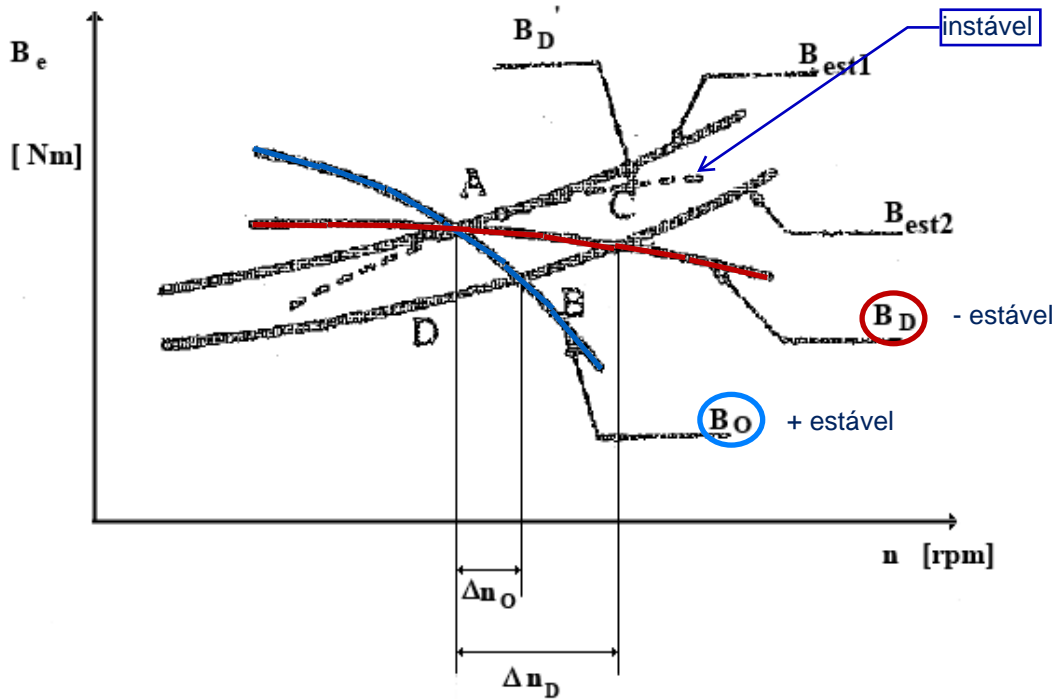


Figura 3.55 – Curvas de binário de um Otto e de um Diesel. O Diesel normalmente tem uma menor queda na rotação para o mesmo binário resistente (da estrada).

Ora então o motor Otto sofrerá um aumento de Δn_O na sua velocidade enquanto o motor Diesel sofrerá um maior aumento na sua rotação Δn_D , ou seja, um motor Diesel terá um maior aumento da sua velocidade de rotação quando houver uma diminuição do binário resistente, para uma dada condição de funcionamento. No caso limite de a curva do binário motor do Diesel ser a curva B_D' vê-se que há uma grande dificuldade em se verificar a intersecção entre esta curva do binário motor e a curva de binário resistente B_{est2} . Existirá, quer um grande aumento da velocidade de rotação, ou no caso da não intersecção das curvas, um embalo irreversível da velocidade do motor. A curva de binário B_O significa que este motor é mais estável, enquanto a curva de binário B_D poderá levar a um embalo do motor. O motor Otto é assim mais estável que o motor Diesel.

Um motor é estável se a pendente da curva do binário, à direita do ponto de binário máximo, é negativa, e é instável se a pendente da curva do binário, à direita do ponto de binário máximo, for positiva. Para se combater a instabilidade dos motores Diesel estes são equipados com dispositivos limitadores do aumento excessivo do regime de rotação. Também para aumentar a estabilidade do funcionamento do motor projetam-se condutas de admissão mais estreitas, por forma a melhorar o enchimento do motor a baixas rotações, pois neste caso a velocidade do escoamento gasosos na conduta de admissão

crece, aumentando-se a respetiva inércia, ao passo que nas maiores rotações se aumenta a perda de carga piorando-se o enchimento do motor e conseqüentemente diminuindo o binário. Só que assim a pendente da curva do binário após o ponto máximo fica negativa, ou seja o motor fica mais estável.

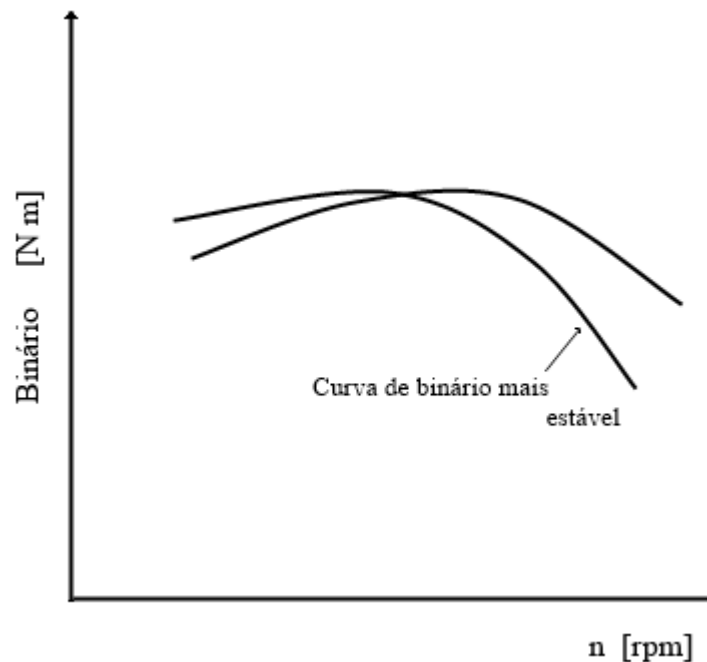


Figura 3.56 - A curva de binário mais inclinada após o máximo, é a mais estável.

O motor a, Figura 3.57, desenvolve um binário elevado perto do limite inferior da sua gama de rotações e em conseqüência a curva de potência decresce rapidamente após seu máximo. Mas apresenta uma gama ampla de rotações entre os pontos de binário e potência máxima, o que significa ter uma boa elasticidade de funcionamento exigindo pouco da transmissão.

O motor b, Figura 3.57, tem uma curva de binário mais plana e com um máximo a uma rotação mais alta do que o motor a. Como agora o binário apresenta valores mais elevados a rotações mais altas, obtém-se uma maior potência máxima. Contudo, a gama de rotações entre o binário máximo e a potência máxima é mais reduzida, sendo por isso o motor menos elástico.

Finalmente para o motor c, Figura 3.57, o binário máximo é atingido a uma rotação ainda mais elevada de modo que a potência máxima além de ser atingida a uma rotação ainda mais alta, apresenta ainda um valor mais elevado. Mas, em contrapartida, a gama de rotação entre estes dois máximos, de binário e de potência, é agora a mais limitada. O motor é menos elástico ou por outras palavras tem uma característica de funcionamento mais rígida. Os motores dos veículos de passeio convencionais estarão próximos do motor a enquanto os motores de veículos desportivos ou de competição estarão próximos do motor c.

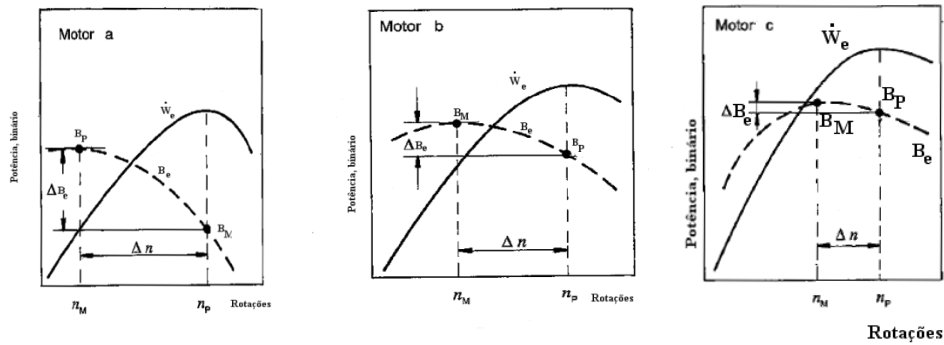


Figura 3.57 – O motor a é o motor mais elástico. O motor c é o motor menos elástico.

3.15 - Curvas de utilização. Colina de consumos.

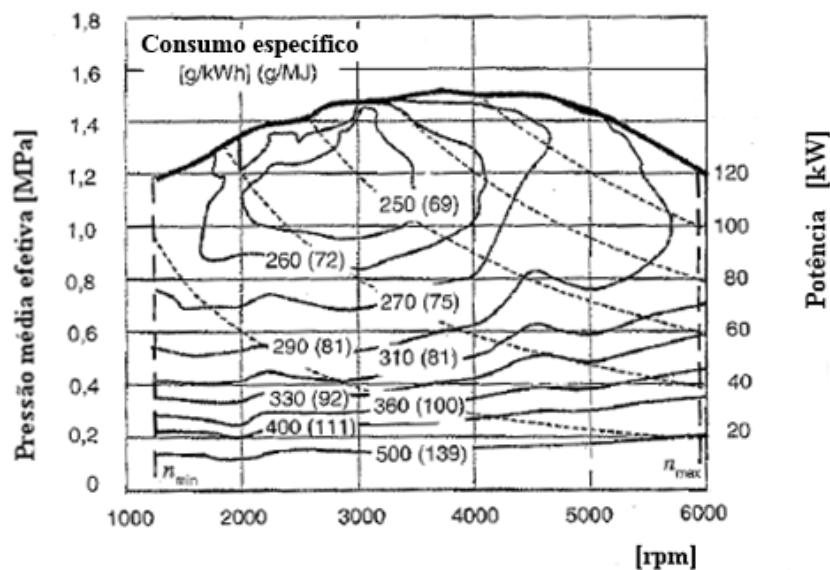


Figura 3.58 – Colina de consumos para um motor Otto.

Como se viu da análise das curvas características de um motor, estas eram definidas para uma dada carga do motor, sendo que de um modo geral as curvas disponíveis são para o funcionamento do motor a plena carga. Uma definição mais detalhada do funcionamento do motor obrigará à definição das condições de funcionamento deste em função de dois parâmetros, a velocidade de rotação e a carga. Tal é o caso dos gráficos que se apresentam nas Figuras 3.58 e 3.59, e que se designam por curvas de utilização. Nestas, as condições de funcionamento estão parametrizadas em função da velocidade de rotação e da pressão média efetiva e aí estão indicados todos os pontos possíveis de funcionamento dos dois motores considerados, um motor Otto na Figura 3.58 e um motor Diesel na Figura 3.59. De notar a forma das curvas de consumo específico efetivo constante que dá origem à denominação mais comum deste tipo de gráficos. Por analogia com os dados orográficos estes gráficos de curvas de utilização dos motores são também conhecidos como colinas de consumo dos motores. As linhas com declive

negativo e que estão a ponteados na Figura 3.58 e a traço ponto na Figura 3.59 dão a potência efetiva dos motores.

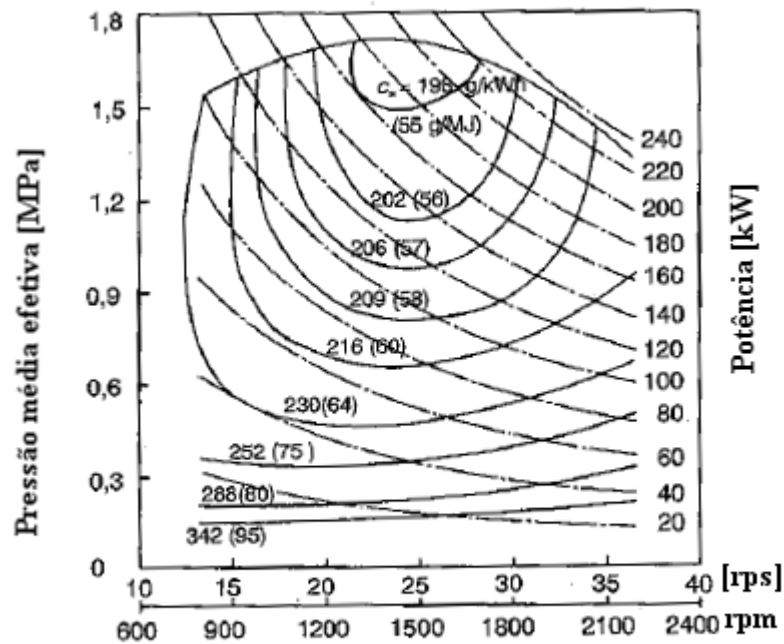


Figura 3.59 - Colina de consumos para um motor Diesel.

Analisando melhor a Figura 3.58, verifica-se que há uma zona de consumo mínimo a uma carga, pressão média efetiva, relativamente elevada, sendo que o regime de rotações a que tal máximo se verifica acontece para uma condição próxima da de binário máximo. Saindo desta região ótima o consumo aumenta. Mantendo a carga constante e aumentando-se a rotação, o consumo aumenta porque é necessário enriquecer a mistura ar combustível, pois o motor caminha para condições de potência máxima. Além disso, aumentam as perdas mecânicas. Diminuindo-se a rotação, para a mesma carga, o consumo específico também cresce, porque aumentam as perdas térmicas do motor e novamente é necessário enriquecer a mistura, mas agora para aumentar a velocidade de propagação da frente de chama e conseguir-se uma combustão estável nestas condições.

Mantendo-se a rotação constante se se aumenta a carga, aumenta o consumo porque se caminha para um aumento de potência e tal só se consegue com enriquecimento da mistura. Se se diminui a carga o consumo também aumenta porque as perdas mecânicas e térmicas crescem nestas condições e a potência debitada diminui, ou seja o consumo específico vem penalizado.

Considerando agora a Figura 3.59, a zona de consumo mínimo obtém-se para uma rotação mais baixa. No entanto, saindo-se da zona de melhores consumos específicos os aumentos deste seguem a mesma tendência verificada no motor Otto. No entanto o aumento do consumo com a diminuição da carga é mais reduzido, porque enquanto nos motores Otto a redução da carga se obtém por estrangulamento da conduta de admissão,

agora tal é conseguido por diminuição da massa de combustível injetada, não havendo assim uma penalização do rendimento volumétrico que depois se reflita no aumento do consumo específico.

3.16 - Balanço energético dos motores alternativos de combustão interna.

Na Tabela 3.1 apresentam-se os valores percentuais médios das repartições energéticas em motores Otto e Diesel. \dot{Q}_{ge} representa a potência perdida pelos gases de escape, \dot{Q}_{ref} representa a potência térmica transferida ao circuito de arrefecimento e finalmente \dot{Q}_{cv-rad} representa as perdas por convecção e radiação.

Tabela 3.1 – Repartição percentual da potência fornecida pelo combustível ao motor pelos termos do balanço energético

	\dot{W}_e [%]	\dot{Q}_{ge} [%]	\dot{Q}_{ref} [%]	\dot{Q}_{cv-rad} [%]
Otto	35 - 40	35 - 45	20 - 35	3 - 8
Diesel	40 - 45	30 - 40	20 - 30	2 - 6

As Figuras 3.60 e 3.61 mostram a distribuição dessas perdas num motor Otto e num motor Diesel, ambos da década de 1960.

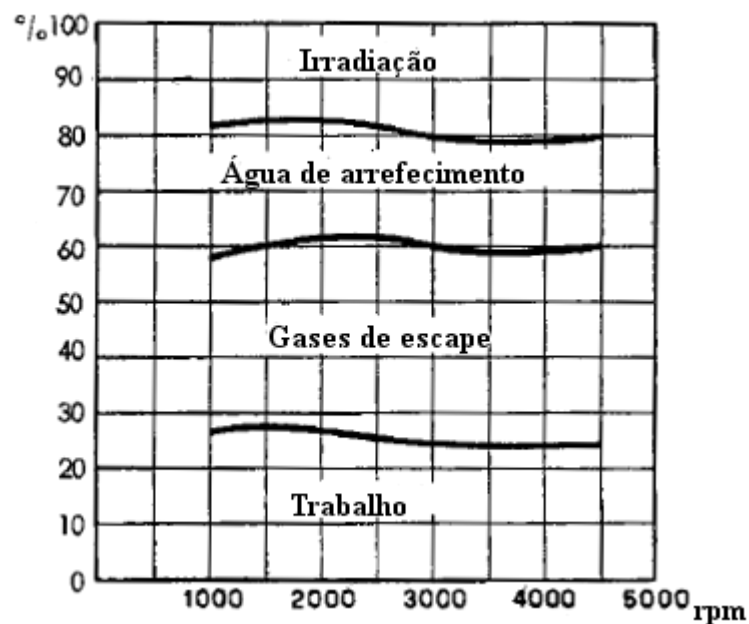


Figura 3.60 – Balanço energético para motor Otto da década de 1960.

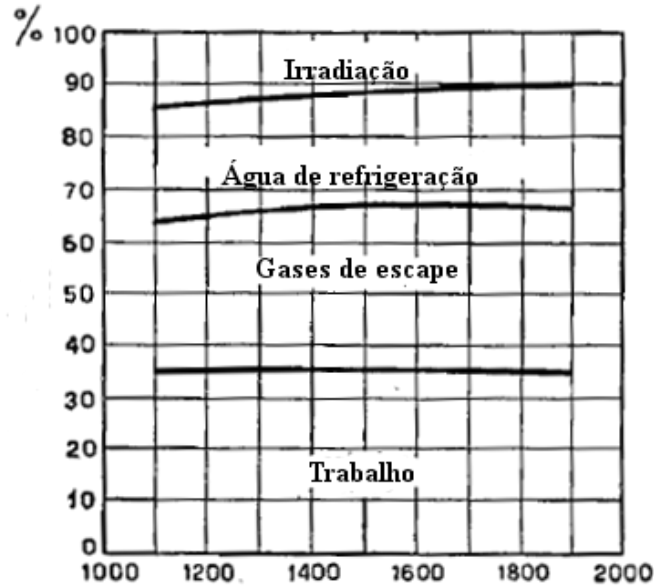


Figura 3.61 - Balanço energético de um motor Diesel da década de 1960.

A Figura 3.62 apresenta um Diagrama de Sankey, que é uma outra forma de se apresentarem os resultados de um balanço térmico de um motor para uma dada condição de funcionamento.

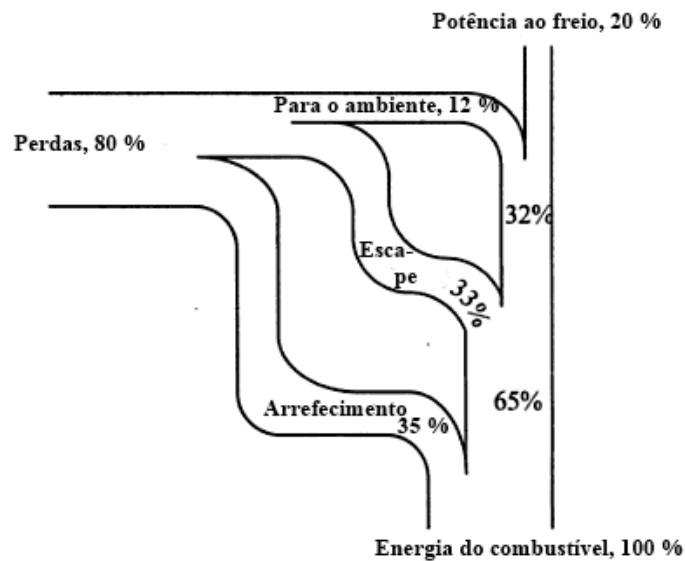


Figura 3.62 – Diagrama de Sankey simplificado de um motor de combustão interna.

3.17 - Considerações sobre bancos de ensaio de motores.

Como já se explicou a medida da potência debitada por um motor consiste na determinação de um binário e uma velocidade de rotação do motor. Esses dispositivos são chamados freios, dinamômetros e bancas ou bancos de ensaio, embora esta última designação acabe por envolver o conjunto do freio propriamente dito com outros dispositivos anexos destinados à medição, em complemento à da potência, dos caudais e

temperaturas do combustível, da água de arrefecimento, do óleo de arrefecimento e lubrificação, do ar de combustão e mesmo ar de arrefecimento do motor.

3.17.1 - O freio prony.

O método mais simples de se medir a potência efetiva de um motor é através da utilização de um travão que se aplica ao volante de inércia do motor. O travão é acionado por um peso montado sobre um braço que aperta as sapatas do dito travão. Esta disposição construtiva é conhecida como freio prony, ver Figura 3.63

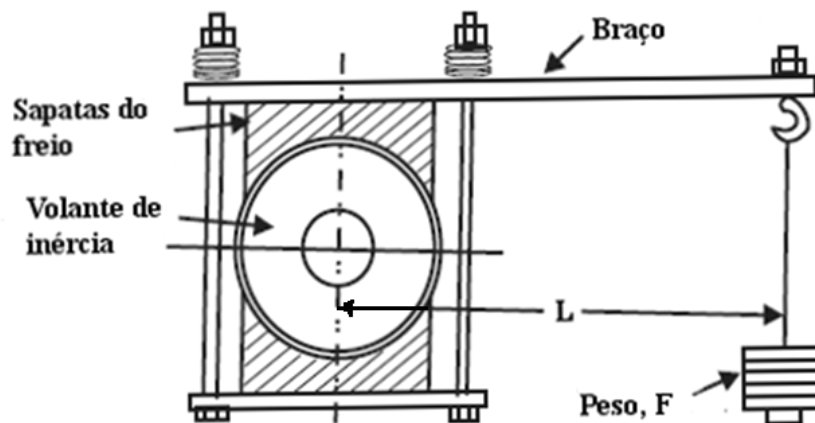


Figura 3.63 – Freio prony.

Foi possivelmente a primeira metodologia usada na medição da potência ao veio dos motores sendo daí que veio a designação genérica de freio para as bancas de ensaio de motores. As sapatas eram em madeira e devido à dissipação do trabalho em calor, necessitavam de arrefecimento.

3.17.2 - Freio de corda.

Trata-se de outra técnica muito simples de se medir a potência ao veio de um motor, Figura 3.64.

Um tambor rotativo é acoplado ao veio do motor e uma corda é enrolada várias voltas sobre esse tambor. Uma ponta da corda é amarrada a um dinamómetro e na outra ponta colocam-se pesos. A potência debitada pelo motor é dissipada na fricção entre a corda e o tambor que por isso precisa de ser arrefecido.

É um método barato e de fácil construção, se bem que pouco preciso devido às mudanças do coeficiente de fricção da corda com a temperatura. A potência efetiva do motor será determinada por,

$$\dot{W}_e = \pi n' D (F - S) = \frac{\pi n}{60} D (F - S) \quad (3.123)$$

Na equação anterior D é o diâmetro do tambor, F o peso e S o valor da força lida no dinamómetro.

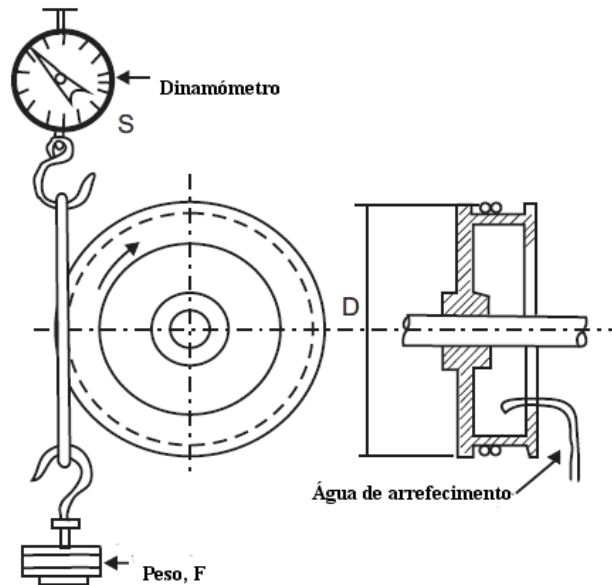


Figura 6.34 – Freio de corda.

3.17.3 - Freio hidráulico.

No freio hidráulico a dissipação da potência ao veio do motor é através da fricção de um líquido em vez de ser uma dissipação por atrito entre superfícies sólidas, Figura 6.35.

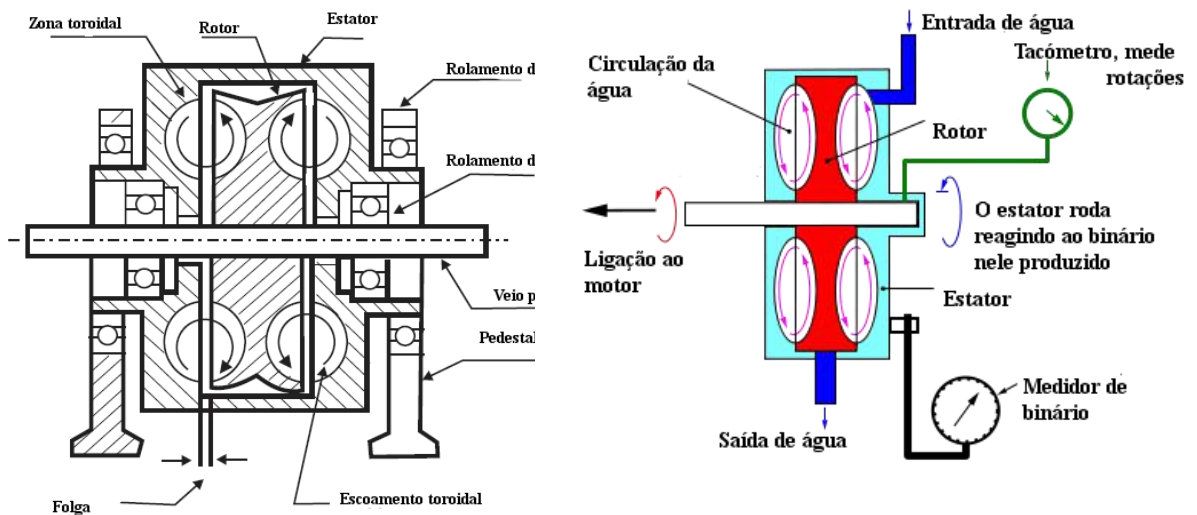


Figura 6.35 – Freio hidráulico.

O veio motor está ligado a um rotor interior à volta do qual existe um estator, Tanto o rotor como o estator, têm cavidades toroidais cheias de água. O estator, devido à força centrífuga que se desenvolve tenta rodar seguindo o rotor, no que é impedido por um sistema de pesos e molas ligados a um dinamómetro. As forças de fricção que se

desenvolvem entre o rotor e o estator são medidas através do dinamómetro aplicado ao estator. O calor libertado na dissipação do trabalho é retirado pelo escoamento da água. O funcionamento do sistema é controlado pela regulação do caudal de água que escoo entre o rotor e o estator.

3.17.4 - Freio de correntes de Foucault.

No freio de correntes de Foucault o estator contém eletromagnetes enquanto o rotor, ligado ao veio motor, é fabricado em aço ou latão. Quando o rotor roda, induzem-se correntes elétricas no estator devido à passagem do campo de correntes através do campo magnético existente do estator, Figura 6.36.

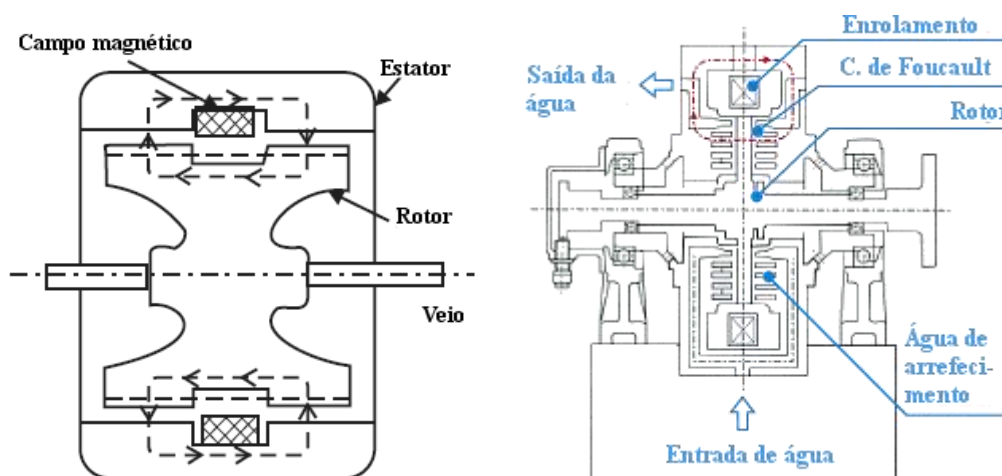


Figura 6.36 – Freio de correntes de Foucault.

Estas correntes de Foucault são igualmente dissipadas em calor e novamente se torna necessário a existência de um meio de arrefecimento do freio. Também aqui o estator tende a girar sendo o binário resistente medido por dinamómetros. A carga do freio é controlada através da regulação da corrente que passa nos eletromagnetes. Estes freios têm com principais vantagens a grande potência por unidade de massa do sistema, o desenvolvimento das correntes de Foucault é suave permitindo uma medida suave do binário motor em toda a gama de operação, permitem a medição de binários elevados a baixas rotações e não há limites dimensionais, quer inferiores quer superiores.

4 - INSTALAÇÕES DE AR COMPRIMIDO.

4.1 – Introdução.

O ar comprimido é usado industrialmente para o acionamento de máquinas e ferramentas, para processos de perfuração, pintura, limpeza de poeiras, transporte pneumático, processamento de alimentos, acionamento de sistemas de medição e controlo e em casos muito específicos como é por exemplo a combustão em reservatórios subterrâneos caso em que se injeta ar comprimido na zona de reação. Os compressores para gases, que não o ar, estão ainda presentes em sistemas de refrigeração, ar condicionado, aquecimento, transporte de fluidos em tubagens, e em muitos processos químicos, como por exemplo em instalações de polimerização e de cracking catalítico.

Tendo o ar comprimido uma tão grande utilidade industrial e tecnológica é necessário saber dimensionar uma rede de distribuição de ar comprimido e escolher os seus principais componentes.

4.2 - A rede de ar comprimido.

Uma instalação de ar comprimido é composta no essencial pelos seguintes componentes principais:

- Compressores;
- Reservatório;
- Arrefecedor intermédio;
- Arrefecedor final;
- Secadores ou separadores de humidade;
- Purgadores;
- Silenciadores;
- Desumidificadores (secagem total do ar em certas aplicações de maior exigência);
- Rede de alimentação e distribuição, composta por,
 - Linha principal e ramais;
 - Separadores de condensados;
 - Lubrificadores;
 - Válvulas de corte e isolamento de troços da rede.

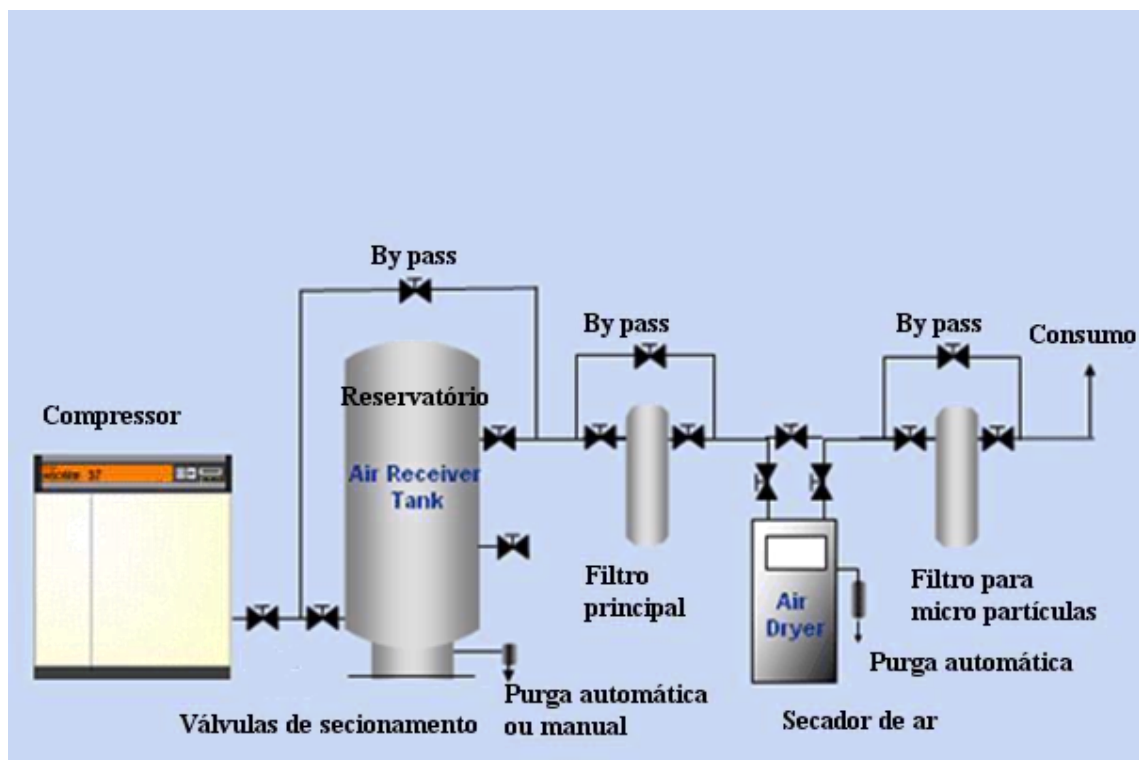


Figura 4.1 – Equipamentos normalmente encontrados na sala do compressor.

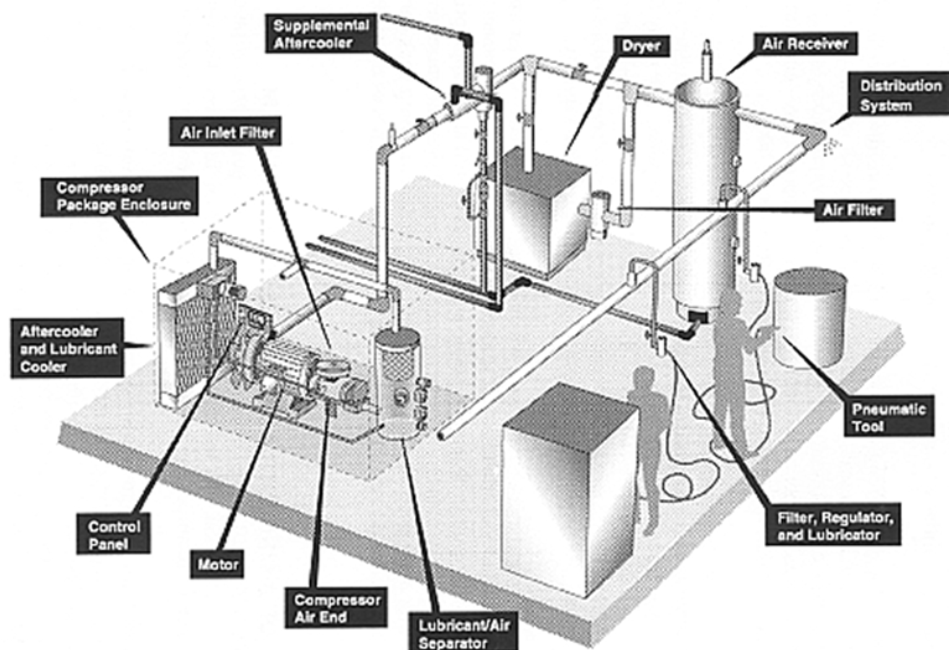


Figura 4.2 – Outra indicação dos equipamentos numa sala do compressor.

4.3 - Projeto e traçado de uma rede de ar comprimido.

Para se proceder ao projeto de uma rede de ar comprimido há que seguir os seguintes passos:

- Marcação, numa planta da instalação industrial ou comercial onde se pretende instalar a rede, dos pontos onde se consumirá ar comprimido;
- Definição da localização da sala dos compressores, arrefecedores, desumidificadores e do reservatório;
- Traçagem do desenvolvimento da rede com os ramais principais e sub-ramais. Colocação de válvulas de seccionamento para permitir um isolamento de setores e subsectores da rede, tendo o cuidado de se garantir que numa situação de intervenção técnica e de manutenção de uma parte da rede, se permite que o restante da instalação possa continuar a funcionar.

Seguidamente executa-se o desenho isométrico da rede indicando os principais componentes.

Calculam-se então os diâmetros dos diversos troços em função do caudal, queda de pressão admissível e velocidade recomendada para o escoamento do ar. Finalmente, marca-se, quer na planta, quer no desenho isométrico, os diâmetros e os declives das desejados para as tubagens.

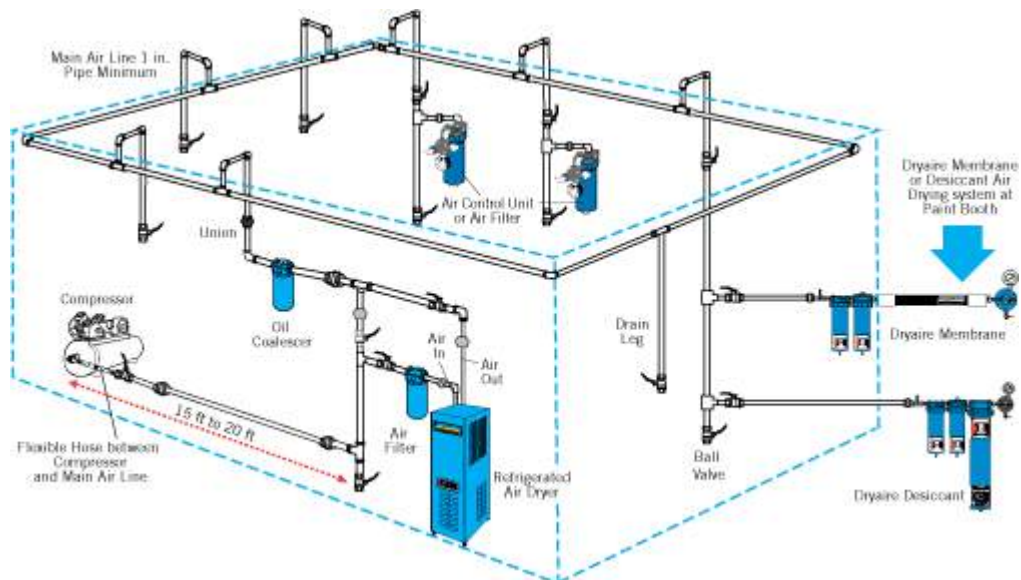


Figura 4.3 – Desenho isométrico de uma pequena instalação de ar comprimido.

4.3.1 - Avaliação das necessidades de ar comprimido.

Para o dimensionamento de uma instalação de ar comprimido é necessário fazer-se inicialmente uma previsão dos consumos de ar. Para tal é necessário conhecerem-se as características operacionais dos utilizadores, mais concretamente a pressão do ar no ponto de consumo, o tempo de consumo, o grau de pureza do ar e o tipo de funcionamento dos equipamentos, ou seja se o funcionamento é em contínuo, ou se é periódico, se o ar comprimido é necessário para funções de acionamento ou para funções de comando. Portanto, para cada ponto de consumo deverá existir um inventário de todas as ferramentas, máquinas e processos consumidores de ar comprimido. É igualmente conveniente fazer-se uma estimativa das necessidades

inerentes a fugas ou desgastes, levando a maiores consumos e futuras trocas de equipamentos que levem a maiores consumos.

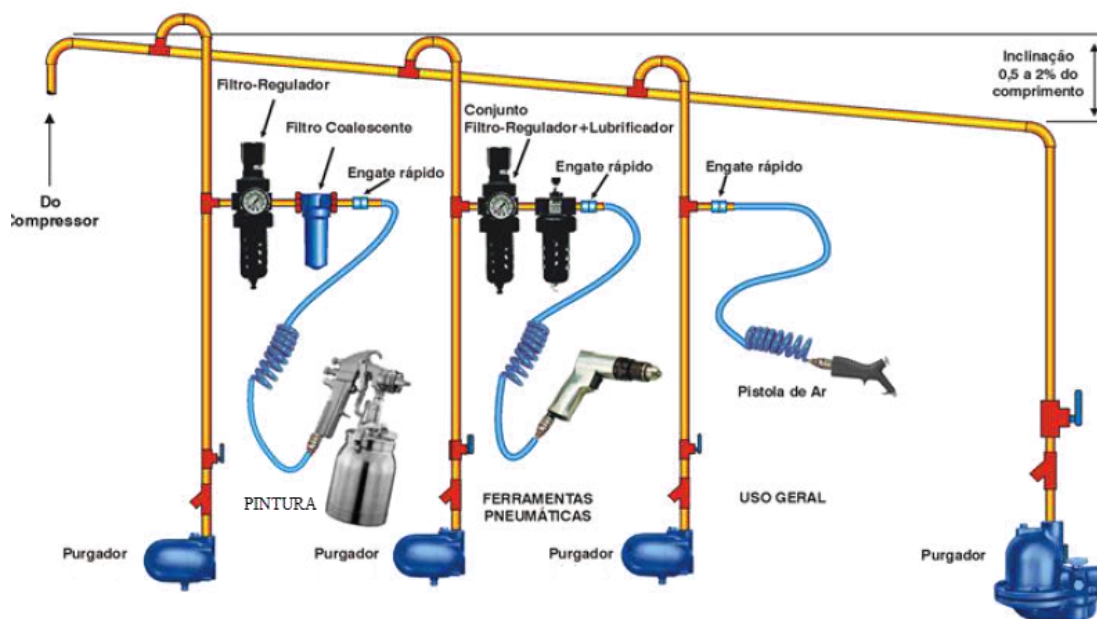


Figura 4.4 – Exemplo de alguns acessórios numa linha de ar comprimido.

Em princípio, o ideal para o projetista é conhecerem-se com rigor os consumos e fatores de utilização dos diversos consumidores que existem num dado ponto de consumo. Contudo, na maior parte dos casos tal não é possível e então usam-se valores padrão de referência para os consumos e respetivos fatores de utilização. Os consumos e fatores de utilização dos principais equipamentos consumidores de ar comprimido podem ser lidos na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Consumos e fatores de utilização.

	Débito de ar livre [m ³ /min]	Fator de utilização
Furadora	0,33 a 3,4	0,2 a 0,05
Rosqueadora (Rosqueadeira)	0,45	0,20
Aparafusadora	0,90	0,10
Esmeril	1,5 a 2,5	0,30 a 0,20
Bico de limpeza	0,5	0,10
Rebitadora	1,10 a 1,30	0,10 a 0,05
Rebarbadora	0,37 a 0,73	0,20 a 0,10
Jato de areia	1,55	0,20
Pistola de pintura	0,25	0,50

Conhecidos o número e tipo de aparelhos consumidores de ar comprimido, em cada ponto de consumo, multiplica-se o valor do débito de ar livre pelo correspondente fator

de utilização e pelo número de equipamentos. O somatório destes produtos em cada ponto de consumo dará as necessidades de ar comprimido desse ponto. Tendo em atenção os vários pontos de consumo, alimentados por um dado ramal ou sub-ramal da rede em dimensionamento, conhecem-se os caudais que devem escoar por esse troço. Deste modo serão conhecidos os caudais que escoarão em todos os pontos da linha de ar comprimido, construindo-se assim uma tabela com informações dos caudais requeridos, desde os pontos de consumo mais distantes, até se chegar à linha de saída do reservatório de ar comprimido que alimenta a instalação.

4.3.2 - Perdas de carga em linha.

Para o dimensionamento do diâmetro das tubagens há vários critérios. Um deles é o critério da perda de carga admissível e leva em consideração valores máximos admissíveis para a perda de carga, quer para toda a instalação, quer para troços particulares. Assim, a perda de carga máxima até ao ponto mais afastado não deverá ultrapassar os 0,3 bar. Nas tubulações principais aceita-se uma perda de carga de 0,02 bar/100 m, para as tubulações secundárias aceita-se uma perda de carga máxima de 0,08 bar/100 m, para as tubulações de acesso direto um valor de 0,2 bar/100 m e finalmente para as mangueiras um valor de 0,2 bar/50 m.

Outro critério é o das velocidades admissíveis. Para as tubulações principais a velocidade deve andar no intervalo de 6 a 8 m/s, nas tubulações secundárias a velocidade deverá andar entre 8 a 10 m/s e nas mangueiras poderá andar no intervalo de 15 a 30 m/s.

Depois há valores mínimos recomendados na prática para os diâmetros das tubagens. Assim um ramal principal ou ramificação da rede nunca deverá ser inferior a DN 25 (1 ") ao passo que um ramal secundário deverá ser de pelo menos DN 20 (3/4 "). A informação sobre os diâmetros nominais das tubagens está na Tabela 4.2.

Como existem os dois critérios de dimensionamento acima descritos o projetista deverá encontrar um compromisso que satisfaça ambos.

Para o cálculo das perdas de carga os fornecedores e fabricantes de equipamentos disponibilizam nos seus manuais e catálogos, ábacos e gráficos para o seu cálculo. Contudo, o procedimento clássico da Mecânica dos Fluidos através da equação de Darcy-Weisbach

$$\Delta p = f \frac{L}{D} \frac{V^2}{2} \rho \quad (4.1)$$

aplicável a fluidos viscosos, quando os efeitos de compressibilidade são pouco relevantes, é o mais aconselhável.

No caso de escoamento laminar o coeficiente de atrito ou fricção, é calculado pela equação de Hagen-Poiseuille,

$$f = \frac{64}{\text{Re}} \quad (4.2)$$

No caso de escoamento turbulento em tubos de paredes lisas usa-se a equação de Blasius,

$$f = \frac{0,3164}{\text{Re}^{1/4}} \quad (4.3)$$

Tabela 4.2 – Diâmetros nominais das tubagens.

Diâmetro nominal - DN - (mm)	Diâmetro nominal - NPS - (polegadas)
6	1/8
8	1/4
10	3/8
15	1/2
20	3/4
25	1
32	1 1/4
40	1 1/2
50	2
65	2 1/2
80	3
90	3 1/2
100	4
125	5
150	6
200	8
250	10
300	12
350	14
400	16
450	18
500	20
550	22
600	24

Para o escoamento turbulento em tubos de paredes rugosas recorre-se ao diagrama de Moody ou à equação de Colebrook,

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2,0 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{f}} \right) \quad (4.4)$$

Como nesta equação o coeficiente de fricção vem implícito, desenvolveram-se posteriormente novas fórmulas mais amigáveis de modo a que o coeficiente de fricção ficasse devidamente explicitado.

Portanto, alternativamente à equação de Colebrook pode usar-se por exemplo o conjunto de equações proposto por Churchill,

$$f = 8 \times \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (4.5)$$

com,

$$A = \left[2,457 \ln \frac{1}{\left(\frac{7}{\text{Re}} \right)^{0,9} + \frac{0,27 \varepsilon}{D}} \right]^{16} \quad (4.6)$$

e

$$B = \left(\frac{37.530}{\text{Re}} \right)^{16} \quad (4.7)$$

ou alternativa pode usar-se a equação de Pavlov et al.,

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2,0 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \left(\frac{6,81}{\text{Re}} \right)^{0,9} \right) \quad (4.8)$$

ou ainda a de Branco et al.,

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -1,85 \log \left(\left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} \right)^{0,925} + 10 \left[\frac{(\log \text{Re})^{1,285}}{1,804 \text{Re}^{0,0073}} \right] \right) \quad (4.9)$$

Esta última apresenta uma incerteza de $\pm 1\%$ em relação aos dados de Nikuradse desde que $0 < \varepsilon/D < 0,005$.

Os construtores propõem ainda em alternativa fórmulas semi-empíricas, como por exemplo a fórmula da Atlas Copco,

$$\Delta p = \frac{450 \dot{V}_{al}^{1,85} L}{D_{int}^5 P_i} \quad (4.10)$$

onde nesta equação,

D_{int} - diâmetro interior do tubo, [mm];

p_i - pressão (absoluta) inicial, [bar];

L - comprimento da tubagem, [m];

\dot{V}_{al} - débito de ar livre, [L/s];

Δp - perda de carga, [bar].

Contudo, deve-se evitar sempre que possível o uso deste tipo de fórmulas empíricas, com combinações pouco ortodoxas de unidades.

4.3.3 - Perdas de carga localizadas.

Além das perdas de carga em linha, há que calcular as perdas de carga nas bifurcações, mudanças de direção e acessórios de tubulação. Para tal determinam-se os comprimentos equivalentes associados a estes componentes e corrige-se o comprimento total da linha de modo que,

$$L_t = L_r + L_{eq} \quad (4.11)$$

sendo que,

L_{eq} - comprimento equivalente a obter de tabelas ou fórmulas, [m];

L_r - comprimento real, [m];

L_t - comprimento total, [m].

Nas Tabelas 4.3 a 4.5 apresentam-se valores do comprimento equivalente.

Na Tabela 4.6 os comprimentos equivalentes, sob a forma de uma razão L_{equiv}/D , vêm em função do Fator de Fricção de Fanning f_F que se relaciona com o fator de fricção de Darcy f conforme a equação (4.12)

$$f_F = \frac{f}{4} \quad (4.12)$$

Um outro método de determinação das perdas de carga localizadas parte da análise da equação de Darcy-Weisbach, que poderá ser escrita como,

$$\Delta p = K \frac{V^2}{2} \rho \quad (4.13)$$

Na tabela seguinte os comprimentos equivalentes, sob a forma de uma razão L_{equiv}/D , vêm em função do Fator de Fricção de Fanning f_F que se relaciona com o fator de fricção de Darcy f conforme a equação (4.14).

Tabela 4.3 - Comprimentos equivalentes para alguns acessórios de tubulação.

Componente		Comprimento equivalente, [m]										
		DN										
		25	40	50	80	100	125	200	250	300	400	
Válvula de manô esférico		0,3 5	0,5 8	0,6 10	1,0 16	1,3 20	1,6 25	1,9 30	2,6 40	3,2 50	3,9 60	5,2 80
Válvula de diafragma aberta		1,5	2,5	3,0	4,5	6	8	10	-	-	-	-
Válvula angular aberta		4	6	7	12	15	18	22	30	36	-	-
Válvula de globo		7,5	12	15	24	30	38	45	60	-	-	-
Válvula de retenção		2,0	3,2	4,0	6,4	8,0	10	12	16	20	24	32
Curva R = 2d		0,3	0,5	0,6	1,0	1,2	1,5	1,8	2,4	3,0	3,6	4,8
Curva R = d		0,4	0,6	0,8	1,3	1,6	2,0	2,4	3,2	4,0	4,8	6,4
Joelho 90°		1,5	2,4	3,0	4,5	6,0	7,5	9	12	15	18	24
Tê passagem direta		0,3	0,4	1,0	1,6	2,0	2,5	3	4	5	6	8
Tê mudança de direção		1,5	2,4	3,0	4,8	6,0	7,5	9	12	15	18	24
Redução concêntrica		0,5	0,7	1,0	2,0	2,5	3,1	3,6	4,8	6,0	7,2	9,6

Tabela 4.4- Comprimentos equivalentes para alguns acessórios de tubulação.

PEÇA		DIÂMETRO NOMINAL												
		1/2"	3/4"	1"	1 1/4"	1 1/2"	2"	2 1/2"	3"	4"	5"	6"	8"	10"
90° COTOVELO COMUM	ROSQ.	1,1	1,34	1,58	2,0	2,25	2,6	2,8	3,4	4,0	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	0,95	1,1	1,3	1,8	2,2	2,7	3,7	4,8
90° CURVA RAIO LONGO	ROSQ.	0,67	0,70	0,83	0,98	1,0	1,1	1,1	1,2	1,4	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	0,83	0,88	1,0	1,3	1,5	1,7	2,1	2,4
CURVA 45°	ROSQ.	0,21	0,28	0,39	0,52	0,64	0,83	0,97	1,2	1,7	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	0,52	0,61	0,80	1,1	1,4	1,7	2,3	2,7
TÊ PASSAGEM DIRETA	ROSQ.	0,52	0,73	0,99	1,4	1,7	2,3	2,8	3,7	5,2	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	0,55	0,58	0,67	0,85	1,0	1,2	1,4	1,6
TÊ DERIVAÇÃO	ROSQ.	1,3	1,6	2,0	2,7	3,0	3,7	3,9	5,2	6,4	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	2,0	2,3	2,9	3,7	4,6	5,5	7,3	9,1
CURVA 180° RAIO LONGO	ROSQ.	1,1	1,3	1,6	2,0	2,3	2,6	2,8	3,4	4,0	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	0,83	0,88	1,00	1,3	1,5	1,7	2,1	2,4
VÁLVULA GLOBO ABERTA	ROSQ.	6,7	7,3	8,8	11,3	12,8	16,5	18,9	24,0	33,5	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	21,4	23,6	28,7	36,6	45,7	47,9	79,3	94,5
VÁLVULA GAVETA	ROSQ.	0,17	0,20	0,25	0,34	0,37	0,46	0,52	0,58	0,76	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	0,80	0,83	0,88	0,88	0,95	0,98	0,98	0,98
VÁLVULA ANGULAR	ROSQ.	1,6	4,6	5,2	5,5	5,5	5,55	5,55	5,55	5,55	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	6,4	6,7	8,5	11,6	15,2	19,2	27,4	36,6
VÁLVULA RETENÇÃO PORTINHO	ROSQ.	2,4	2,7	3,4	4,0	4,6	5,8	6,7	8,2	11,6	-	-	-	-
	FLAN.	-	-	-	-	-	5,2	6,4	8,3	11,6	15,2	19,2	27,4	36,6
UNIÃO	ROSQ.	0,07	0,07	0,08	0,11	0,12	0,14	0,14	0,16	0,19	-	-	-	-
FILTRO Y	ROSQ.	1,5	2,0	2,3	3,5	3,1	3,3	3,8	10,4	12,8	16,2	18,6	-	-
VÁLVULA DE DIAFRAGMA REDUÇÃO	ROSQ.	-	-	1,2	-	2,0	3,0	-	4,5	6,0	8,0	10,0	-	-
	ROSQ.	-	-	0,5	-	0,7	1,0	-	2,0	2,5	3,5	4,0	-	-

Tabela 4.5 - Comprimentos equivalentes em regime turbulento.

Tipo de peça	L_{equiv}/D
Alargamento gradual	12
Cotovelo (joelho) a 90 °	45
Cotovelo (joelho) a 45 °	20
Curva longa a 90 °	30
Curva longa a 45 °	15
Cotovelo (joelho) a 180 °	75
Entrada em tubo à face da parede	17
Entrada em tubo saliente à parede	30
Redução gradual	6
Saída de tubulação	35
Tê usado c/cotovelo. Entrada p/haste.	90
Tê usado c/cotovelo. Entrada p/braço.	60
Tê passagem directa.	20
Válvula globo toda aberta.	300
Válvula angular toda aberta.	170
Válvula gaveta toda aberta.	7
Válvula gaveta ¾ aberta.	40
Válvula gaveta ½ aberta.	200
Válvula gaveta ¼ aberta.	900
Válvula de retenção.	100
Válvula de pé c/crivo.	250

$$f_F = \frac{f}{4} \quad (4.14)$$

O parâmetro K , conhecido como o coeficiente de resistência equivale a $f \frac{L}{D}$ ou seja é uma caracterização de um dado acessório. Com efeito detetou-se de ensaios experimentais que para cada acessório o parâmetro K variava de tal modo que o rácio L/D se mantinha constante para cada configuração. Deste modo define-se um parâmetro K para cada acessório, que é função de um coeficiente de fricção referente a cada tamanho nominal de tubagem. O coeficiente de fricção para cada tamanho nominal de tubagem está na Tabela 4.7.

Depois a fórmula para o cálculo do valor de K é obtida da Tabela 4.8.

Tabela 4.6 – Comprimentos equivalentes para expansões e contrações súbitas.

Tipo de peça	L_{equiv}/D
Expansão súbita de d para D .	
Escoamento laminar em d .	$\frac{Re}{32} \left[1 - \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right]^2$
Escoamento turbulento em d .	$\frac{1}{4} (f_{F, em d}) \left[1 - \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right]^2$
Contração súbita de D para d . (Não é válido p/escoamentos gasosos a alta velocidade em que $p_1/p_2 \geq 2$).	
Escoamento laminar em d .	$\frac{Re}{160} \left[1,25 - \left(\frac{d}{D} \right) \right]$
Escoamento turbulento em d .	$\frac{1}{10} (f_{F, em d}) \left[1,25 - \left(\frac{d}{D} \right) \right]$

Tabela 4.7 – Fatores de fricção para tubos comerciais em regime turbulento

Diâmetro nominal - DN	Fator de fricção para tubos comerciais em regime turbulento, f_i [-]
15	0,027
20	0,025
25	0,023
32	0,022
40	0,021
50	0,019
65, 80	0,018
100	0,017
125	0,016
150	0,015
200, 250	0,014
300, 400	0,013
450, 600	0,012

Finalmente o valor de K para um dado acessório de um dado tamanho nominal é obtido conforme o produto indicado na Tabela 4.8.

Uma terceira possibilidade é usar-se um K para cada acessório conforme indicado pelo fornecedor do equipamento sem haver necessidade de se a uma fórmula que necessite do fator de fricção do tubo onde este acessório está inserido.

Como todos estes métodos são baseados em medições experimentais e aproximações empíricas, há sempre algumas discrepâncias entre os resultados obtidos pelos vários processos, pelo que convirá atuar com alguma prudência.

Tabela 4.8 – Coeficientes de resistência para acessórios.

Acessórios	Coeficiente de resistência K [-]
Válvula de gaveta	$340 \times f_t$
Válvula de diafragma	$60 \times f_t$
Válvula de globo	$8 \times f_t$
Joelho standard	90°: $30 \times f_t$; 45°: $16 \times f_t$
Curva	R/d 1 2 4 8 16 $20 \times f_t$ $12 \times f_t$ $14 \times f_t$ $24 \times f_t$ $42 \times f_t$
Tê	Escoamento direto, $20 \times f_t$ Mudança de direção, $60 \times f_t$
Contração sendo $\beta = \frac{d_1}{d_2}$	Para $\theta \leq 45^\circ$ $0,8 \operatorname{sen} \frac{\theta}{2} (1 - \beta^2)$ Para $\theta > 45^\circ$ $0,5 (1 - \beta^2)^2$
Expansão sendo $\beta = \frac{d_1}{d_2}$	Para $\theta \leq 45^\circ$ $2,6 \operatorname{sen} \frac{\theta}{2} (1 - \beta^2)^2$ Para $\theta > 45^\circ$ $(1 - \beta^2)^2$

4.4 - Dimensionamento de reservatórios pneumáticos.

Nas instalações de ar comprimido o emprego de reservatórios a jusante dos compressores e a montante dos utilizadores tem várias finalidades:

- Amortização das oscilações no ar à saída do compressor;
- Separação dos condensados existentes no ar comprimido;
- Reserva de ar para períodos de consumo superior ao caudal debitado pelo compressor;
- Limitação do número de arranques do compressor;
- Facilitar a separação de partículas e gotas de óleo de lubrificação do compressor evitando o seu envio para a rede de distribuição do ar.

Pelo exposto depreende-se que, estando o reservatório cheio de ar a alta pressão e iniciando-se o consumo de ar, ao fim de algum tempo a pressão no interior do reservatório cai abaixo de um determinado valor limite, forçando o arranque do compressor até que este forneça ar em quantidade suficiente ao reservatório de modo que a pressão no interior deste suba até um limite superior, previamente estabelecido, altura em que o compressor para. Assim, consoante o ar vai sendo consumido pelos utilizadores, a pressão do ar no interior do reservatório vai variando entre dois valores extremos. Existirão períodos em que o compressor está desligado e períodos em que o compressor funciona. É evidente que, se o consumo de ar em grandes intervalos de tempo for superior ao debitado pelo compressor, logo que se esgote o ar acumulado no reservatório o compressor nunca mais parará, ficando a instalação a trabalhar nas condições limite de funcionamento do compressor. De um modo geral, tal raramente acontece, habitualmente o caudal debitado pelo compressor é superior àquele que está a ser consumido pelos utilizadores.

Interessa agora desenvolver uma metodologia de cálculo para calcular a capacidade deste reservatório em função das necessidades de consumo dos utilizadores da

instalação e em função da capacidade do compressor, por forma a minimizar o número de arranques por hora deste aparelho. São também parâmetros de importância as pressões máxima e mínima entre as quais deve a instalação funcionar. É necessário começar pela definição de alguns parâmetros fundamentais para o desenvolvimento que se segue.

O primeiro parâmetro é o caudal mássico debitado pelo compressor \dot{m}_c [kg/s]. Muitas vezes o débito do compressor é definido na forma do débito de ar livre [m³/h], isto é, o caudal volúmico debitado pelo compressor às condições de temperatura T_a e pressão p_a ambiente.

$$\dot{V}_{alc} = \frac{\dot{m}_c}{\rho_a} \quad (4.15)$$

sendo

$$\rho_a = \frac{P_a}{R T_a} \quad (4.16)$$

onde R é a constante particular do ar suposto gás perfeito.

Segue-se o caudal mássico consumido pelos utilizadores da instalação \dot{m}_u [kg/s]. Também neste caso se emprega na vida prática o débito de ar livre dos consumidores [m³/s], ou seja o caudal volúmico às condições de pressão e temperatura ambiente,

$$\dot{V}_{alu} = \frac{\dot{m}_u}{\rho_a} \quad (4.17)$$

Imagine-se agora que o reservatório de ar comprimido de volume total V_t está cheio de ar à pressão máxima. As condições de funcionamento do reservatório, que se vão verificar quando os utilizadores começam a consumir o ar, são típicas do escoamento em regime uniforme. Há assim uniformidade de propriedades no interior do volume de controlo, que é o reservatório de ar comprimido em análise. Ar vai ser consumido a um caudal mássico suposto constante \dot{m}_u , desde o instante inicial t_1 até ao instante final t_1' . Durante este período de tempo o compressor não funciona, vivendo o sistema de ar comprimido à custa do ar acumulado no interior do reservatório. Admite-se que o ar evolui isotermicamente sendo a sua temperatura igual à do ambiente T_a .

Aplicando-se a equação da continuidade para o escoamento em regime uniforme ao reservatório de ar comprimido,

$$m(t_1') - m(t_1) = m_{ent} - m_{sai} \quad (4.18)$$

sendo $m_{ent} = 0$, pois como se disse anteriormente neste período em análise o compressor não está em funcionamento,

$$m(t_1') - m(t_1) = -\dot{V}_{alu} \rho_a \Delta t_1 \quad (4.19)$$

com $\Delta t = t_1' - t_1$.

Inicialmente existe no reservatório a massa $m(t_1)$. Como o ar é gás perfeito,

$$m(t_1) = V_t \rho(t_1) = V_t \frac{p(t_1)}{R T_a} \quad (4.20)$$

enquanto a massa existente no reservatório no instante final t_1' é dada por

$$m(t_1') = V_t \rho(t_1') = V_t \frac{p(t_1')}{R T_a} \quad (4.21)$$

Então, por substituição destas duas últimas igualdades na equação da continuidade do reservatório de ar comprimido, equação (4.19),

$$\frac{V_t}{R} \left[\frac{p(t_1') - p(t_1)}{T_a} \right] = -\dot{V}_{alu} \rho_a \Delta t_1 \quad (4.22)$$

$$V_t \left[\frac{p(t_1') - p(t_1)}{T_a} \right] = -\dot{V}_{alu} \frac{p_a}{T_a} \Delta t_1 \quad (4.23)$$

Isto é,

$$V_t \Delta p = \dot{V}_{alu} p_a \Delta t_1 \quad (4.24)$$

ou

$$V_t \Delta p = \dot{V}_{alu} \rho_a R T_a \Delta t_1 \quad (4.25)$$

onde $\Delta p = p(t_1) - p(t_1')$ é o valor do decréscimo de pressão aceite para o interior do reservatório.

Seguidamente analisa-se o que acontece quando continua a existir consumo de ar, havendo porém a necessidade do compressor arrancar, já que a pressão no interior do reservatório de ar comprimido atingiu o mínimo aceitável. O compressor então arranca, e só cessará o seu funcionamento quando a pressão no interior do reservatório igualar o máximo aceitável. Isto vai passar-se de $t_2 = t_1'$ até t_2' . Aplica-se novamente a equação da continuidade ao reservatório de ar comprimido e continua a assumir-se que o processo é isotérmico, estando o ar no interior do reservatório à temperatura ambiente T_a .

$$m(t_2') - m(t_2) = m_{ent} - m_{sai} \quad (4.26)$$

e sendo,

$$m_{sai} = \dot{m}_u \Delta t_2 = \dot{V}_{alu} \rho_a \Delta t_2 \quad (4.27)$$

$$m_{ent} = \dot{m}_c \Delta t_2 = \dot{V}_{alc} \rho_a \Delta t_2 \quad (4.28)$$

$$\Delta t_2 = t_2' - t_2 \quad (4.29)$$

$$m(t_2) = V_t \rho(t_2) = V_t \frac{p(t_2)}{R T_a} \quad (4.30)$$

$$m(t_2') = V_t \rho(t_2') = V_t \frac{p(t_2')}{R T_a} \quad (4.31)$$

Substituindo estas relações na equação da continuidade, equação (4.26), chega-se a,

$$V_t \left[\frac{p(t_2') - p(t_2)}{T_a(t_2')} \right] = -\dot{V}_{alu} \frac{p_a}{T_a} \Delta t_2 \quad (4.32)$$

Atendendo a que $p(t_2') - p(t_2) = \Delta p$,

$$V_t \Delta p = (\dot{V}_{alc} - \dot{V}_{alu}) p_a \Delta t_2 \quad (4.33)$$

igualando as equações (4.25) e (4.33) obtém-se,

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \left(\frac{\dot{V}_{alc}}{\dot{V}_{alu}} - 1 \right) = \alpha \quad (4.34)$$

ou seja,

$$\dot{V}_{alu} [\Delta t_1 + \Delta t_2] = \dot{V}_{alc} \Delta t_2 \quad (4.35)$$

Como $\dot{V}_{alc} \geq \dot{V}_{alu} \Rightarrow \alpha \geq 0$ ou seja $\Delta t_1 \geq \Delta t_2$ e logicamente quanto maior for \dot{V}_{alc} relativamente a \dot{V}_{alu} , maior será o intervalo de tempo Δt_1 comparativamente a Δt_2 . Havendo na prática um número limite de arranques do compressor por hora, n_a , isto significa que existirá um número limite de períodos $(\Delta t_1 + \Delta t_2)$ numa hora (3600 segundos), ou seja,

$$n_a(\Delta t_1 + \Delta t_2) = 3600 \quad (4.36)$$

Das equações (4.35) e (4.36)

$$\Delta t_2 = \frac{3600}{n_a} \frac{\dot{V}_{alu}}{\dot{V}_{alc}} \quad (4.37)$$

e introduzindo esta igualdade em (4.33).

volume total do reservatório

nº limite de arranques do compressor por hora

$$V_t = \left(1 - \frac{\dot{V}_{alu}}{\dot{V}_{alc}}\right) \frac{P_a}{\Delta p} \dot{V}_{alu} \frac{3600}{n_a} \quad (4.38)$$

diferença de pressões aceitáveis no ar do reservatório, e por conseguinte no ar que os utilizadores recebem, entre os arranques do compressor

ou,

caudal volumétrico de ar livre que vai para os utilizadores

índice "a" é de "ambiente" aqui e no ró

$$V_t = \left(1 - \frac{\dot{V}_{alu}}{\dot{V}_{alc}}\right) \frac{\rho_a R T_a}{\Delta p} \dot{V}_{alu} \frac{3600}{n_a} \quad (4.39)$$

caudal volumétrico de ar livre que o compressor envia para o reservatório (e daí para os utilizadores)

Destas duas últimas equações, (4.38) e (4.39), constata-se que por considerações teóricas fundamentais se consegue definir uma metodologia de dimensionamento de reservatórios de ar comprimido. Basta para tal conhecer-se o débito de ar livre do compressor, o débito de ar livre dos consumidores, o diferencial de pressões aceitável pelos consumidores e o número máximo de arranques que o compressor deverá aceitar numa hora. O número máximo de arranques por hora não deverá ultrapassar os 20, sendo que o valor de 12 arranques por hora é um valor recomendável para uma instalação a trabalhar em condições de exigência normal.

4.5 - Dimensionamento expedito de reservatórios de ar comprimido.

Em situações de menores exigência de projeto os fabricantes e vendedores de equipamentos para redes e instalações de ar comprimido recomendam o recurso a fórmulas empíricas. Contudo o seu uso deve ser encarado com parcimónia.

Para pequenas instalações, onde o reservatório é essencialmente uma câmara tranquilizadora para o ar que é fornecido intermitentemente pelo compressor, Macintyre (1988) recomenda,

volume do reservatório

$$V = \sqrt{5 \dot{V}_{al}} \quad (4.40)$$

Nesta fórmula o débito de ar livre \dot{V}_{al} deverá vir em [m³/min], obtendo-se o volume do reservatório em [m³].

Para instalações importantes Macintyre (1988) recomenda,

$$V = \sqrt[3]{\dot{V}_{al}} \quad (4.41)$$

Nesta fórmula o débito de ar livre \dot{V}_{al} deverá vir em [m³/h], obtendo-se o volume do reservatório em [m³].

Quando os compressores são rotativos, o mesmo autor Macintyre (1988) recomenda

$$V = \frac{1}{2} \sqrt{5 \dot{V}_{al}} \quad (4.42)$$

Nesta fórmula o débito de ar livre \dot{V}_{al} deverá vir em [m³/min], obtendo-se o volume do reservatório em [m³].

No Manual de Ar Comprimido da Atlas Copco (2010) recomenda-se a seguinte fórmula, aplicável para situações em que o compressor é de parafuso,

$$V = \frac{0,25 \dot{V}_{al} P_{adc} T_r}{f_{\max} \Delta p T_{adc}} \quad (4.43)$$

Neste caso,

f_{\max} - frequência de carga máxima, 1/30, para compressores de parafuso sempre em funcionamento;

P_{adc} - pressão (absoluta) de admissão do compressor, [bar];

Δp - diferencial de pressão entre carga e descarga, [bar];

T_{adc} - temperatura do ar à entrada do compressor, [K];

T_r - temperatura do ar no reservatório, [K];

V - volume do reservatório de ar comprimido, [L];

\dot{V}_{al} - débito de ar livre do compressor, [L/s].

Quando se requerem grandes quantidades de ar comprimido durante curtos períodos de tempo não é economicamente viável dimensionar o compressor, o reservatório e a rede para tal situação. Nesse caso, um reservatório de ar comprimido extra deverá ser disponibilizado perto do ponto de consumo e deve ser dimensionado de acordo com o débito de ar livre máximo do compressor. Normalmente quando isto acontece aplica-se um pequeno compressor de alta pressão e um reservatório de grande capacidade de modo a ser possível satisfazer tais necessidades de altos volumes de ar comprimido durante intervalos de tempo muito curtos. O compressor é dimensionado para satisfazer o consumo médio e o reservatório é calculado por uma das duas fórmulas seguintes,

$$V = \frac{\dot{V}_{al} \Delta t}{\Delta p} \quad (4.44)$$

ou,

$$V = \frac{V_{al}}{\Delta p} \quad (4.45)$$

sendo que nestas duas equações,

V - volume do reservatório, [L];

V_{al} - volume de ar livre necessário por ciclo, [L/ciclo];

\dot{V}_{al} - débito de ar livre necessário, [L/s];

Δp - diferencial de pressão aceite pelo consumidor, [bar];

Δt - intervalo de tempo de consumo de ar, [s].

Estas fórmulas não levam em consideração o fato de que o compressor pode estar também a fornecer ar ao reservatório durante o período de consumo de ar, o que levaria a um menor volume do reservatório. Contudo esta simplificação acaba por atuar como um fator de sobredimensionamento do volume do reservatório, o que é uma segurança. Um caso típico da aplicação deste processo de dimensionamento é no dimensionamento do reservatório de ar comprimido necessário ao arranque do motor de um grande navio, quando a pressão no interior de reservatório poderá chegar aos 30 bar relativos.

4.6 - Compressores.

A função de um compressor é a de admitir um gás de uma região de baixa pressão e fornecê-lo a uma região de alta pressão, ou seja tem o objetivo oposto de uma máquina de expansão ou expansor.

Há dois princípios básicos para o funcionamento das máquinas de compressão de ar, as máquinas volumétricas ou de deslocamento positivo e as máquinas dinâmicas. As primeiras recorrem a uma compressão associada a uma variação de volume e compreendem as máquinas seguintes, Figura 4.5:

- Compressores alternativos;
- Compressores em espiral;
- Compressores rotativos de palhetas;
- Compressores de lóbulos;
- Compressores de parafuso.

Nestas máquinas o ar é introduzido em uma ou mais câmaras de compressão que são numa fase seguinte do processo isoladas da admissão de ar. O volume da câmara é gradualmente reduzido e conseqüentemente a pressão do ar sobe. Quando esta atinge o valor pretendido abre-se uma válvula ou uma janela e o ar comprimido é descarregado para a conduta de escape. Nos compressores dinâmicos o ar é arrastado entre as lâminas ou pás de um impulsor que roda rapidamente e acelera atingindo uma velocidade elevada. O ar é seguidamente descarregado por um difusor onde a energia cinética anteriormente adquirida é seguidamente convertida em pressão estática.

A maioria dos compressores dinâmicos são turbo compressores axiais ou centrífugos (ou radiais) e destinam-se ao processamento de grandes caudais de ar.

Na Figura 4.6 apresenta-se a gama de aplicação de diversos tipos de compressores.

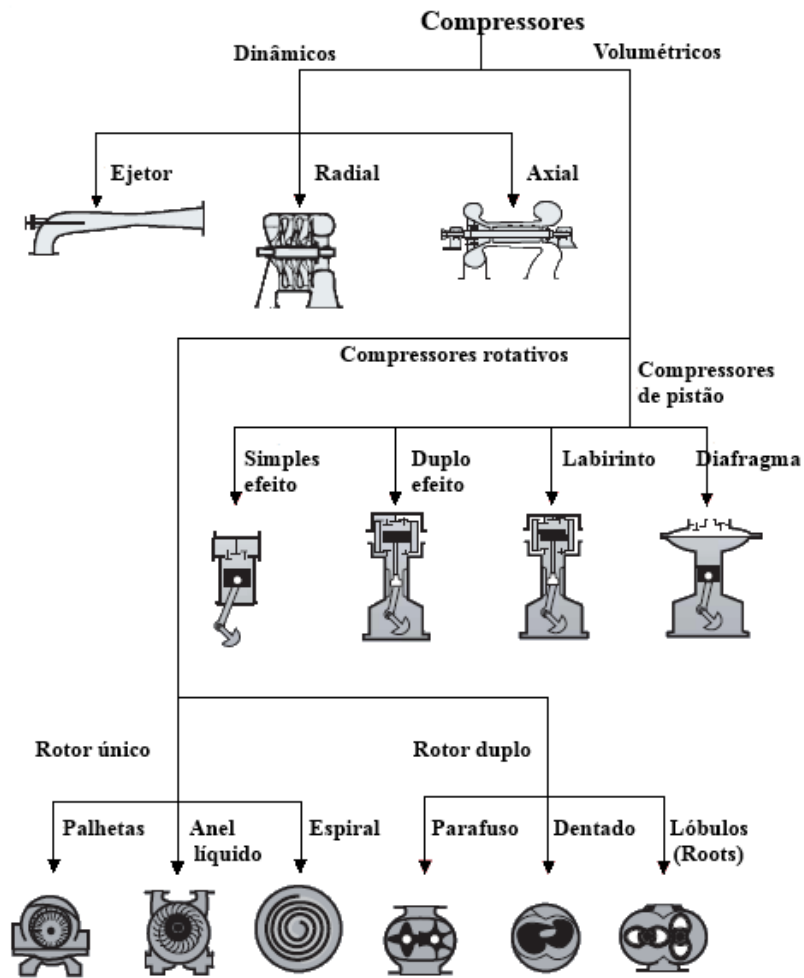


Figura 4.5 – Tipos mais comuns de compressores.

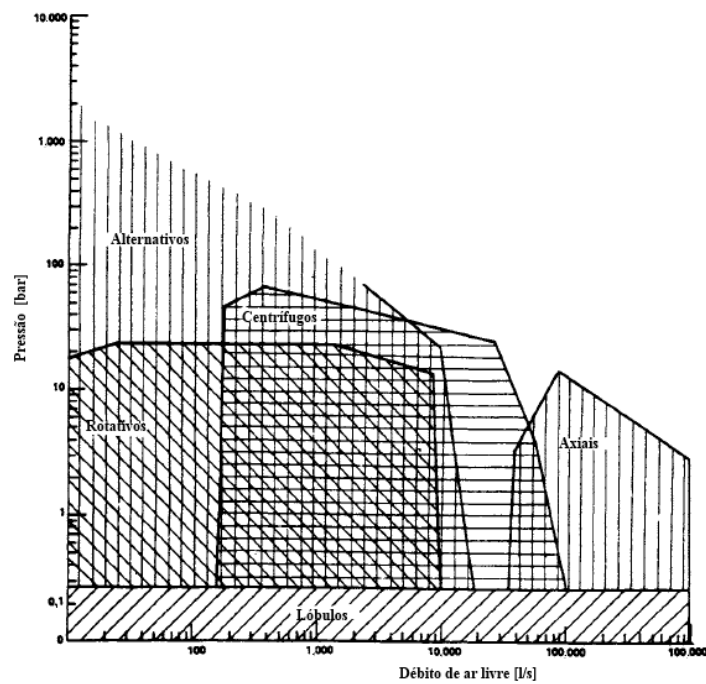


Figura 4.6 – Gamas de aplicação dos diversos tipos de compressores.

4.6.1 - Compressores alternativos.

Sendo uma máquina volumétrica ou de deslocamento positivo o fluido a ser processado não consegue reverter para a zona de baixa pressão devido a fronteiras físicas bem definidas e portanto estes compressores permitem a obtenção de razões de pressão elevadas.

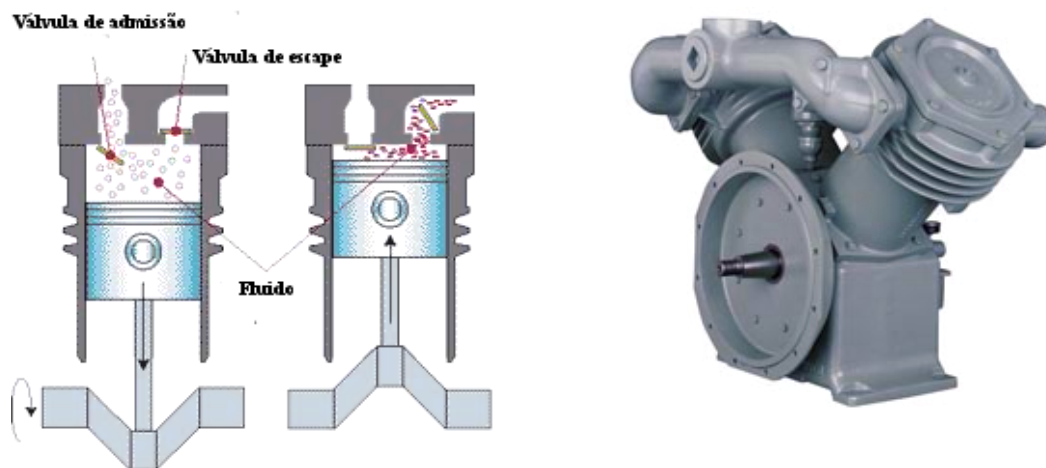


Figura 4.7 – Compressor alternativo.

O compressor alternativo é constituído essencialmente por um conjunto cilindro e pistão (ou êmbolo). O êmbolo está ligado ao veio rotativo do compressor pelo conjunto biela manivela, tal como num motor alternativo. Válvulas situadas na cabeça do compressor permitem o escoamento do fluido a ser comprimido. O percurso do êmbolo designa-se por curso e num movimento de vai e vem do êmbolo, ou seja em dois cursos, aos quais corresponde uma rotação do veio do compressor, dá-se um ciclo de compressão.

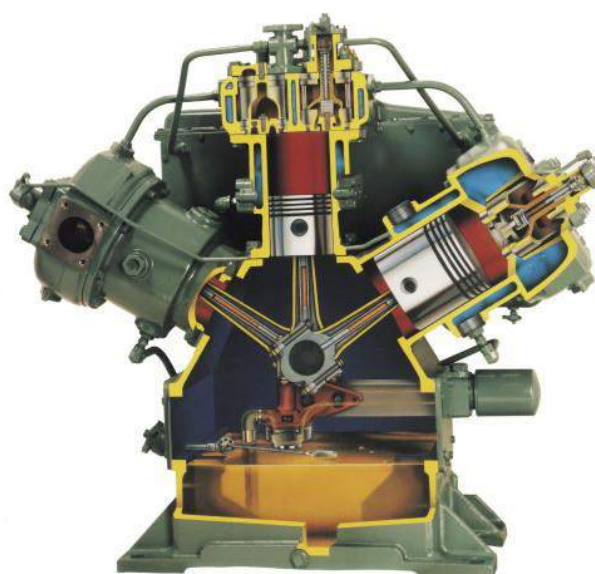


Figura 4.8 – Outro exemplo de compressor alternativo.

Os compressores alternativos vão genericamente até uma pressão de 10 bar quando se usa um andar de compressão e vão até 70 bar para máquinas de dois andares de compressão. Para aplicações especiais fabricam-se compressores multi-estágios que conseguem pressão até 700 bar. Estes compressores são de simples efeito quando só numa das faces do pistão há compressão do ar e são de duplo efeito quando a compressão se verifica nas duas faces do êmbolo ou pistão. As Figuras 4.7 e 4.8 e apresentam unicamente compressores de simples efeito.

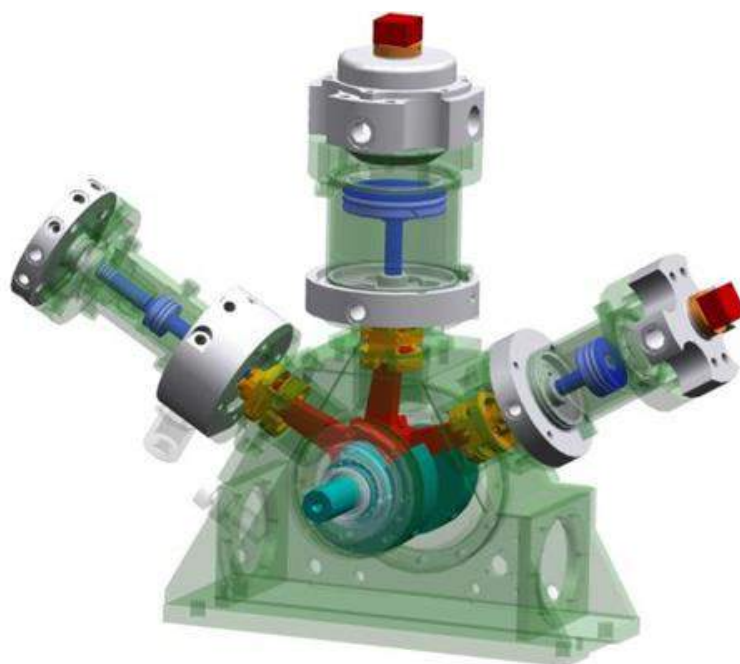


Figura 4.9 – Esquema de um compressor de duplo efeito. Usa-se na extração de petróleo e gás natural.

Os pequenos compressores são normalmente de simples efeito e com um único andar. As configurações mais comuns são a monocilíndrica ou a bicilíndrica em V e o arrefecimento é a ar.

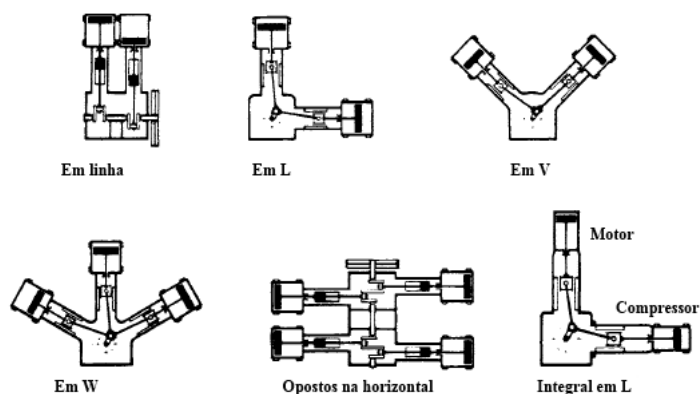


Figura 4.10 – Algumas configurações dos compressores alternativos.

Para maiores capacidades recorrem-se a configurações multicilíndricas em linha, em V, em W, em H ou em L, Figura 4.10. Os arranjos angulares oferecem vantagens em

termos de equilibragem das forças de inércia. Na configuração em L, normalmente ao cilindro vertical corresponde o primeiro andar de compressão, o andar de baixa pressão e ao cilindro vertical corresponde o andar de alta pressão

No entanto no caso particular da Figura 4.10 a configuração em L aí indicada refere-se a uma combinação motor de combustão interna e compressor. Em muitas circunstâncias existem conjuntos integrais com quatro em linha em que três dos cilindros constituem um motor de combustão interna que aciona o quarto cilindro onde se faz a compressão do ar. Esta combinação permite um funcionamento mais equilibrado do conjunto motor de acionamento e compressor.

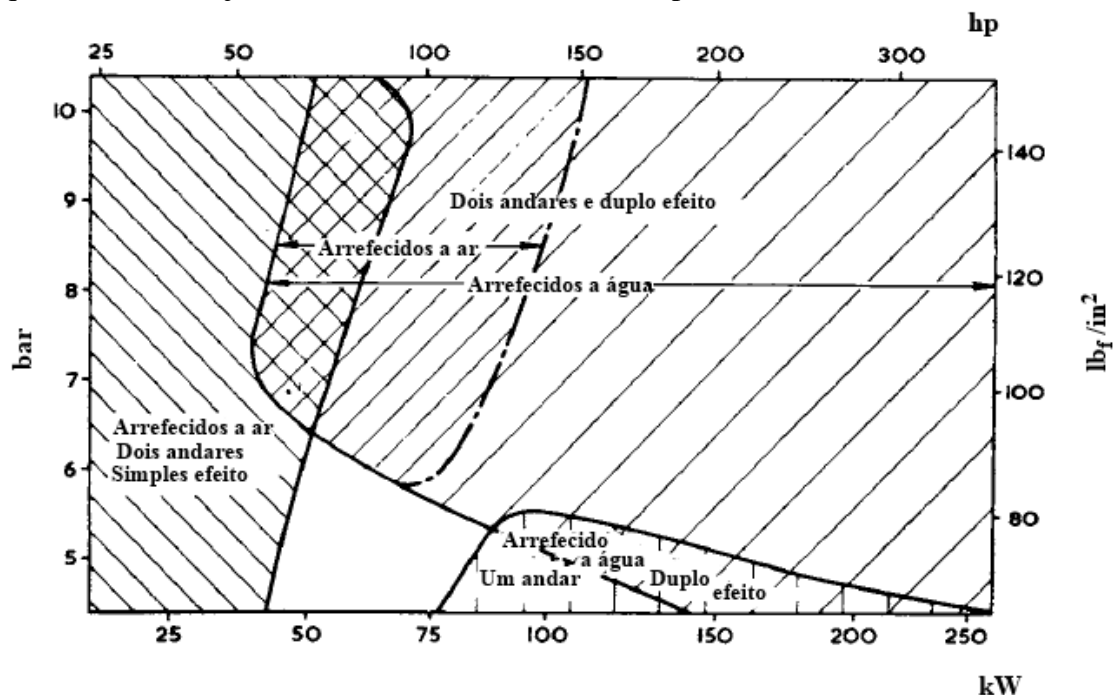


Figura 4.11 - Gama de aplicação dos compressores alternativos com lubrificação.

A Figura 4.11 mostra de um modo geral a gama de aplicação dos compressores alternativos para uso industrial. Esta gama não é rígida, encontrando-se em aplicações muito concretas compressores alternativos fora dos domínios ali definidos. Os compressores alternativos são máquinas muito versáteis sendo por isso os mais comuns.

As principais desvantagens dos compressores alternativos são:

- Obrigam à utilização de maciços e fundações especiais para contrabalançar as forças de inércia promovidas pelos movimentos alternativos dos seus componentes;
- Obrigam ao recurso a pessoal especializado para a sua manutenção;
- As válvulas de admissão e escape são sempre suscetíveis de falhas;
- O movimento descontínuo do gás comprimido induz vibrações no sistema de distribuição do ar comprimido.

Por algumas das razões acima apontadas, em sistemas estacionários de dimensões intermédias e em sistemas móveis, os compressores alternativos foram substituídos por compressores de parafuso ou de palhetas. Contudo, nos sistemas estacionários de grandes débitos, os compressores alternativos predominam.

Quando há a necessidade de se ter um ar comprimido livre do óleo recorrem-se a precauções especiais. Então os pistões são equipados com segmentos fabricados com materiais especiais, como é o caso do carbono ou do TEFLON (PTFE). Uma solução alternativa é o do uso de labirintos, sob a forma de ranhuras que são maquinadas tanto na parede do cilindro como na saia do pistão, e que minimizam as perdas de ar.

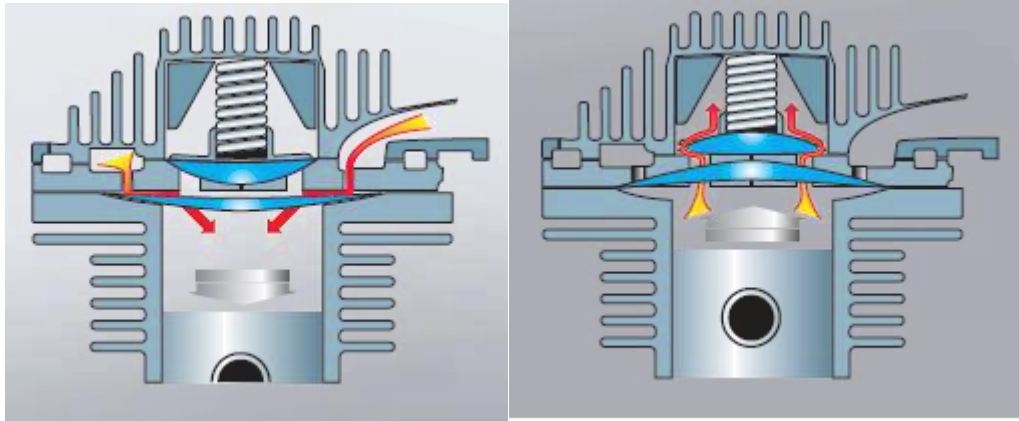


Figura 4.12 – Funcionamento das válvulas de admissão e escape num compressor alternativo.

Teoricamente, considerando-se que não há qualquer espaço residual entre o êmbolo e a cabeça do compressor, o ciclo teórico de compressão para um único andar é o seguinte.

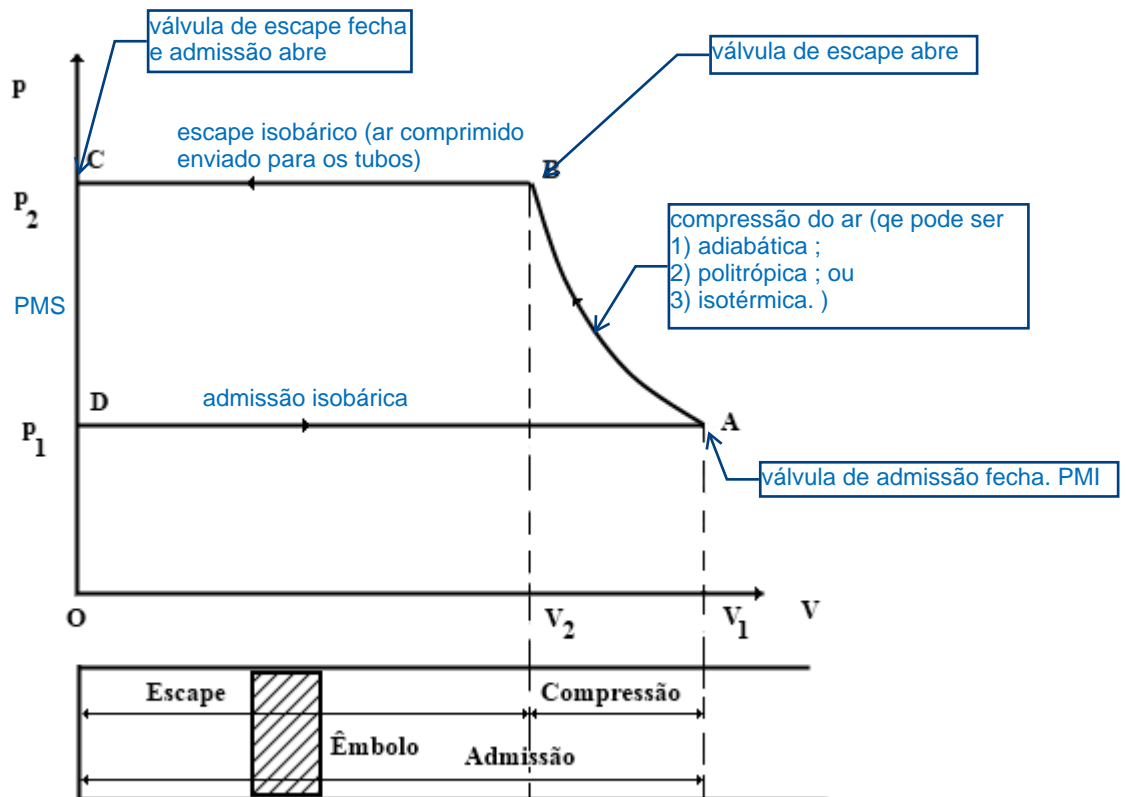


Figura 4.13 – Ciclo teórico do compressor volumétrico alternativo, ABCDA.

Relembrar lei de Boyle

$$pV^n = \text{cte}$$

$n=1$ -> processo isotérmico (ideal para os compressores, pois não necessitaria de arrefecer o ar e W é o menor)

$n=k$ -> processo politrópico (caso realista)

$n=1,4$ para o ar -> processo adiabático, não há transferência de calor de/para o sistema

Tendo em atenção a Figura 4.13 e partindo da situação em que o êmbolo está no ponto morto inferior (PMI) com cilindro cheio de ar à pressão de admissão p_1 e ocupando o volume V_1 , nesse instante fecha-se a válvula de admissão. O estado termodinâmico correspondente a esta situação está representado pelo ponto A. O êmbolo inicia então o movimento de deslocação do ponto morto inferior (PMI) até ao ponto morto superior (PMS), estando a válvula de admissão e a válvula de escape fechadas. A compressão é descrita pela linha AB. Atingindo-se a pressão desejada para a descarga do ar comprimido p_2 , a válvula de escape abre-se descarregando-se o ar por esta, para a conduta de escape. O ponto B, a que corresponde o volume V_2 , representa o estado termodinâmico em que isto acontece. O êmbolo vai continuar o seu movimento no sentido do ponto morto superior empurrando ao ar comprimido para fora do cilindro, até atingir o final do seu curso, ponto C, processo BC, instante em que a válvula de escape fecha.

Neste instante e teoricamente, o êmbolo retorna ao PMI abrindo-se instantaneamente a válvula de admissão, caindo por isso também instantaneamente a pressão no interior do cilindro de p_2 para p_1 . O estado termodinâmico correspondente a esta situação está representado pelo ponto D. Começa então a fase de admissão de ar a baixa pressão proveniente da conduta de admissão, e que termina no ponto A, processo DA. Em resumo:

- DA – Admissão isobárica de ar à pressão p_1 ;
- AB – Compressão (a definir com mais detalhe adiante) do ar;
- BC – Escape isobárico de ar à pressão p_2 .

A evolução AB, referente ao processo de compressão propriamente dita do ar, pode ser uma de três tipos. Se a compressão for muito rápida, não existirão trocas térmicas com o exterior, será portanto uma evolução adiabática reversível. Se a compressão for muito lenta, permitindo trocas térmicas com o ambiente, então será teoricamente isotérmica reversível. Um caso intermédio, em que existam trocas térmicas com o ambiente, mas em que estas não serão suficientes para se garantir a isothermicidade do processo, será um processo politrópico reversível.

Como se constata da Figura 4.14 sendo a área debaixo de uma linha no diagrama $p - V$ o trabalho em jogo na evolução representada por essa linha, a compressão adiabática gasta mais trabalho ao passo que a isotérmica requer menos trabalho de compressão. A evolução politrópica representa uma situação intermédia e por isso o trabalho necessário para a compressão terá um valor intermédio dos outros dois casos.

A constante politrópica k toma o valor de 1,3 para compressores lentos e bem arrefecidos e o valor de 1,35 para compressores rápidos. Quando o arrefecimento é nulo, processo adiabático, ter-se-á $k = \gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1,4$. O valor de k depende das condições de

arrefecimento que são sempre insuficientes para compressores de um andar. A questão da compressão em andares será tratada mais adiante.

O trabalho total em jogo no ciclo ideal de compressão será igual à soma dos trabalhos em jogo nos três processos, AB, BC e DA pois o processo CD é a volume constante e como tal não há trabalho em jogo no processo.

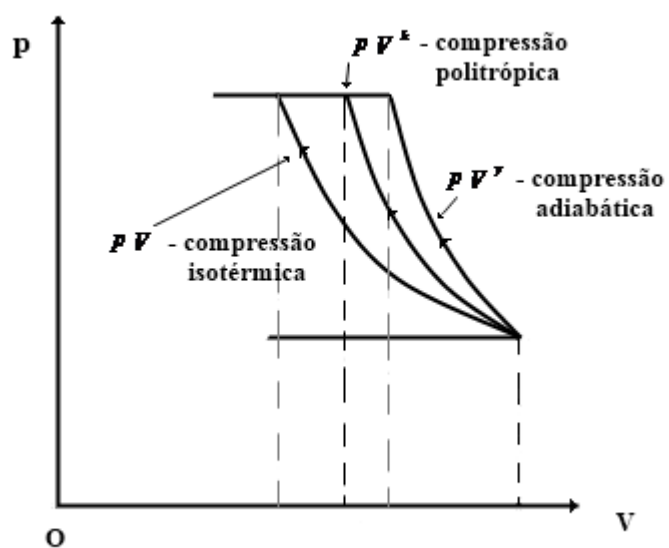


Figura 4.14 – Diferentes tipos de compressão.

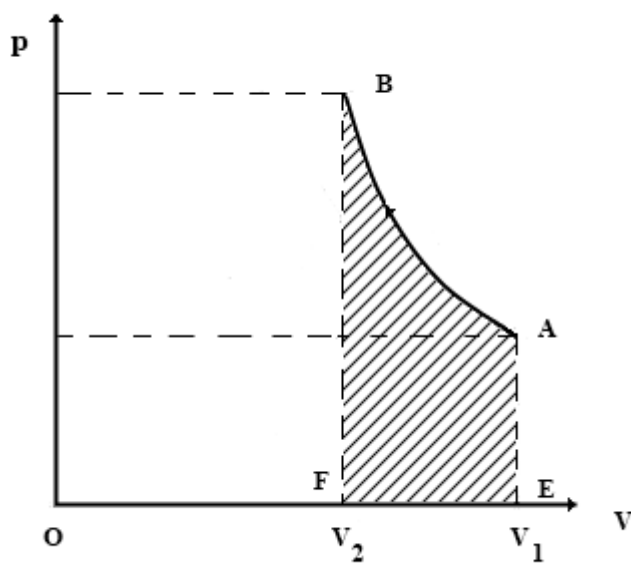


Figura 4.15 – Processo de compressão.

Para a compressão AB o trabalho em jogo será,

$${}_A W_B = - \int_{V_1}^{V_2} p \, dV = [EABF] \quad (4.46)$$

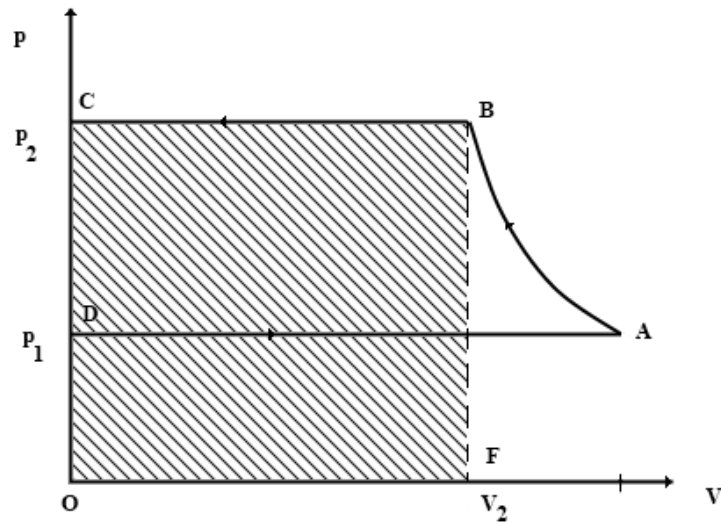


Figura 4.16 – Processo de escape ou descarga.

Para o escape ou descarga BC o trabalho em jogo será,

$${}_B W_C = - \int_{V_2}^0 p \, dV = -p_2(0 - V_2) = p_2 V_2 = [\text{FBCO}] \quad (4.47)$$

Finalmente para a admissão ou aspiração DA o trabalho em jogo será.

$${}_D W_A = - \int_0^{V_1} p \, dV = -p_1(V_1 - 0) = -p_1 V_1 = [\text{ODAE}] \quad (4.48)$$

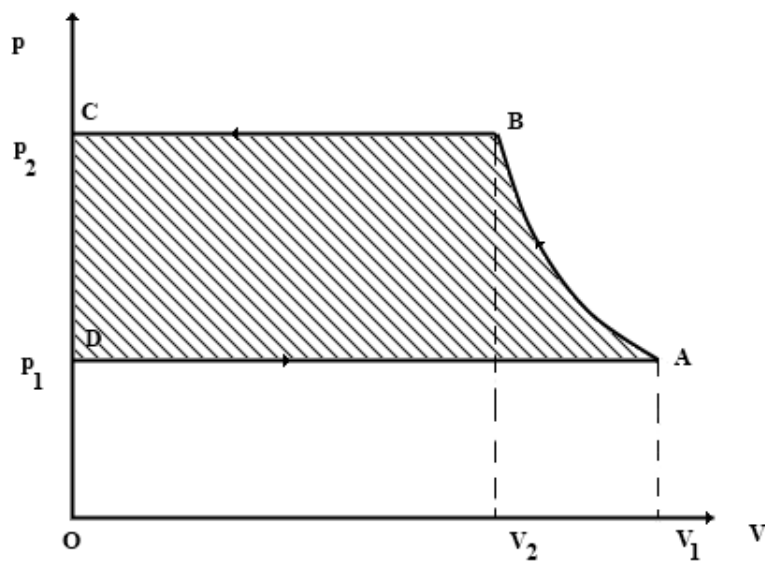


Figura 4.17 – Trabalho total do ciclo de compressão.

Em conclusão, o trabalho total despendido no ciclo será então dado por,

$$W_{ciclo} = -\oint p \, dV = {}_A W_B + {}_B W_C + {}_C W_A = (p_2 V_2 - p_1 V_1) - \int_{V_1}^{V_2} p \, dV \quad (4.49)$$

Contudo olhando para a Figura 4.17 constata-se que

$$W_{ciclo} = \int_p^p V \, dp \quad (4.50)$$

ou seja, o cálculo do trabalho do ciclo será bem mais fácil de se calcular seguindo-se este caminho.

Analisando agora o trabalho de compressão,

$${}_A W_B = -\int_{V_1}^{V_2} p \, dV \quad (4.51)$$

Para uma compressão isotérmica reversível, como $pV = p_1 V_1 \Rightarrow p = p_1 V_1 V^{-1}$,

$${}_A W_B = -\int_{V_1}^{V_2} p_1 V_1 \frac{dV}{V} = -p_1 V_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (4.52)$$

Sendo a compressão politrópica reversível, como $pV^k = p_1 V_1^k \Rightarrow p = p_1 V_1^k V^{-k}$ e $k \neq 1$,

$$\begin{aligned} {}_A W_B &= -\int_{V_1}^{V_2} p_1 V_1^k V^{-k} \, dV = \frac{p_1 V_1^k}{k-1} (V_2^{1-k} - V_1^{1-k}) = \\ &= \frac{p_1 V_1}{k-1} \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} - 1 \right] = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \end{aligned} \quad (4.53)$$

Se a compressão for adiabática reversível ter-se-á $k = \gamma = \frac{c_p}{c_v}$,

$$\begin{aligned}
 {}_A W_B &= - \int_{V_1}^{V_2} p_1 V_1^\gamma V^{-\gamma} dV = \frac{p_1 V_1^\gamma}{\gamma - 1} (V_2^{1-\gamma} - V_1^{1-\gamma}) = \\
 &= \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} - 1 \right] = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]
 \end{aligned} \tag{4.54}$$

Relembra-se ainda que,

$$|{}_A W_B(\text{Isotérmico})| < |{}_A W_B(\text{Politrópico})| < |{}_A W_B(\text{Adiabático})| \tag{4.55}$$

Para o trabalho do ciclo, tendo em atenção que,

$$W_{\text{ciclo}} = \int_{p_1}^{p_2} V dp \tag{4.56}$$

o processo de cálculo simplifica-se bastante.

Se a compressão for isotérmica reversível, como $pV = p_1 V_1 \Rightarrow V = p_1 V_1 p^{-1}$

$$W_{\text{ciclo}} = \int_{p_1}^{p_2} V dp = \int_{p_1}^{p_2} p_1 V_1 p^{-1} dp = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \tag{4.57}$$

Se a compressão for politrópica reversível, como $pV^k = p_1 V_1^k \Rightarrow V = p_1^{\frac{1}{k}} V_1 p^{-\frac{1}{k}}$, com $k \neq 1$, então,

$$W_{\text{ciclo}} = \int_{p_1}^{p_2} V dp = \int_{p_1}^{p_2} p_1^{\frac{1}{k}} V_1 p^{-\frac{1}{k}} dp = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \tag{4.58}$$

Se a compressão for adiabática reversível, com $k = \gamma = \frac{c_p}{c_v}$ então,

$$W_{\text{ciclo}} = \int_{p_1}^{p_2} V dp = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \tag{4.59}$$

Agora das equações referentes ao trabalho teórico do ciclo obtêm-se rapidamente equações para o cálculo da potência teórica necessária. Nas expressões que se seguem, considera-se que a admissão do compressor está às condições ambiente p_o e T_o , que a pressão do ar à saída é um valor genérico p e que o compressor debita um débito de ar

livre \dot{V}_{al} . Olhando para as equações (4.57), (4.58) e (4.59) constata-se que para se obter a potência requerida basta substituir V_I pelo débito de ar livre \dot{V}_{al} .

Então para a compressão isotérmica,

$$\dot{W}_{iso-t} = p_o \dot{V}_{al} \ln \frac{p}{p_o} \quad (4.60)$$

índice "0" significa "condições ambiente"
pressão do ar à saída do compressor
debitado pelo compressor

enquanto para a compressão politrópica,

$$\dot{W}_{pol-t} = \frac{k}{k-1} p_o \dot{V}_{al} \left[\left(\frac{p}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (4.61)$$

Estas fórmulas dão a potência teórica requerida para comprimir o ar desde p_0 a p , para um dado caudal de ar livre e dependendo do tipo de compressão, e qdo o ciclo não tem espaço morto.

e finalmente para a compressão adiabática,

$$\dot{W}_{adi-t} = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_o \dot{V}_{al} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (4.62)$$

Obtiveram-se assim equações que permitem o cálculo da potência teórica do compressor para o ciclo sem espaço morto, tendo em atenção três diferentes possibilidades para o processo de compressão.

Mas, numa situação real há sempre a necessidade de acomodar as válvulas de admissão e escape, que estão instaladas na cabeça do cilindro e evitar o contato destas com o êmbolo. Como tal o êmbolo nunca encostará à cabeça do cilindro do compressor. Por outro lado há um hiato de tempo entre o fecho da válvula de escape ou descarga e a abertura da válvula de admissão, visto estas serem acionadas por diferenciais de pressão. Então nem todo o ar aspirado e comprimido será expulso do cilindro. Existirá pois sempre um volume residual mínimo de ar, ocupando aquilo que é conhecido por espaço, volume morto ou residual. Este ar residual, desde o momento do fecho da válvula de escape até à abertura da válvula de admissão, expande-se à medida que o êmbolo se afasta do PMS e se movimenta em direção ao PMI, alterando-se ligeiramente o ciclo de compressão, ver Figura 4.18. Neste ciclo continua a supor-se que o compressor aspira e descarrega o ar às pressões reinantes na conduta de admissão e de escape respetivamente.

Após a evolução de escape 2→3 permanece algum ar dentro do cilindro, ocupando o volume morto V_m . Este ar expande-se de 3 a 4 quando o cilindro se desloca do PMS para o PMI e ambas as válvulas, de admissão e de escape, estão fechadas. O volume morto expande-se de V_m a V_3 com a deslocação do êmbolo no sentido do PMI de modo que o volume de ar admitido é reduzido de V_3 . Na evolução 1→2 comprime-se todo o ar existente no interior do cilindro, incluído o ar inútil que ocupava o espaço morto.

Contudo o trabalho de compressão referente a este ar inútil é depois recuperado na evolução 3→4.

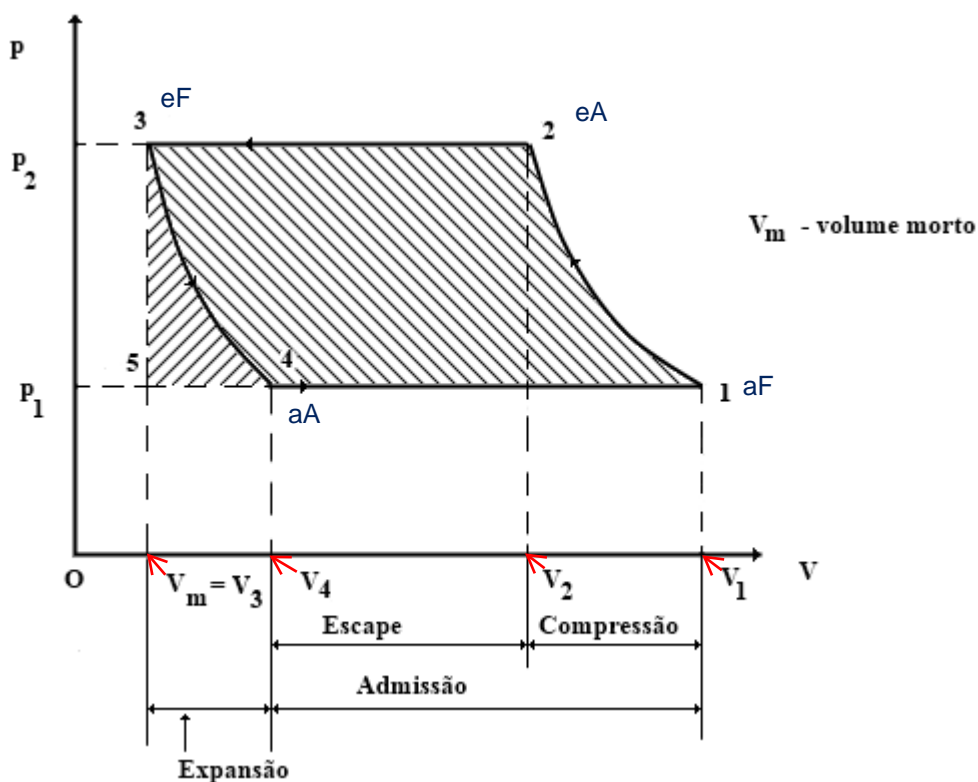


Figura 4.18 – Ciclo teórico de compressão com espaço ou volume morto.

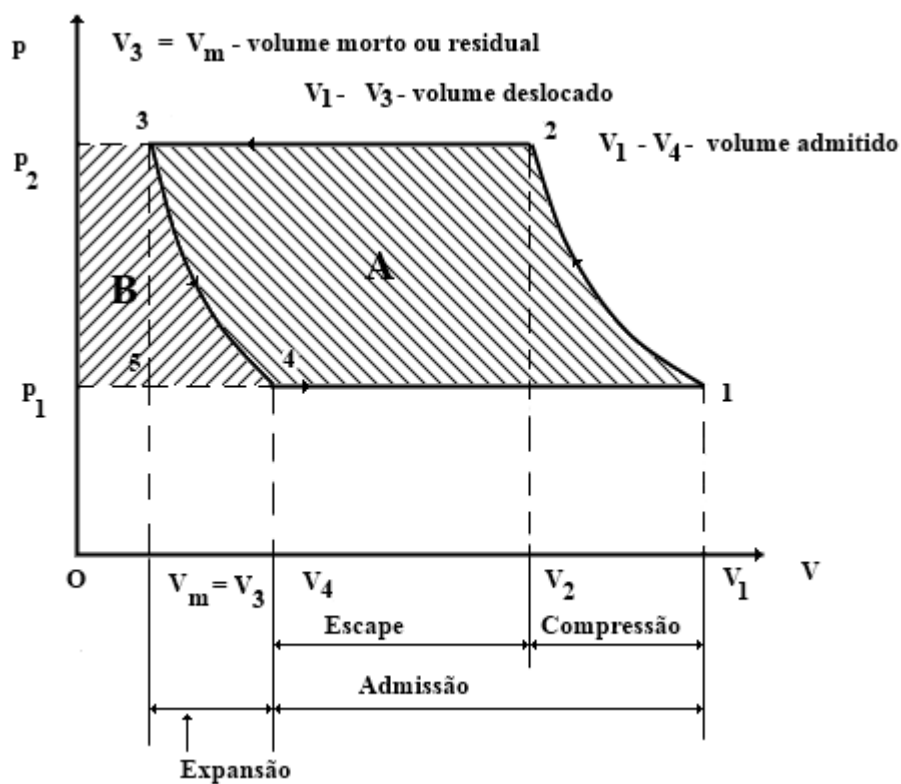


Figura 4.19 – O trabalho num ciclo de compressão com espaço morto.

Na Figura 4.19 pode ver-se que o trabalho do ciclo é agora dado pela diferença entre duas áreas, $[A+B]$ e $[B]$,

$$W_{total} = W_{ciclo} = [A+B] - [B] \quad (4.63)$$

A massa admitida por ciclo virá dada por $m_{ad} = m_1 - m_4$ e o trabalho do ciclo será para o caso da compressão isotérmica,

$$W_{ciclo} = p_1(V_1 - V_4) \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) = R T_1(m_1 - m_4) \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) = m_{ad} R T_1 \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \quad (4.64)$$

Para o caso da compressão politrópica,

$$\begin{aligned} W_{ciclo} &= \frac{k}{k-1} p_1(V_1 - V_4) \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{k}{k-1} R T_1(m_1 - m_4) \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \\ &= \frac{k}{k-1} m_{ad} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \end{aligned} \quad (4.65)$$

e finalmente para uma compressão adiabática,

$$\begin{aligned} W_{ciclo} &= \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1(V_1 - V_4) \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] = \frac{\gamma}{\gamma-1} R T_1(m_1 - m_4) \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] = \\ &= \frac{\gamma}{\gamma-1} m_{ad} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \end{aligned} \quad (4.66)$$

Se nestas três últimas equações a massa de ar admitida for substituída pelo caudal de ar admitido obtêm-se três expressões para o cálculo da potência teórica de acionamento do compressor para o ciclo teórico de compressão com espaço morto. A primeira diz respeito à compressão isotérmica, a segunda à compressão politrópica e a terceira à compressão adiabática.

$$\dot{W}_{ciclo} = \dot{m}_{ad} R T_1 \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \quad (4.67)$$

$$\dot{W}_{ciclo} = \frac{k}{k-1} \dot{m}_{ad} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (4.68)$$

$$\dot{W}_{ciclo} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \dot{m}_{ad} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (4.69)$$

Relembrando que

$$\dot{m}_{ad} = \rho_a \dot{V}_{al} \quad (4.70)$$

ter-se-á em alternativa,

$$\dot{W}_{ciclo} = \dot{V}_{al} \rho_a R T_1 \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \quad \text{compressão isotérmica} \quad (4.71)$$

$$\dot{W}_{ciclo} = \frac{k}{k-1} \dot{V}_{al} \rho_a R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad \text{compressão politrópica} \quad (4.72)$$

$$\dot{W}_{ciclo} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \dot{V}_{al} \rho_a R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad \text{compressão adiabática} \quad (4.73)$$

Para as três situações de compressão consideradas, isotérmica, politrópica e adiabática.

4.6.2 - O rendimento volumétrico.

Já se referiu que o débito efetivo ou débito de ar livre é caudal volúmico debitado pelo compressor à pressão e temperatura de admissão e interessa relacionar este caudal efetivamente processado com o que teoricamente o compressor deveria processar.

O caudal volúmico de ar que teoricamente o compressor deveria processar é dado por,

$$\dot{V}_t = \frac{\pi d^2}{4} l n i = \frac{\pi d^2}{4} l \frac{n}{60} i \quad \text{caudal volúmico teórico debitado pelo compressor} \quad (4.74)$$

onde,

d - é o diâmetro do cilindro;

- l - é o curso do êmbolo;
 i - é o número de cilindros do compressor;
 n - é a rotação em rpm;
 n' - é a rotação em rps.

mas como o caudal efetivamente processado é inferior a este valor, o rendimento volumétrico do compressor é dado por,

$$\eta_v = \frac{\text{Débito de ar livre}}{\text{Caudal volúmico teórico}} \quad (4.75)$$

para os mesmos valores de p e T , normalmente as condições de admissão.

O rendimento volumétrico caracteriza a boa utilização dos cilindros. É função da depressão na aspiração, do espaço morto, do aquecimento do ar e das fugas.

Comparar dois caudais volúmicos definidos para as mesmas condições de p e T , equivale à comparação entre dois caudais mássicos.

$$\eta_v = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_t} \quad \begin{array}{l} \text{real} \\ \text{teórico} \end{array} \quad (4.76)$$

qto maior, menor o rendimento (potência usada para aquecer o ar)

qto maior, menor o rendimento

Onde \dot{m}_r é o caudal mássico realmente aspirado e \dot{m}_t é o caudal mássico que teoricamente deveria ter sido processado pelo compressor. Tendo em atenção que:

- f - fração de fugas;
 T_{ai} - temperatura no início da aspiração - K;
 T_{af} - temperatura no fim da aspiração - K;
 V_{1c} - volume varrido por cilindro - m³;
 V_{1r} - Volume aspirado a p_a e T_{af} por cilindro - m³;

o rendimento volumétrico real pode ser calculado por,

$$\eta_v = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_t} = \frac{m_{1r}}{m_{1t}} = \frac{V_{1r} \rho_{af} (1 - f)}{V_{1c} \rho_a} \quad (4.77)$$

com,

$$\rho_a = \frac{P_a}{R T_{ai}} \quad (4.78)$$

e

$$\rho_{af} = \frac{P_a}{R T_{af}} \quad (4.79)$$

sendo, R constante particular do ar e admitindo que $p_{ai} = p_{af} = p_a$.

Normalmente, $60 \% \leq \eta_v \leq 90 \%$.

Uma aproximação simplista para o cálculo do rendimento volumétrico poderá ser deduzida da análise da Figura 4.19. Nesta figura constata-se a diferença entre o volume varrido pelo êmbolo (V_1-V_3) e o volume de ar efetivamente admitido pelo compressor (V_1-V_4), quando este segue o ciclo de compressão teórico com espaço morto. O rendimento volumétrico que agora se determina é o rendimento volumétrico do ciclo teórico de compressão com espaço morto η_{vtm} ,

$$\eta_{vtm} = \frac{V_1 - V_4}{V_1 - V_3} \quad (4.80)$$

Tendo em atenção a evolução de compressão e considerando-a a politrópica de índice genérico k ,

$$\eta_{vtm} = 1 - \frac{V_3}{V_1 - V_3} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} - 1 \right] \quad (4.81)$$

e designa-se por ε a razão de espaço morto,

$$\varepsilon = \frac{V_3}{V_1 - V_3} \quad (4.82)$$

e

$$\eta_{vtm} = 1 - \varepsilon \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} - 1 \right] \quad \text{Este é o rendimento (a perda dele) devido ao ciclo ter espaço morto para uma compressão politrópica} \quad (4.83)$$

O rendimento volumétrico real depende ainda do comportamento das válvulas, da perda de carga do escoamento através destas e do aquecimento do ar devido ao processo de compressão. Este aquecimento levará a uma maior massa volúmica do ar, ou seja a uma menor massa aspirada por unidade de volume aspirado. O aumento da temperatura do ar vai ainda aumentar a sua viscosidade o que aumentará ainda mais as perdas de carga associadas ao escoamento através das válvulas. Por isso pode dizer-se que de um modo geral,

$$\eta_v = \Omega \left\{ 1 - \frac{V_3}{V_1 - V_3} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} - 1 \right] \right\} \quad (4.84)$$

O parâmetro Ω contabiliza todas estas novas dependências em termos práticos.

As equações (4.77) e (4.84) são assim uma tentativa de definir matematicamente o rendimento volumétrico real e como tal dependem de parâmetros empíricos (f ou Ω) que levam em conta particularidades práticas dos ciclos de compressão reais.

O rendimento volumétrico diminui com o aumento do espaço morto. Conforme se vê das equações (4.82) e (4.83), à medida que o espaço morto aumenta, ε cresce e η_v reduz-se. O rendimento volumétrico também diminui com o aumento da taxa de compressão p_2/p_1 . A Figura 4.20 é bem esclarecedora sobre o efeito do aumento da taxa de compressão sobre a evolução do ciclo e seu rendimento volumétrico. É assim possível definir-se a taxa de compressão máxima sabendo-se que quando esta é atingida o rendimento volumétrico anula-se. Assim fazendo $\eta_{vm} = 0$ na equação (4.83), obtém-se,

Nos motores de CI taxa ou razão de compressão é uma razão de volumes e não de pressões. Não confundir.

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon} \right)^k \quad (4.85)$$

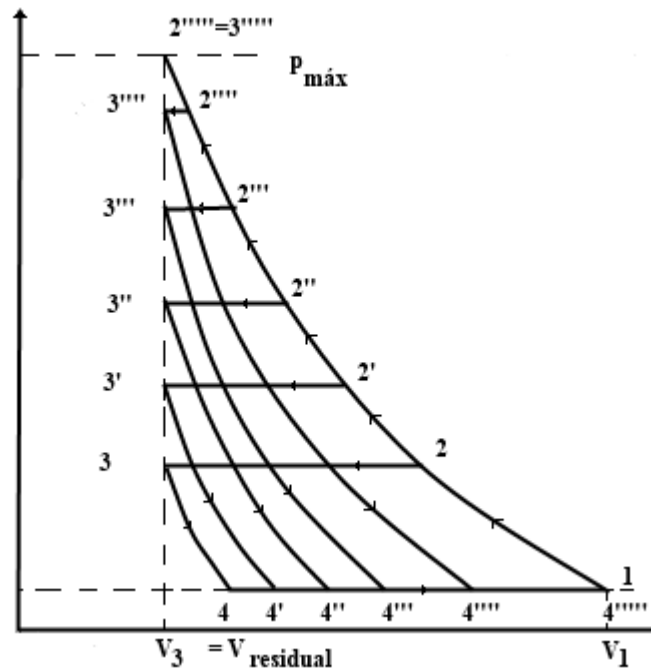


Figura 4.20 – Efeito do aumento da pressão de compressão no volume residual e no rendimento volumétrico.

O conceito de rendimento volumétrico só se aplica a compressores volumétricos e nunca a compressores dinâmicos.

4.6.3 - O ciclo de compressão indicado.

Há sempre diferenças notáveis nos diagramas p - V das máquinas alternativas, quer motoras, quer auxiliares, relativamente ao diagrama correspondente ao ciclo ideal. Tal diferença deve-se a vários fatores. Um dos principais tem a ver com a demora que as válvulas têm em abrir e fechar, e ainda com o facto de que o escoamento através destas

sofre uma determinada perda de carga. Outro aspeto importante tem a ver com as irreversibilidades inerentes aos processos de compressão e expansão, havendo dissipação de trabalho em calor. Associadas às trocas caloríficas decorrentes destas dissipações, haverá flutuações na temperatura dos fluidos em evolução no interior destas máquinas.

Analisando-se a Figura 4.21 e começando pelo início do escape, ponto 2, verifica-se que a pressão no interior do cilindro é igual a p_2 mas para que a válvula de escape abra é necessário que a pressão no interior do cilindro suba acima de p_2 , até ao ponto 2', altura em que a válvula de escape se abre. Depois constata-se uma oscilação na pressão do ar que vai saindo do compressor. Tal deve-se, quer a oscilações da própria válvula de escape que induzem oscilações na pressão do ar, quer a oscilações na coluna de fluido que enche a conduta de escape, principalmente se esta for demasiado longa. Para se minimizarem estas oscilações é necessário atuar sobre o funcionamento da válvula de escape e ainda minimizar o comprimento da conduta de escape.

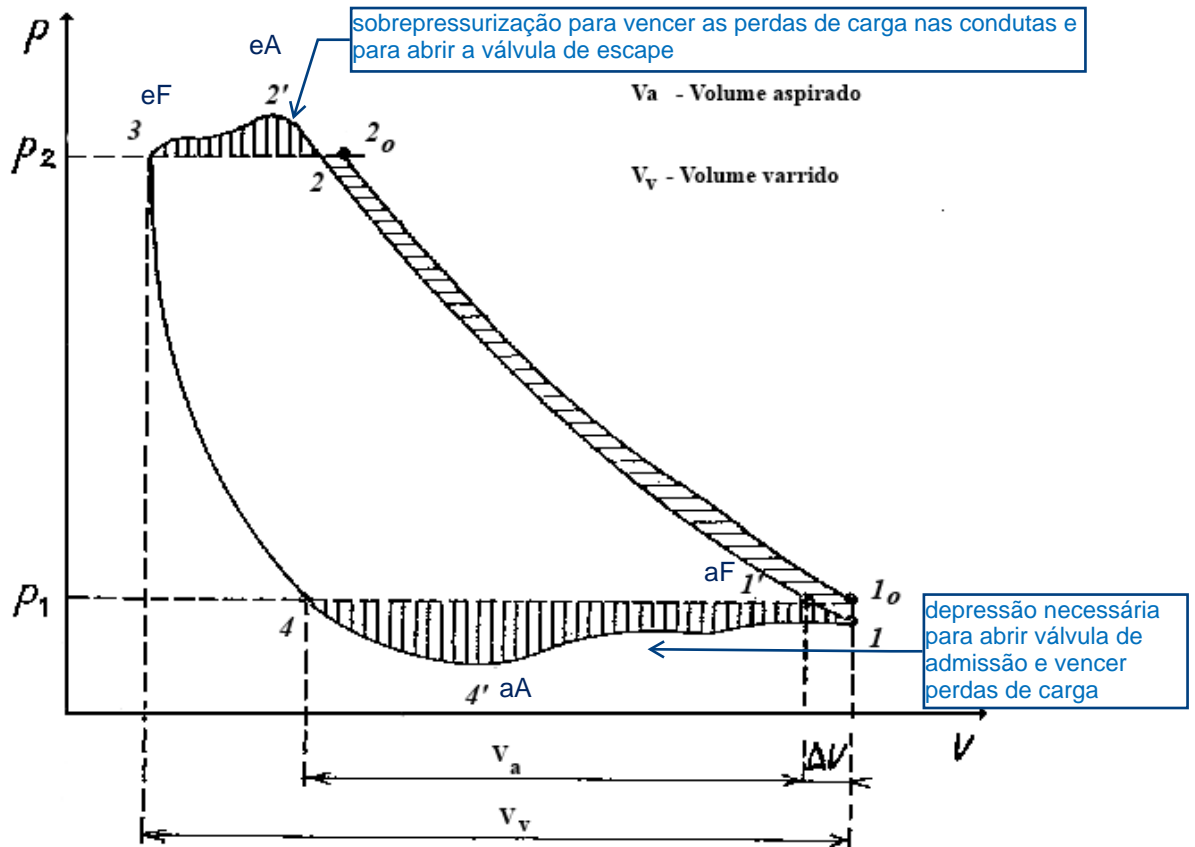


Figura 4.21 – Influência das válvulas e das condutas de admissão e escape sobre o ciclo de compressão.

No lado da admissão, evolução 4→1 verifica-se agora mais uma redução do caudal aspirado além do devido à existência do espaço morto. Com efeito, devido às perdas de carga existentes através da válvula de admissão durante este processo 4→1, no ponto 1, quando o êmbolo atinge o PMI, constata-se que a pressão é inferior a p_1 e só quando o êmbolo retorna no sentido do PMS é que no ponto 1' a pressão no interior do cilindro iguala p_1 , sendo este o ponto de fecho da válvula de admissão. A distância 4→1'

representa então o volume realmente aspirado à pressão atmosférica (em rigor à pressão média de admissão). Nesta evolução de aspiração a pressão no interior do cilindro vai sendo sempre inferior à reinante na conduta de admissão p_1 , e as oscilações que se constatarem têm a mesma explicação que foi dada para o escape, oscilações da própria válvula de admissão e da coluna de gás. Devido a estes aspetos, o trabalho do ciclo vem acrescido de duas áreas tracejadas a verticalmente nas fases de admissão e escape, Figura 4.21. Por outro lado, na compressão, como esta se inicia em $1'$ em vez de se iniciar em 1_0 , tal como seria teoricamente, isto leva a que o trabalho de compressão se reduza da área a tracejado horizontal, indicada também na Figura 4.21.

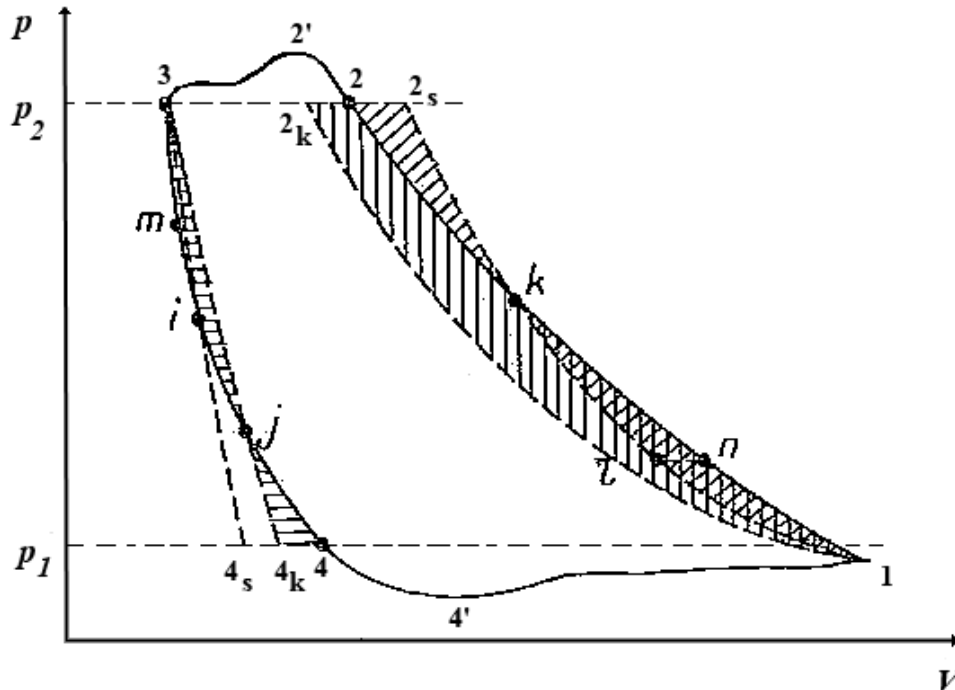


Figura 4.22 – Influência das trocas térmicas no desempenho do ciclo.

No total o trabalho do ciclo virá aumentado enquanto a massa de fluido efetivamente processada diminui, como resultado há uma redução do rendimento do processo de compressão.

Analisa-se agora a influência das trocas térmicas sobre a evolução do ar durante o ciclo de compressão, Figura 4.22. No início da compressão, processo $1 \rightarrow 2$ a temperatura média das paredes do cilindro é superior à temperatura média do ar de modo que este receberá calor das paredes e a evolução de compressão real em vez de seguir a isentrópica $1 \rightarrow 2_s$ seguirá o já referido caminho $1 \rightarrow 2$. Atingido o ponto m onde a temperatura média do ar igualará a temperatura média das paredes, as trocas térmicas invertem de sentido passando a dar-se do ar para as paredes. O declive da curva de compressão tenderá então para o declive correspondente à isotérmica, se bem que nunca o venha a atingir. A evolução da compressão ficará então entre a isentrópica $1 \rightarrow 2_s$ e a politrópica reversível $1 \rightarrow 2_k$. O trabalho de compressão real será superior ao trabalho politrópico na área tracejada na vertical, será superior ao trabalho isentrópico na área com tracejado cruzado e será inferior ao trabalho de compressão isentrópico segundo a área tracejada na diagonal, Figura 4.22.

No lado da expansão do gás residual, evolução 3→4, o processo é análogo ao verificado na compressão. Contudo a sua influência sobre o desenrolar do ciclo é menor porque a massa de ar em jogo é agora bem mais reduzida. Do ponto 3 até ao ponto m o gás está a uma temperatura média superior à das paredes, de modo que se transfere calor do gás para as paredes do cilindro. No ponto m verifica-se a igualdade de temperaturas e daí para a frente as trocas caloríficas mudam de direção, ou sejam passam a ser da parede para o gás e a evolução tende para a isotérmica, ou seja torna-se progressivamente menos vertical. As duas áreas a tracejado horizontal são equivalentes e por isso não há grande alteração no valor do trabalho do ciclo devido a estes eventos que acontecem na expansão do ar residual ou volume morto. O facto de a curva de expansão tender na sua ponta final para a isotérmica desloca o ponto 4 para a esquerda, significando isto que irá haver uma diminuição do volume de ar fresco aspirado pelo compressor.

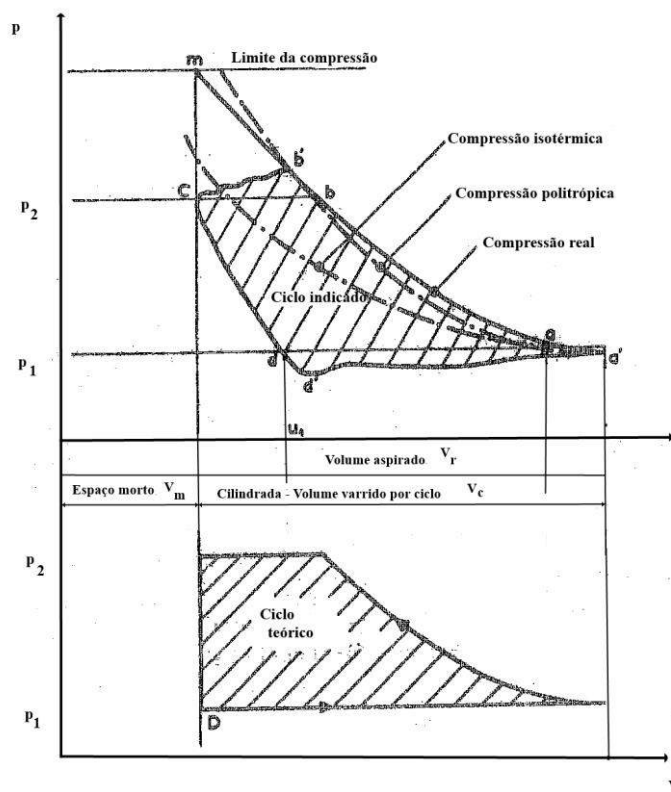


Figura 4.23 – Comparação entre o ciclo indicado e o ciclo teórico de compressão com espaço morto equivalente.

Durante a fase de aspiração ao ar fresco proveniente da conduta de admissão mistura-se com o ar residual mais quente. Além disso esta mistura de ar vai receber calor das paredes do cilindro e a somar a isto há ainda a dissipação em calor do trabalho de laminagem através da válvula de admissão. Por estas três razões a densidade média do ar contido no interior do cilindro na fase de aspiração baixa, diminuindo em consequência a massa de ar efetivamente aspirada. Todos estes fenómenos, verificados nas quatro fases do ciclo de compressão, levam em termos gerais a uma redução do rendimento volumétrico do ciclo de compressão compreendendo-se agora o verdadeiro significado do parâmetro Ω na equação (4.84).

Na Figura 4.23 apresenta-se finalmente a comparação entre um ciclo indicado e o ciclo teórico com espaço morto equivalente.

4.6.4 - Compressão em andares.

A compressão num só andar é limitada porque é necessário:

- Manter um rendimento volumétrico aceitável;
- Reduzir a temperatura do ar à passagem na válvula de escape, evitando-se a decomposição do óleo lubrificante (temperatura limite entre 200 e 220 °C).

A diferencial de pressão para compressão num único andar, é de 7 a 10 bar. Acima desta gama a compressão é em andares e preferencialmente com arrefecimento intermédio. Consegue-se assim uma certa aproximação à compressão isotérmica, com redução do espaço morto. Obtêm-se igualmente ganhos no débito e rendimento do compressor, assim como no atravancamento. Aumentando-se o número de andares de compressão o processo global de compressão tenderia para uma evolução isotérmica, Figura 4.24. Contudo há sempre um limite económico para o número de andares de compressão a serem usados num caso real.

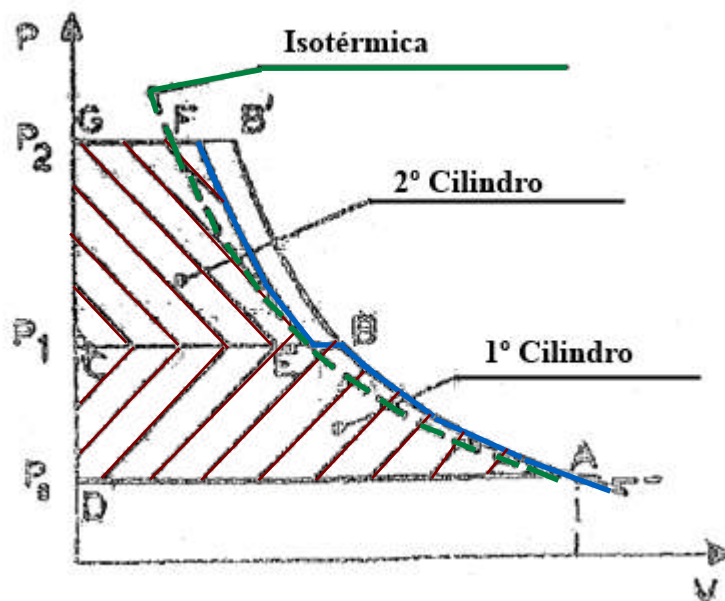


Figura 4.24 – Como a compressão em andares leva a uma aproximação à compressão isotérmica.

Tabela 4.8 - Andares e gamas de caudais. Débito de ar livre.

	1	2	3	4	>4
Pequenos débitos, $\leq 1 \text{ m}^3/\text{min}$	<10	8 a 50	40 a 200	≥ 180	
Débitos médios, 1 a $10 \text{ m}^3/\text{min}$	<7	6 a 30	25 a 150	120 a 250	> 250
Grandes débitos, > $10 \text{ m}^3/\text{min}$	< 6	5 a 15			

A escolha das pressões intermédias ou, o que é o mesmo, das razões de compressão por andar, visará minimizar o trabalho do ciclo. Para se avaliar tal questão considere-se uma compressão em dois andares onde se assume que o arrefecimento intermédio é suficientemente eficaz para garantir que a temperatura do ar á entrada do segundo andar, ou andar de alta pressão, é idêntica à temperatura de entrada do ar no primeiro andar, ou andar de baixa pressão, Figura 4.25. Tem-se assim um compressor onde o ar entra no andar de baixa pressão à temperatura T_o e pressão p_o e sai à temperatura T_1 e pressão p_1 . Antes de seguir para o segundo andar o ar é agora arrefecido de T_1 a T_o após o que entra no andar às condições de T_o e p_1 . Após compressão no andar de alta pressão o ar sai do compressor a T_2 e p_2 . As compressões são politrópicas de expoente k .

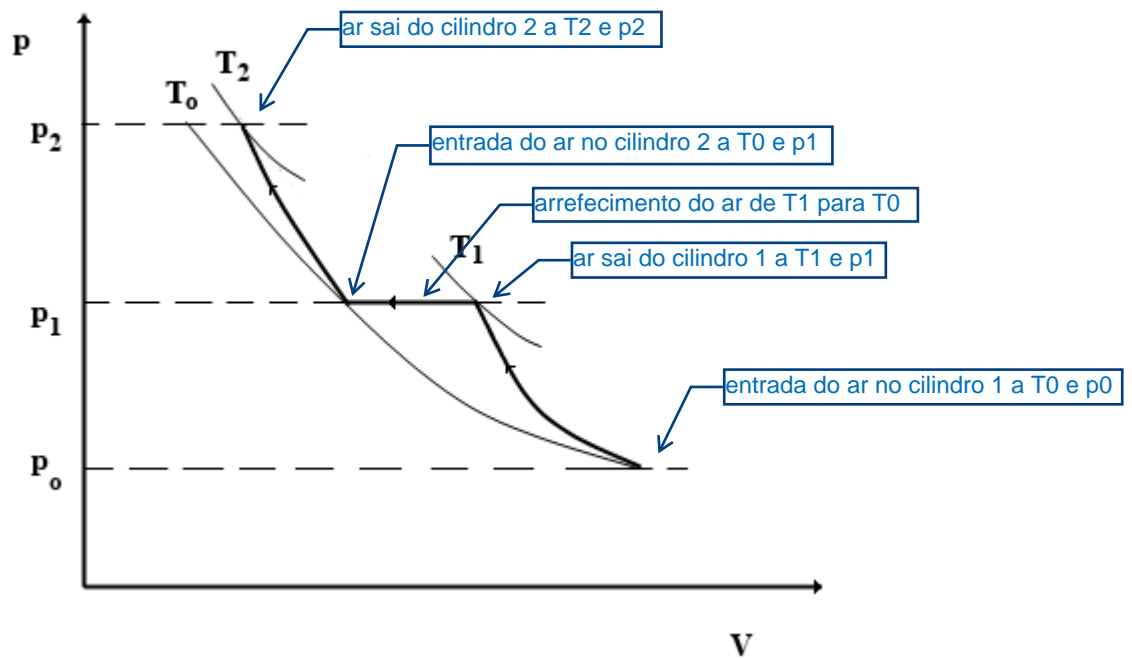


Figura 4.25 – Análise da compressão em dois andares.

Tendo em atenção a equação (4.65) o trabalho de compressão por massa de ar admitida é para o andar de baixa pressão de,

$$w_{bp} = \frac{k}{k-1} R (T_1 - T_o) = \frac{k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_1}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (4.86)$$

Por seu lado, para o andar de alta pressão,

$$w_{ap} = \frac{k}{k-1} R (T_2 - T_o) = \frac{k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (4.87)$$

De modo que para o compressor todo se terá que,

$$w_{comp} = w_{bp} + w_{ap} = \frac{k}{k-1} R (T_1 + T_2 - 2T_o) = \frac{k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_1}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 2 \right] \quad (4.88)$$

Para se conhecerem as razões de compressão que minimizam o trabalho do compressor bastará determinar $\frac{\partial w_{comp}}{\partial p_1} = 0$. A aplicação desta condição à equação (4.88) leva a que,

$$\frac{\partial}{\partial p_1} \left[\left(\frac{p_1}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 2 \right] = 0 \quad (4.89)$$

ou seja

$$\frac{k-1}{k} \left(\frac{1}{p_o} \right) \left(\frac{p_1}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{k}-1} + \frac{k-1}{k} p_2 \left(-\frac{1}{p_1^2} \right) \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}-1} = 0 \quad (4.90)$$

o que resulta em,

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_1}{p_o} \quad (4.91)$$

Portanto as razões de compressão serão idênticas nos dois andares. Também se poderá dizer que a pressão intermédia será a raiz média quadrada do produto das pressões extremas,

$$p_1 = \sqrt{p_o p_2} \quad (4.92)$$

Esta condição de igualdade de razão de pressão para os dois andares significa que $T_1 = T_2$. O trabalho total para o compressor será então dado por,

$$w_{comp} = w_{bp} + w_{ap} = \frac{2k}{k-1} R (T_1 - T_o) = \frac{2k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_1}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (4.93)$$

e como $\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_1}{p_o} \Rightarrow \frac{p_1}{p_o} = \sqrt{\frac{p_2}{p_o}}$, de modo que,

$$w_{comp} = \frac{2k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_2}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{2k}} - 1 \right]$$

Trabalho para um compressor de 2 andares passar 1 kg de fluido de p_0 (ambiente) a p_2 , numa compressão politrópica, a T_0 (ambiente)

(4.94)

Para n_c andares de compressão seguir-se-á o mesmo procedimento. Considera-se que o arrefecimento entre andares é suficientemente eficaz para garantir a mesma temperatura de entrada em todos, T_o . As temperaturas do ar à saída de cada andar serão respetivamente T_1, T_2 até T_{n_c} enquanto as pressões serão respetivamente p_1, p_2 até p_{n_c} . O trabalho do compressor por unidade de massa de ar processada será dado por,

$$w_{comp} = {}_o w_1 + {}_1 w_2 + \dots + {}_{n_c-1} w_{n_c} = \frac{k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_1}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \dots + \left(\frac{p_{n_c}}{p_{n_c-1}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - n_c \right] \quad (4.95)$$

Calculando-se agora

$$dw_{comp} = \frac{\partial w_{comp}}{\partial p_1} dp_1 + \frac{\partial w_{comp}}{\partial p_2} dp_2 + \dots + \frac{\partial w_{comp}}{\partial p_{n_c}} dp_{n_c} = 0 \quad (4.96)$$

verifica-se que,

$$\frac{p_1}{p_o} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = \dots = \frac{p_{n_c}}{p_{n_c-1}} = \left(\frac{p_{n_c}}{p_o} \right)^{\frac{1}{n_c}} \quad (4.97)$$

Vindo por consequência o trabalho do compressor para estas circunstâncias dado por,

$$w_{comp} = \frac{n_c k}{k-1} R (T_1 - T_o) = \frac{n_c k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_{n_c}}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{n_c k}} - 1 \right] \quad (4.98)$$

É agora possível determinar-se a redução de trabalho que se consegue com a compressão em andares e para o arrefecimento intermédio ideal. Se não houvesse arrefecimento intermédio e ideal o trabalho seria

$$w_{sem-andar} = \frac{k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_{n_c}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad \text{trabalho para o compressor sem andares (neste caso o } p_{n_c} \text{ é a pressão a atingir)} \quad (4.99)$$

Subtraindo membro a membro as equações (4.99) e (4.98) obtém-se o trabalho economizado, (relativamente a passar o fluido de p_0 a p_{nc} se não usarmos compressão com andares)

$$w_{econo} = \frac{k}{k-1} R T_o \left[\left(\frac{p_{nc}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - n_c \left(\frac{p_{nc}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{n_c k}} + n_c - 1 \right] \quad (4.100)$$

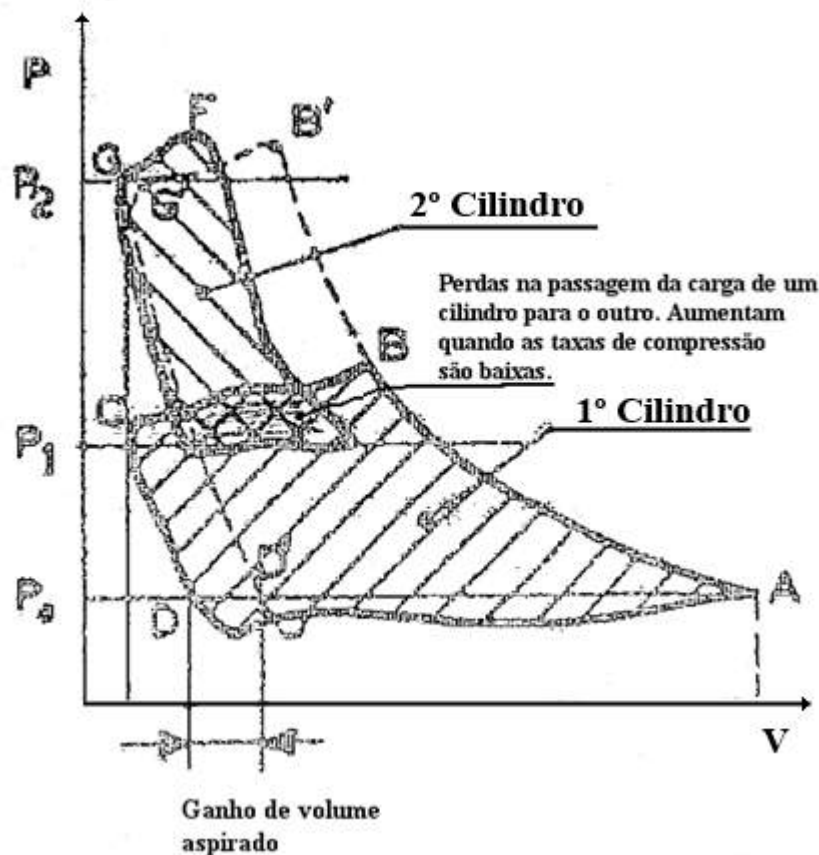


Figura 4.26 – Ciclo indicado com dois andares de compressão.

Em termos de compressões reais em andares há alguns pontos particulares a referir.

Por um lado há como se afirmou antes um ganho no volume aspirado entre os pontos D e D', Figura 4.26. Por outro lado há perdas de carga na passagem do primeiro para o segundo andar de compressão. Depois não se consegue um arrefecimento intermédio suficientemente eficaz de modo que a temperatura do ar à entrada do segundo andar de compressão é superior em pelo menos 20 °C à temperatura do ar à entrada no primeiro andar. Isto leva a que a temperatura do ar na descarga do compressor seja mais elevada.

Normalmente a taxa de compressão típica de um compressor monocilíndrico anda pelos 7 embora se encontrem valores até 10 em compressores com funcionamento intermitente. A taxa de compressão é também inferiormente limitada a 2,7 devido a vibrações nas válvulas de descarga.

4.6.5 - Potências e rendimentos.

Na avaliação do desempenho de um compressor real recorre-se a diversos rendimentos consoante a referência para a compressão é a evolução isotérmica, politrópica ou adiabática.

Ter-se-á assim o rendimento isotérmico,

$$\eta_{iso} = \frac{\dot{W}_{iso}}{\dot{W}_{veio}} \quad (4.101)$$

o rendimento politrópico,

$$\eta_{pol} = \frac{\dot{W}_{pol}}{\dot{W}_{veio}} \quad (4.102)$$

e o rendimento adiabático,

$$\eta_{adi} = \frac{\dot{W}_{adi}}{\dot{W}_{veio}} \quad (4.103)$$

Por outro lado tendo em atenção o trabalho indicado (ou potência indicada) obtêm-se os vários rendimentos indicados. Rendimento indicado isotérmico,

$$\eta_{i-iso} = \frac{\dot{W}_{iso}}{\dot{W}_i} \quad (4.104)$$

o rendimento indicado politrópico,

$$\eta_{i-pol} = \frac{\dot{W}_{pol}}{\dot{W}_i} \quad (4.105)$$

e o rendimento indicado adiabático,

$$\eta_{i-adi} = \frac{\dot{W}_{adi}}{\dot{W}_i} \quad (4.106)$$

O rendimento mecânico é definido por,

$$\eta_m = \frac{\dot{W}_i}{\dot{W}_{veio}} \quad (4.107)$$

4.7 - Compressores de parafuso.

Os compressores de parafuso foram uma revolução no mundo do ar comprimido. São uma opção imbatível na gama média de tamanhos, Figura 4.27.

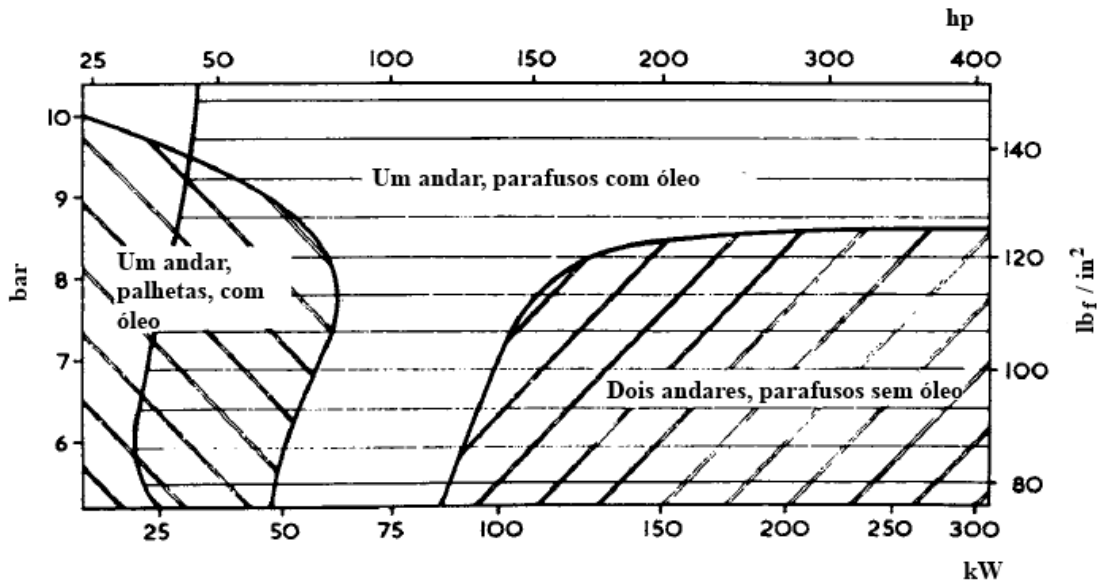


Figura 4.27 – Gama de aplicação dos compressores de palhetas e de parafuso.

Os compressores de parafuso são atualmente os compressores rotativos de deslocamento positivo mais comuns. Usam dois rotores com lóbulos helicoidais que se entrelaçam, Figura 4.28. À medida que os rotores rodam, o espaço entre os rotores interlaçados inicialmente elevado e que recebeu ar pela janela de admissão, vai-se reduzindo comprimindo-se assim o ar nele contido. A compressão vai aumentando com o continuar da rotação, sendo o volume cada vez mais reduzido deslocado ao longo da combinação dos rotores interlaçados até que atinge a janela de descarga.



Figura 4.28 – Parafusos de compressores.

Nestes compressores não há válvulas e não há forças mecânicas que causem desequilíbrios no seu funcionamento. Podem por isso funcionar com grandes velocidades de rotação, combinando uma grande capacidade de processarem grandes caudais com dimensões muito compactas, sem grandes forças de inércia nem ruídos.

Estes compressores tanto podem ter os rotores imersos em óleo como rotores livres de óleo. No caso dos rotores imersos em óleo existe como o próprio nome indica uma

certa quantidade de óleo injetado no espaço onde se faz a compressão. O óleo tem várias finalidades, veda os espaços entre os rotores e a carcaça, lubrifica o contacto entre o rotor macho e o rotor fêmea e ajuda ainda ao arrefecimento do compressor. Nos compressores de parafusos o rotor macho é normalmente o que está ligado ao acionamento mecânico do compressor, sendo então o rotor fêmea arrastado pelo rotor macho. Nos compressores livres de óleo não se pode recorrer ao atrito entre rotores para os mover, há a necessidade de engrenagens externas para acionar os parafusos.

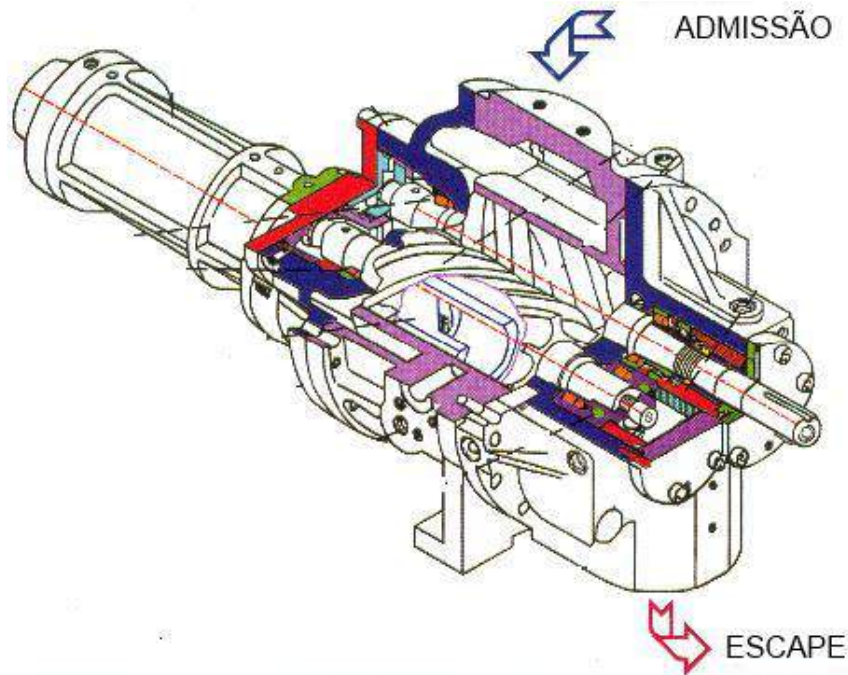


Figura 4.29 – Implantação geral de um compressor de parafuso.

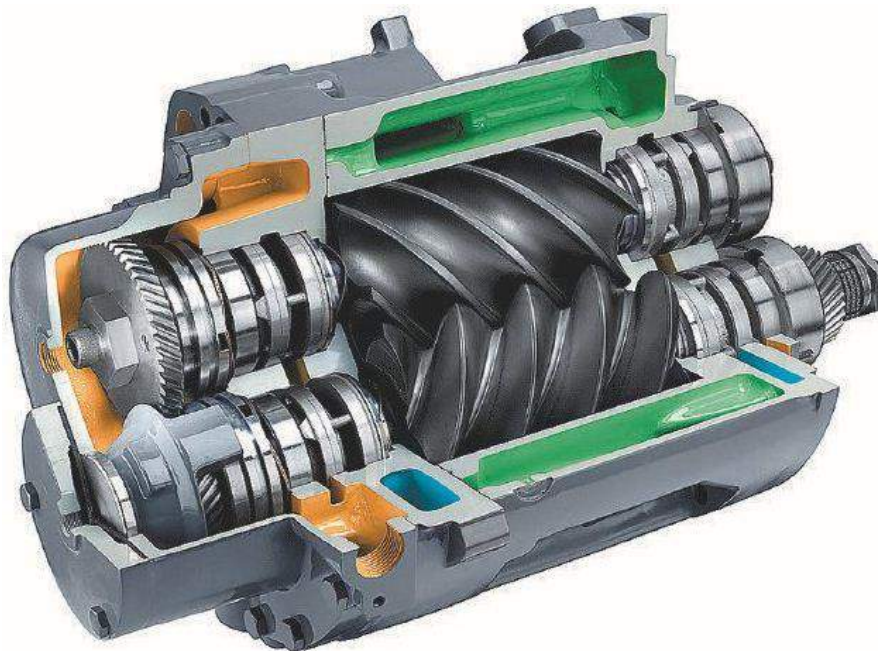


Figura 4.30 – Imagem de um compressor de parafuso.

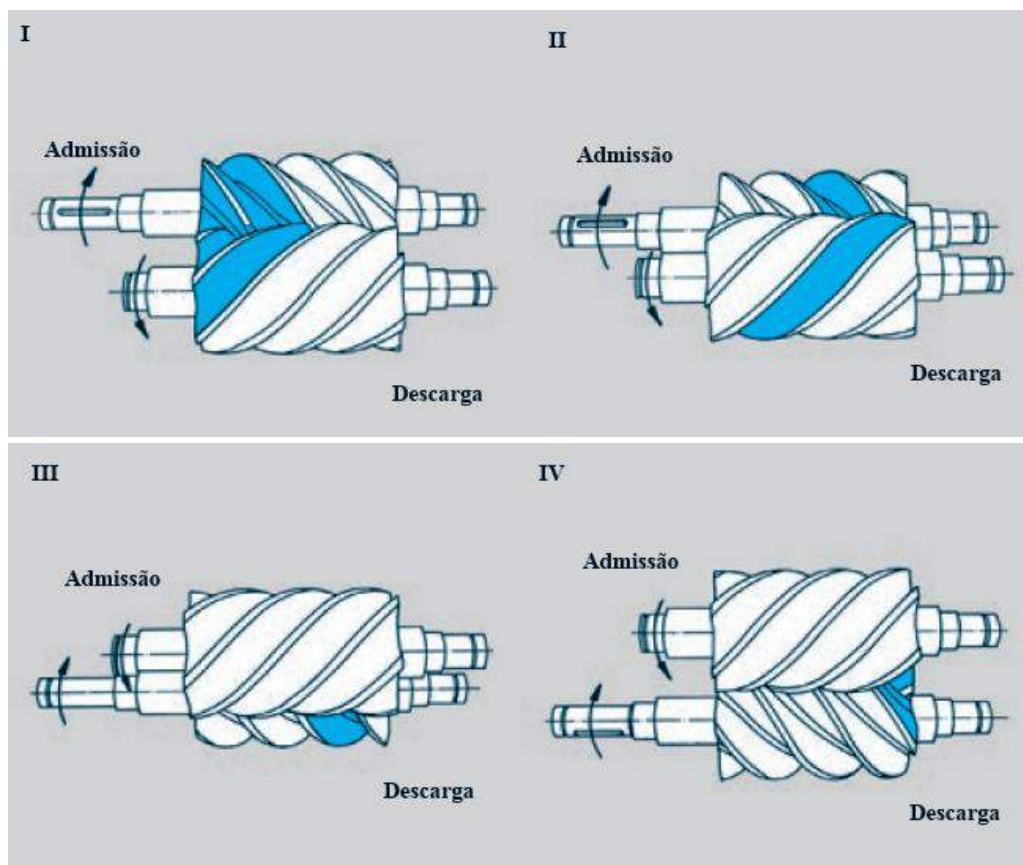


Figura 4.31 – Sequência da operação num compressor de parafuso.

4.8 - Compressores de dentes.

Na Figura 4.32 mostram-se esquemas de compressores de dentes duplos enquanto na Figura 4.33 se mostra a sequência de operação deste tipo de compressores.

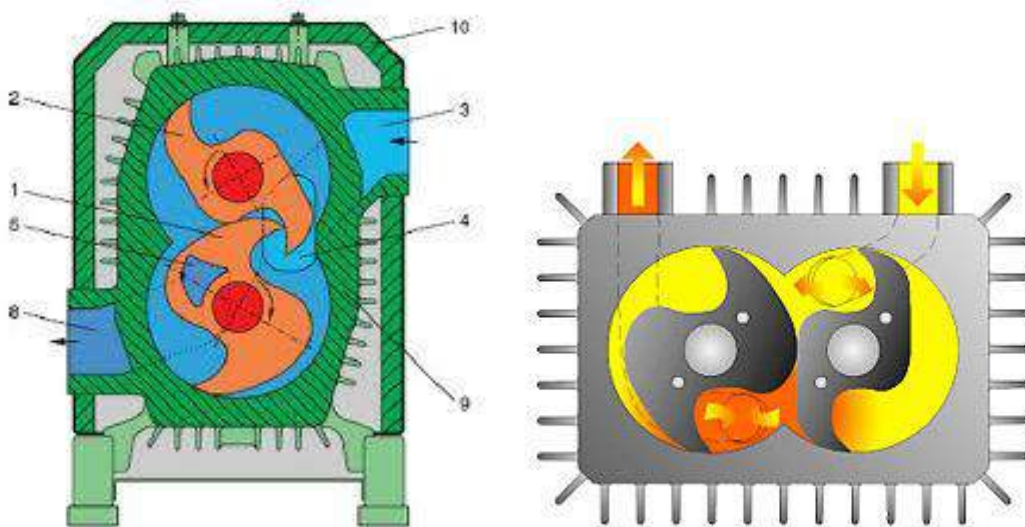


Figura 4.32 – Compressores de dentes ou garras.

Estes compressores têm dois rotores que rodam em sentidos opostos. Durante a admissão o ar entra pela respetiva janela até ao momento em que os rotores arrastam o volume de ar admitido para longe da entrada de ar. O volume de ar admitido vai ficando cada vez menor com a rotação dos rotores. No final da compressão a janela de escape é aberta por um dos rotores, saindo então por esta o ar comprimido. A sequência de passos está bem explícita na Figura 4.33.

4.9 - Compressores de palhetas.

Os compressores de palhetas, tal como os de lóbulos que serão referidos na seção seguinte, são muitas vezes designados por sopradores pois a razão de compressão é relativamente baixa quando comparada com a obtida pelos compressores alternativos, de dentes ou de parafuso.

Como se vê da Figura 4.34 o rotor está instalado excentricamente relativamente ao estator. O rotor está provido de palhetas que são comprimidas contra o estator pela força centrífuga durante a sua rotação. A entrada de ar verifica-se no local em que a distância entre rotor e estator é a maior. À medida que o rotor vai rodando esse volume reduz-se levando à compressão do ar contido entre duas palhetas sucessivas, Figuras 4.34 e 4.35. A saída do ar comprimido está localizada na zona do aparelho em que é mínima a distância entre rotor e estator.

4.10 - Compressores de lóbulos.

O compressor de lóbulos também é conhecido por compressor Roots. No entanto agora não há uma compressão interna do ar como se constata da Figura 4.36. É o tipo de equipamento ao qual se aplica com maior propriedade a designação de soprador e por isso muitos fabricantes usam a designação de soprador Roots ao invés de compressor Roots.

Tal como nos compressores de parafusos ou de dente duplos, os dois rotores rodam em sentidos contrários. Os dois rotores, geralmente de dois lóbulos cada, têm sempre um ponto de contacto e o seu movimento é sincronizado através de engrenagens. Há também sempre um ponto de contacto entre cada rotor e a carcaça de modo a se criarem câmaras dentro das quais o ar a processar está devidamente confinado.

Para cada rotação há quatro ciclos de admissão e escape. O caudal do compressor depende da velocidade de rotação e varia proporcionalmente com esta, sendo independente do diferencial de pressão entre a admissão e a descarga.

Neste aparelho a compressão dá-se quando se abre a janela de escape ou descarga e uma onda de pressão avança para dentro do aparelho, vinda da conduta de escape. E então quando o volume de ar se reduz ligeiramente nesse momento da descarga, verifica-se uma compressão adicional. Portanto a compressão verifica-se relativamente a uma contrapressão. O processo é pouco eficiente e ruidoso.

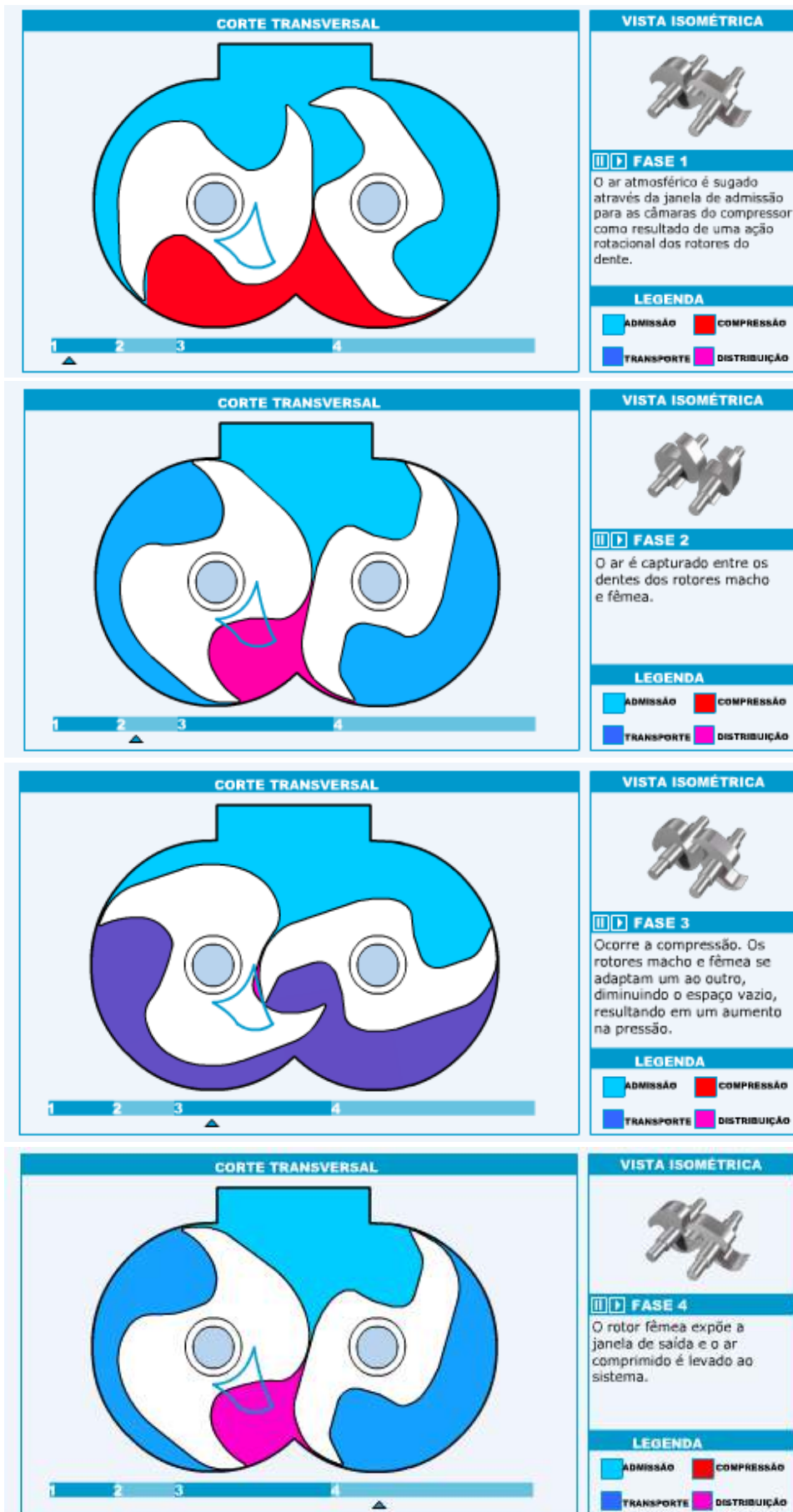


Figura 4.33 - Sequência de operação num compressor de dente duplo.

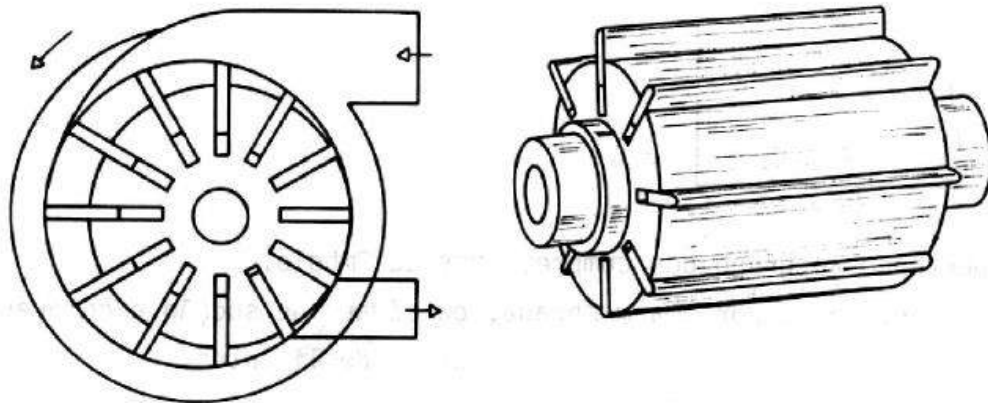


Figura 4.34 – Esquema de um compressor de palhetas

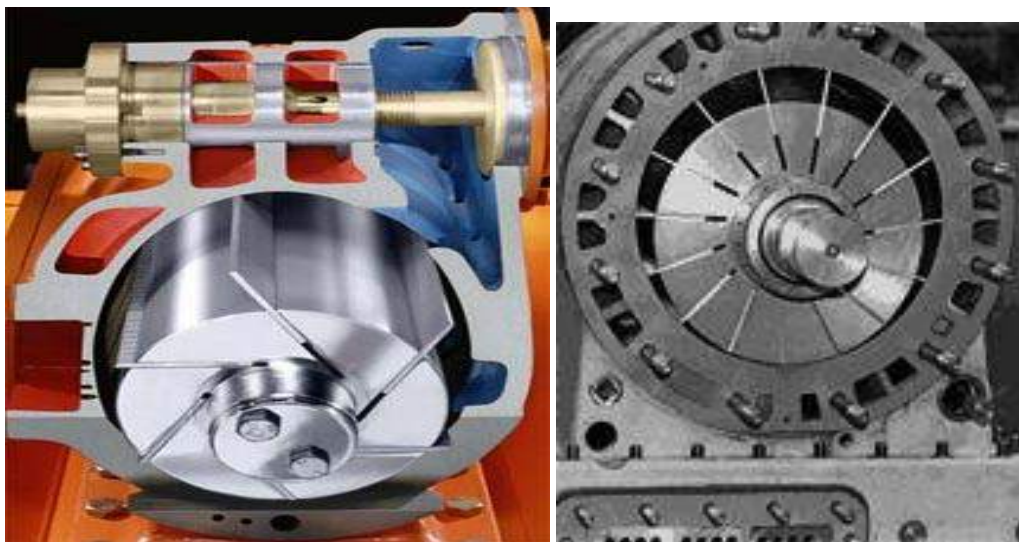


Figura 4.35 – Imagens do interior de compressores de palhetas.

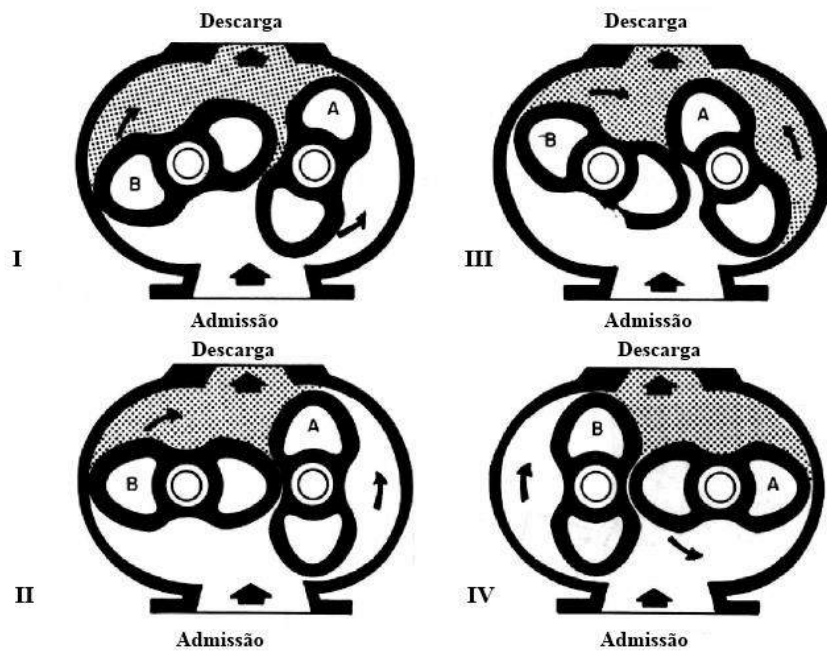


Figura 4.36 – Sequência de operação para um compressor de lóbulos.

Os compressores ou sopradores de lóbulos ou Roots são muito usados em transporte pneumático ou como bombas de vácuo. Uma outra utilização interessante do compressor de lóbulos é como bomba de alimentação de motores a dois tempos, Figura 4.37.

Tal como nos compressores de dois lóbulos, também nos rotores de três lóbulos há sempre um ponto de contacto entre os dois rotores e entre cada um destes e a carcaça, para se garantir o confinamento do ar, Figura 4.38. Neste caso para cada rotação há seis ciclos de admissão e escape. Novamente o caudal é diretamente proporcional à velocidade de rotação e independente do diferencial de pressão.

As vantagens dos rotores com três lóbulos são:

- Menos contra escoamento na descarga levando a um caudal mais estável com menos vibrações e ruído no funcionamento;
- Menores pulsações na pressão de descarga levam a menores esforços sobre engrenagens e dispositivos de acionamento o que resulta numa maior vida operatória;
- Para a mesma velocidade de rotação obtém-se maior caudal de ar;
- Melhor garantia de ajustamento entre rotores e carcaça levando a melhor rendimento;
- Melhor equilíbrio dinâmico da máquina.

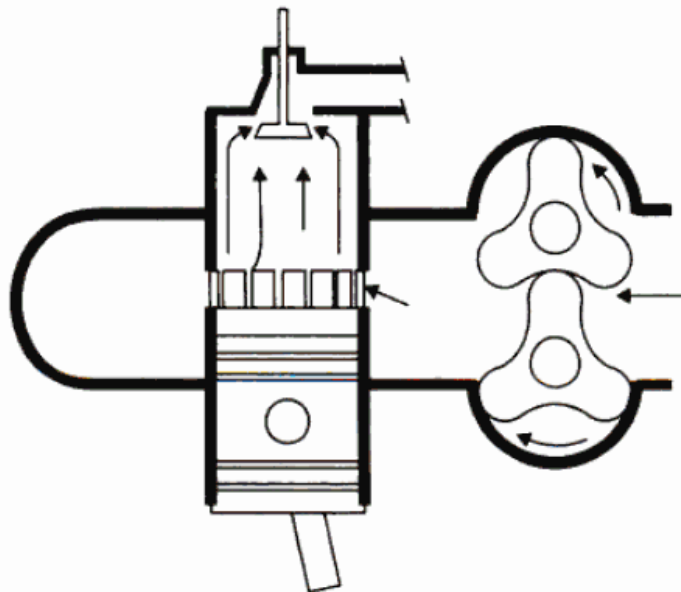


Figura 4.37 – Aplicação de um compressor Roots a um motor a dois tempos.

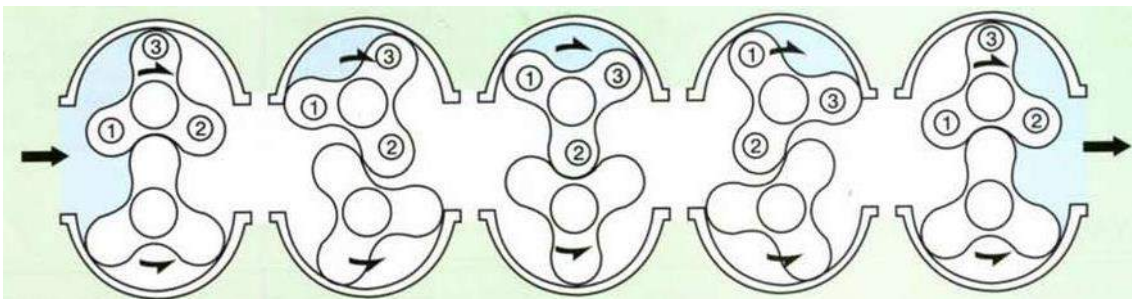


Figura 4.38 – Compressor com três lóbulos.

4.11 - Compressores em espiral.

Estes compressores são livres de óleo comprimindo uma dada quantidade de ar num volume continuamente decrescente. O elemento de compressão consiste num estator em espiral e numa segunda espiral montada excentricamente em relação à primeira e que se movimenta de forma orbital. As espirais estão montadas com um desfasamento de 180° de modo que se formam assim bolsas de ar que variam gradualmente de volume com o movimento orbital da espiral móvel, Figura 4.39.

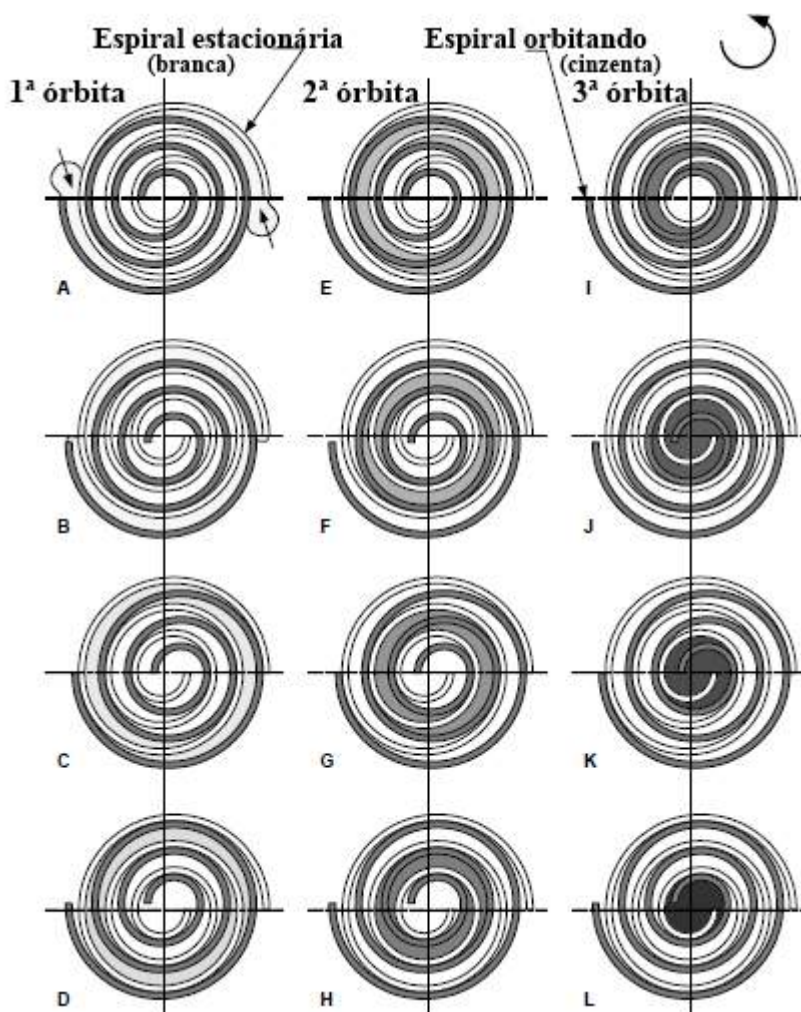


Figura 4.39 – Princípio de operação de um compressor de espiral.

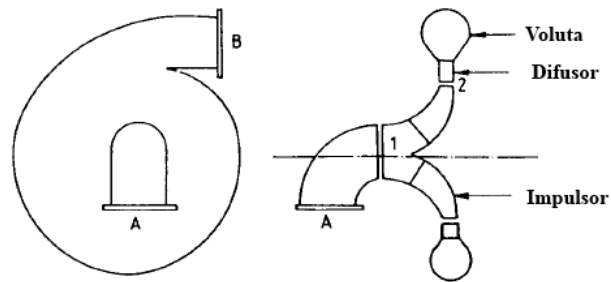
O ciclo de compressão dá-se em 2,5 voltas ocasionando um escoamento de ar praticamente contínuo. O processo é grosso modo silencioso e livre de vibrações. Novamente o caudal processado é função da velocidade com que a espiral móvel orbita e o diferencial de pressão é constante e apenas função da configuração do aparelho.

4.12 - Compressores dinâmicos.

São máquinas de fluxo que convertem a energia de um veio em rotação na energia cinética do ar que atravessa a unidade. A energia cinética é depois convertida em

energia de pressão, parte quando o ar escoar através do impulsor e parte a voluta de saída. Classificam-se consoante a direção do escoamento do ar através deles. Nos compressores centrífugos o escoamento do ar é radial enquanto nos compressores axiais o escoamento do ar é axial. Há ainda máquinas onde o escoamento do ar é tanto radial como axial. São máquinas muito compactas, processando largos caudais de ar em pequenos espaços.

Genericamente pode dizer-se que os compressores centrífugos são usados em aplicações em que se necessitam de pequenos caudais e pressões elevadas enquanto os compressores axiais são para grandes caudais e médias ou baixas pressões.



Principais componentes de um turbocompressor

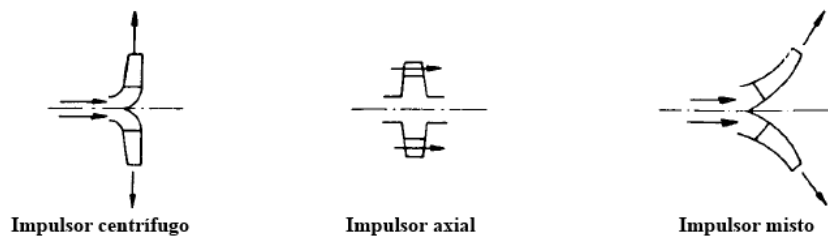


Figura 4.40 – Principais componentes de um turbo compressor.

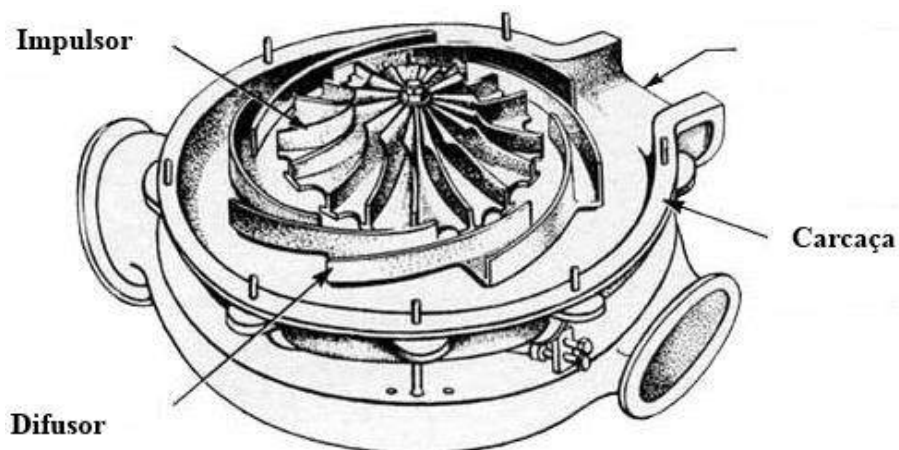


Figura 4.41 – Imagem em corte de um turbocompressor.

A compressão também pode ser em estágios mas agora a razão de pressão atingida por estágio depende do valor máximo da velocidade periférica do rotor ou impulsor. Esta razão é da ordem de 1,5 a 2 por andar num compressor centrífugo e vai ao máximo

de 1,3 num compressor axial. As velocidades dos veios atingem as 20.000 rpm nos compressores industriais e 100.000 rpm nos compressores dos motores e avião.

4.13 - Compressores centrífugos.

Na Figura 4.42 mostra-se um corte de um compressor centrífugo com três estágios.

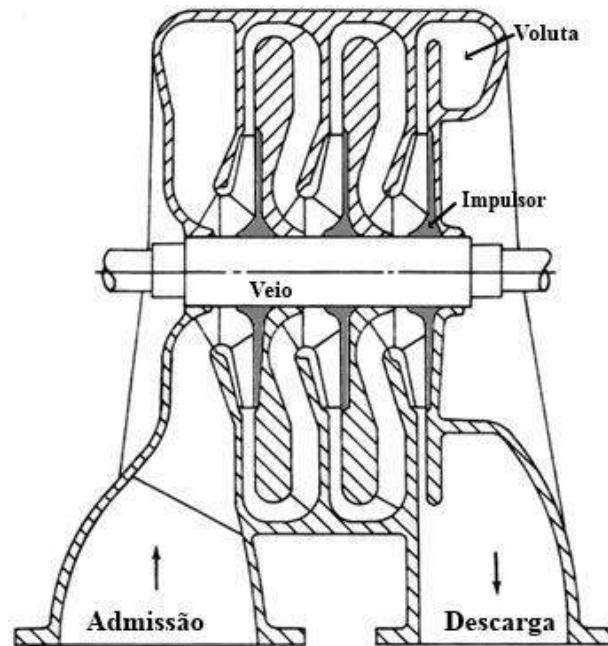


Figura 4.42 - Secção de um compressor centrífugo com três estágios de compressão.

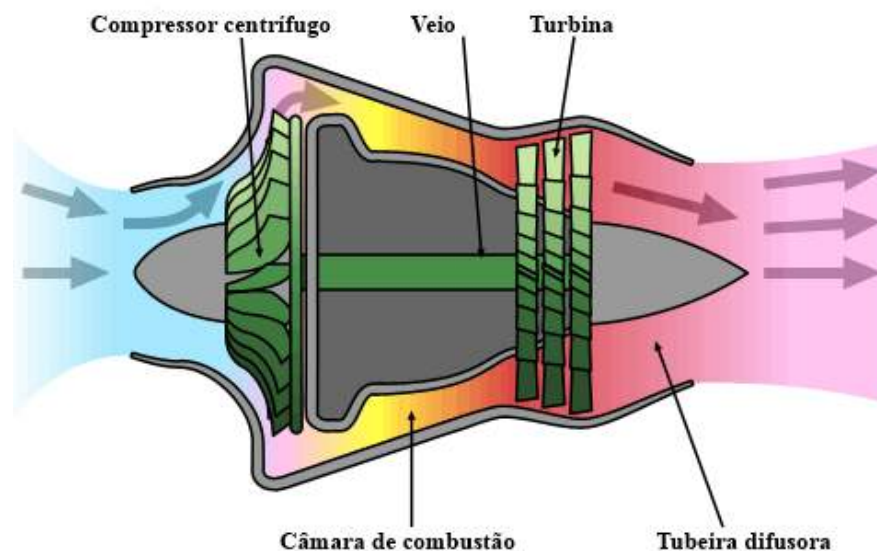


Figura 4.42 – Compressor centrífugo num turbo reator.

Os compressores centrífugos são adequados a pequenos caudais onde as velocidades andam pelos 0,1 a 50 m/s. Têm boas características de funcionamento a carga parcial, quando funcionam em vazio o consumo de energia pode chegar a valores da ordem dos

3 % das condições nominais sendo por isso adequados a funcionar em regime intermitentes e quando se pretendem variações de caudal e da gama de pressões.

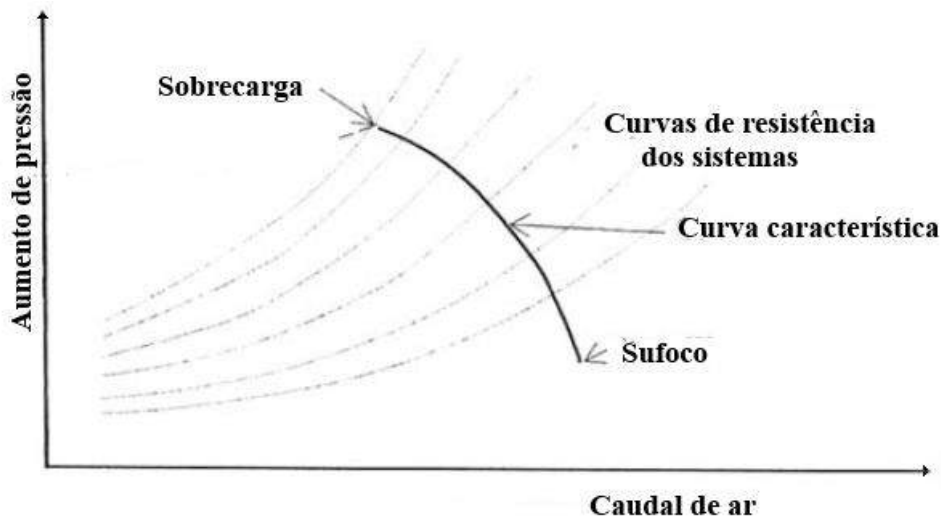


Figura 4.43 - A curva de funcionamento de um compressor dinâmico e as curvas características da instalação.

A Figura 4.43 mostra um gráfico do aumento da pressão em função do caudal de ar movimentado por um compressor centrífugo, a curva em questão chama-se curva característica do ventilador e é válida para uma dada velocidade de rotação constante. Diminuindo-se o caudal processado pelo compressor aumenta-se o diferencial de pressão vencido no ventilador até se atingir o ponto de sobrecarga, ou de perda em linguagem aeronáutica, do ventilador. Na situação oposta, aumentando-se o caudal debitado diminui-se a pressão do ar à saída do ventilador até se atingir condições de sufoco ou engasgamento do mesmo.

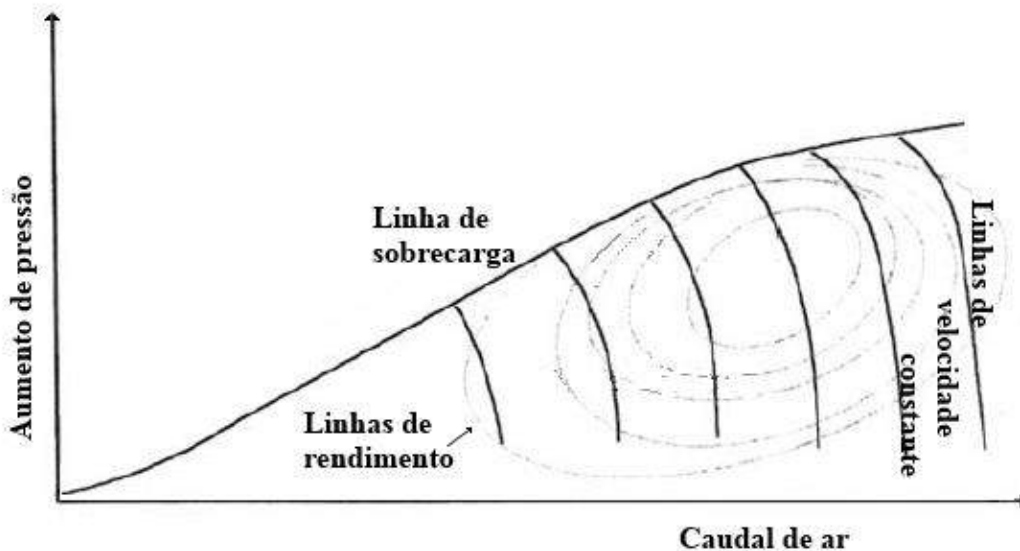


Figura 4.44 – Curvas características de um compressor centrífugo a várias rotações.

Tirando-se curvas de funcionamento a várias rotações obtém-se a Figura 4.44, onde além das curvas de velocidade constante aparecem ainda a linha de sobrecarga e as linhas de rendimento.

4.14 - Compressores axiais.

Os compressores axiais são adequados a grandes caudais com velocidades na ordem dos 20 a 100 m/s. Os compressores axiais têm melhor desempenho termodinâmico no ponto nominal de projeto mas são muito suscetíveis a variações de pressão e de caudal.

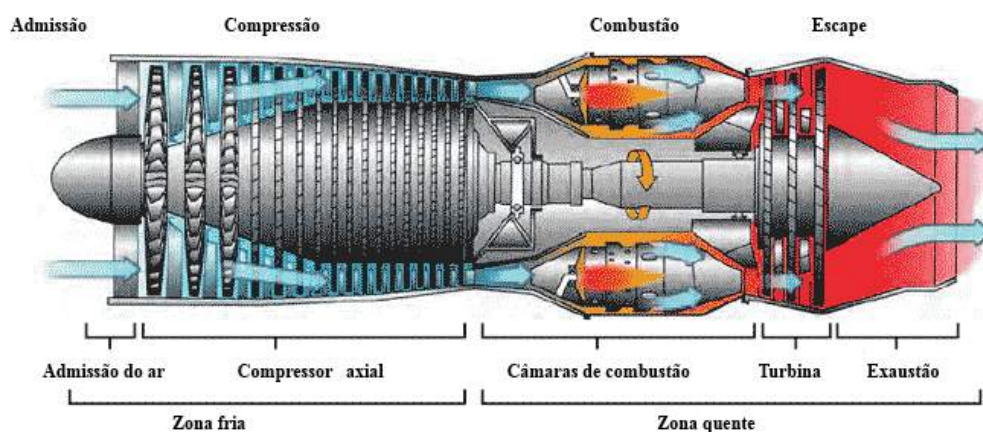


Figura 4.45 – Compressor axial num turbo reator.

Como as velocidades de operação dos compressores axiais são bem superiores às velocidades dos compressores centrífugos, são máquinas muito ruidosas.



Figura 4.46 – Compressores ou ventiladores axiais industriais.

Analisando as curvas características de compressores axiais e centrífugos verifica-se que estas são mais planas para os compressores centrífugos, Figura 4.47. Por isso quando há uma redução no caudal volúmico a partir das condições de projeto, o compressor centrífugo aceita uma maior redução de caudal antes de se atingirem as condições de sobrecarga. O compressor centrífugo é estável para uma maior gama de caudais do que o compressor axial e a queda do rendimento, para condições fora das de projeto, é menor no caso do compressor centrífugo. Para a mesma dimensão do

compressor e para a mesma velocidade rotacional o aumento de pressão por estágio é inferior para o compressor axial. Por outro lado, para o funcionamento nas condições de projeto. O compressor axial tem um rendimento superior.

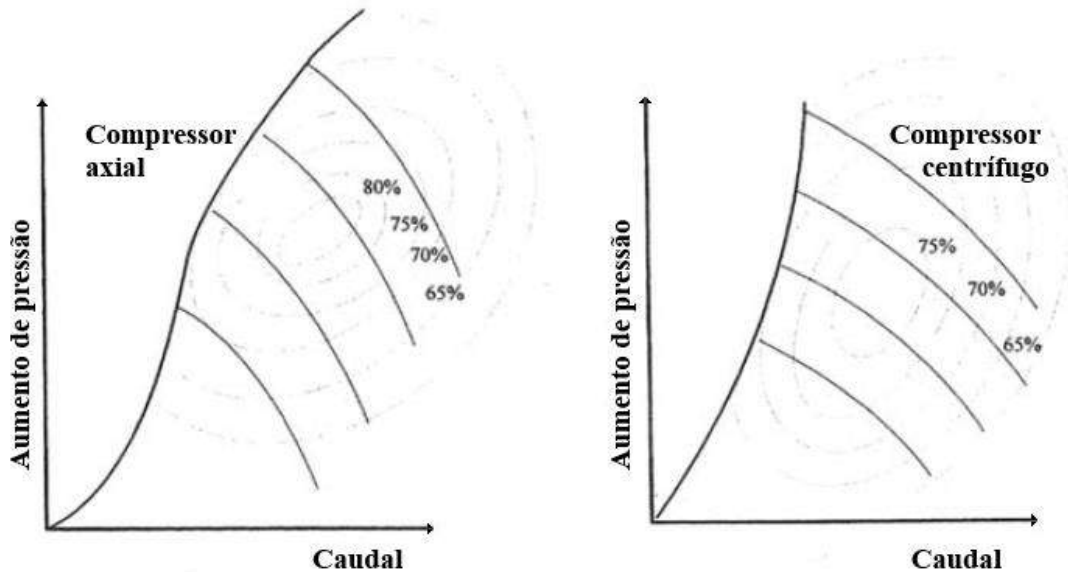


Figura 4.47 – Comparação entre as curvas características de um compressor axial e de um compressor centrífugo.

4.15 - Estabilidade de funcionamento de um compressor dinâmico.

Na Figura 4.48 mostram-se condições de funcionamento estável de um compressor centrífugo. A curva P é a curva da pressão em função do caudal para o compressor e a curva R é a curva de pressão em função do caudal para uma qualquer instalação ou conduta onde será instalado o compressor. Esta curva R é proporcional ao quadrado do caudal volúmico em jogo, $\Delta p_R \propto \dot{V}^2$. A intersecção destas duas curvas, caracterizada pelo par $(\dot{V}_1, \Delta p_1)$, representa o ponto de funcionamento da instalação formada pela combinação do compressor com a instalação. Esta intersecção verifica-se na parte descendente da curva do compressor, portanto à direita do ponto de máxima pressão debitada por este.

Havendo uma ligeira alteração das condições de operação do compressor passando este a debitar um caudal um pouco mais elevado \dot{V}_1' , verifica-se que a pressão debitada pelo compressor seria $\Delta p_1'$, inferior à requerida pela instalação, e que seria a pressão solicitada pelo ponto R_1' . Então como a pressão do ventilador seria inferior à necessária para que o caudal \dot{V}_1' pudesse escoar pela instalação, o caudal debitado pelo compressor reduzir-se-ia até o valor de \dot{V}_1 . Havendo uma diminuição do caudal debitado pelo compressor para \dot{V}_1'' , agora a pressão do ar à saída do compressor seria de $\Delta p_1''$, valor bem superior ao requerido pela instalação, e correspondente à pressão do ponto R_1'' de modo que o compressor iria embalar aumentando-se o caudal debitado para até haver equilíbrio de pressões entre as curvas P e R. Consta-se portanto que o ponto de

intersecção das curvas P e R e de parâmetros $(\dot{V}_1, \Delta p_1)$ é um ponto de funcionamento estável do compressor.

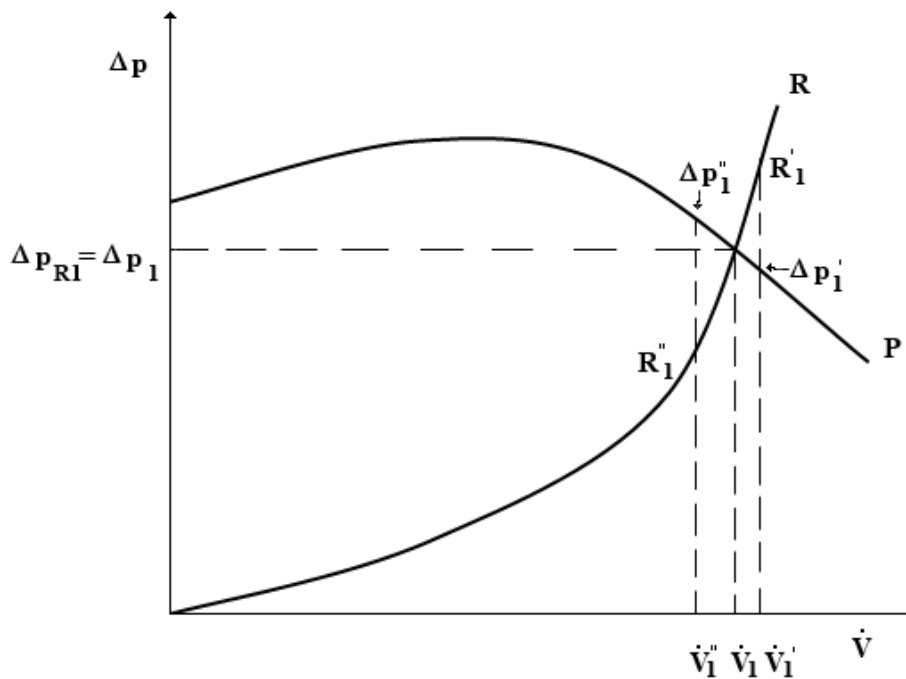


Figura 4.48 – Condições de funcionamento estável.

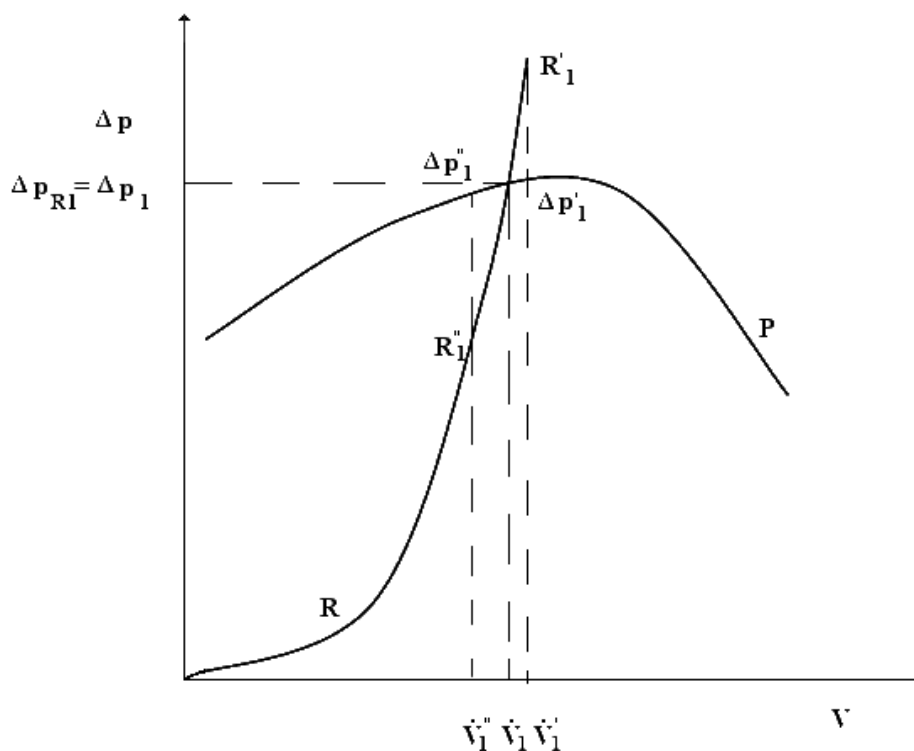


Figura 4.49 – Condições de funcionamento instável.

Na Figura 4.49 a intersecção entre a curva característica do compressor P e a curva da instalação R, verifica-se num ponto da curva P à esquerda do máximo desta. Agora

se houver um ligeira oscilação no funcionamento do compressor e o caudal debitado aumentar de \dot{V}_1 para \dot{V}_1' tanto a pressão do ventilador como a requerida pela instalação aumentam não havendo condições que obriguem o compressor a voltar a debitar o caudal \dot{V}_1 , de facto a nova posição de funcionamento nunca ficará bem definida. Por outro lado, havendo uma diminuição de caudal de \dot{V}_1 para \dot{V}_1'' a pressão do ventilado passa de Δp_1 para $\Delta p_1''$. Embora esta última pressão seja superior à requerida pela instalação e que corresponde ao valor do ponto R1'', o facto de $\Delta p_1''$ ser inferior a Δp_1 leva a que seja difícil voltar-se ao ponto de funcionamento inicial $(\dot{V}_1, \Delta p_1)$. Estas são pois condições de instabilidade de funcionamento do compressor ao passo que as condições de intersecção inicial, indicadas na Figura 4.48, garantem um funcionamento estável do compressor pois quaisquer oscilações em torno deste ponto levam sempre ao retorno desta condição de operação.

4.16 - Leis qualitativas dos compressores dinâmicos.

Os compressores dinâmicos assumindo constância do diâmetro do rotor, seguem leis de semelhança dinâmica muito simples, ou seja, qualitativamente pode dizer-se que,

$$\frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_2} = \frac{N_1}{N_2} \quad (4.108)$$

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} = \left(\frac{N_1}{N_2} \right)^2 \quad (4.109)$$

$$\frac{\dot{W}_1}{\dot{W}_2} = \left(\frac{N_1}{N_2} \right)^3 \quad (4.110)$$

5 - CICLOS DE RANKINE ORGÂNICOS.

5.1 – Introdução.

O interesse pela recuperação de calor e pela utilização fontes térmicas a baixa temperatura tem vindo a crescer ao longo dos últimos anos, muito por força da necessidade de se racionalizar o consumo de energia, bem como devido às questões ambientais ligadas ao uso indiscriminado de combustíveis de origem fóssil. Das soluções que têm sido apresentadas para o aproveitamento térmico destas fontes de energia constata-se o Ciclo de Rankine Orgânico (CRO), que se vem apresentando como a tecnologia mais utilizada e de maior rendimento neste tipo de aproveitamento energético, Figura 5.1.



Figura 5.1 – Instalação de Ciclo Rankine Orgânico da marca Barber-Nichols Inc. (BNI).

O Ciclo de Rankine Orgânico resulta de uma evolução do Ciclo de Rankine a Vapor de Água (convencional), sendo que a principal diferença entre ambos reside no fluido de trabalho utilizado. Com efeito, ao invés de utilizar a água como fluido trabalho, como no caso do Ciclo de Rankine convencional, para o Ciclo de Rankine orgânico recorre-se a um hidrocarboneto ou fluido refrigerante (fluido orgânico) o qual, por apresentar um baixo ponto de ebulição e um calor latente de vaporização inferior ao da água, permite uma evaporação a mais baixa temperatura e para o caso do processamento de pequenas potências não leva a caudais mássicos do fluido de trabalho tão baixos quanto aqueles que se obteriam ao se usar a água como fluido de trabalho. A combinação destas duas condições físicas leva por um lado a um melhor aproveitamento do calor cedido pela fonte quente e por outro lado, nestas instalações de pequena potência, a um caudal relativamente razoável de fluido de trabalho, o que tem muitas vantagens em termos do controlo do processo. Por conseguinte, o ciclo de Rankine orgânico apresenta a mesma configuração estrutural que um ciclo de Rankine convencional, podendo identificar-se, nas Figuras 5.2 e 5.3, os seus principais componentes e as respetivas evoluções termodinâmicas.

A designação de ciclo de Rankine orgânico (CRO) já extravasou o universo dos ciclos que usam exclusivamente fluidos orgânicos. Há ciclos onde o fluido de trabalho é por

exemplo o NH_3 e que são enquadrados pelos estudiosos da matéria nesta mesma classe dos CRO. Por isso em boa verdade a designação de CRO vai além daqueles ciclos que usam exclusivamente fluidos orgânicos como fluido de trabalho e acaba por ser aplicada às situações em que o fluido de trabalho difere da água.

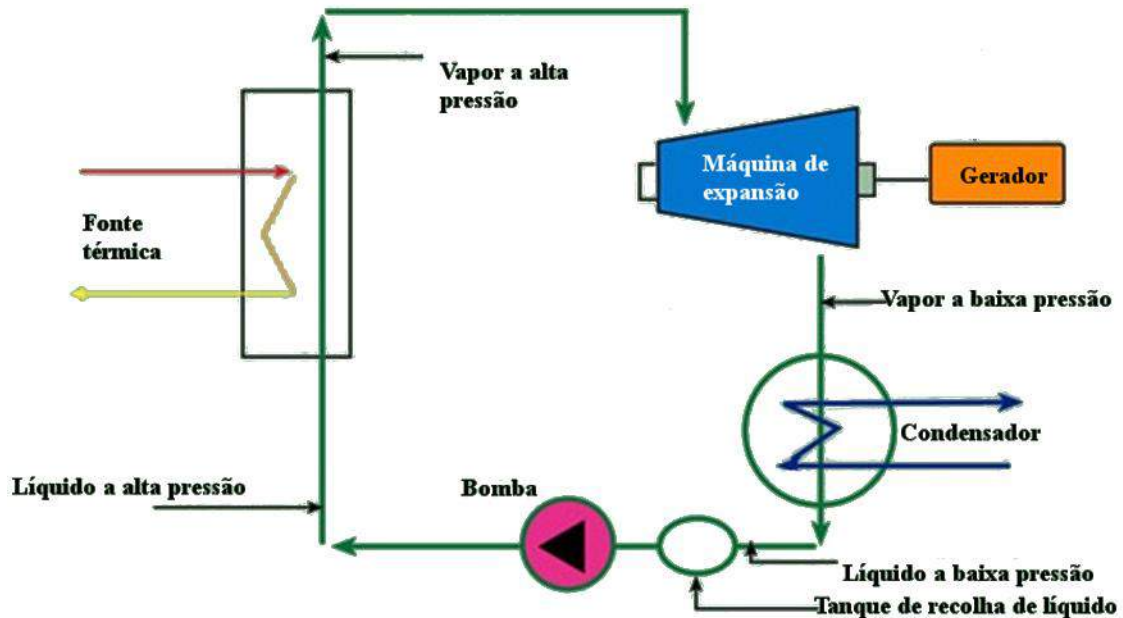


Figura 5.2 - Ciclo de Rankine orgânico básico.

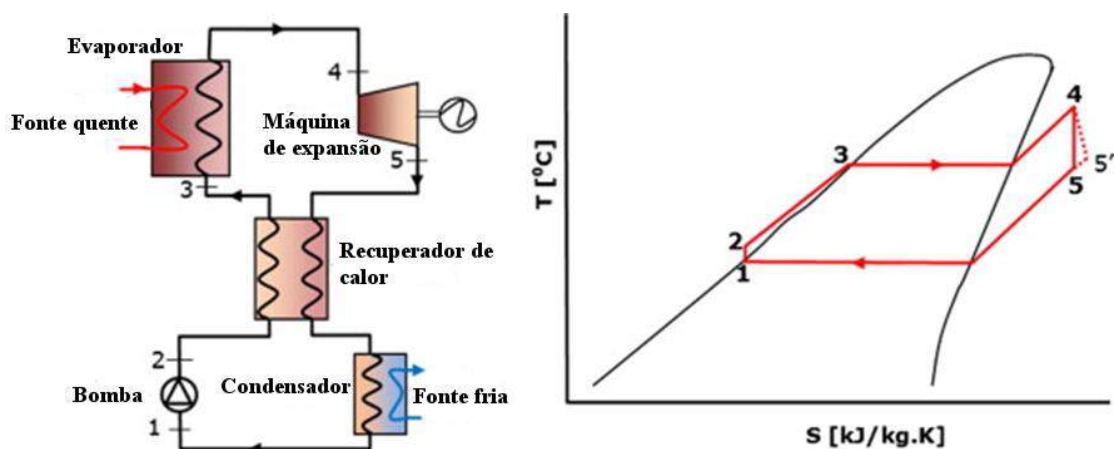


Figura 5.3 – Ciclo de Rankine orgânico com recuperador de calor.

Tratando-se de um ciclo de aproveitamento de fontes de calor de baixa e média temperatura, o ciclo de Rankine orgânico funciona entre os 60 e os 200 °C para fontes de baixa temperatura, podendo atingir os 350 °C no caso de fontes de calor de média temperatura. Esta amplitude de temperaturas máximas do ciclo permite, assim, trabalhar em diferentes e variados tipos de regimes e numa gama de potências consideravelmente alargada. De acordo com a Figura 5.4 pode, então, verificar-se que o ciclo de Rankine orgânico permite gerar potências elétricas desde *grosso modo* os 100 kW até aos 2 MW.

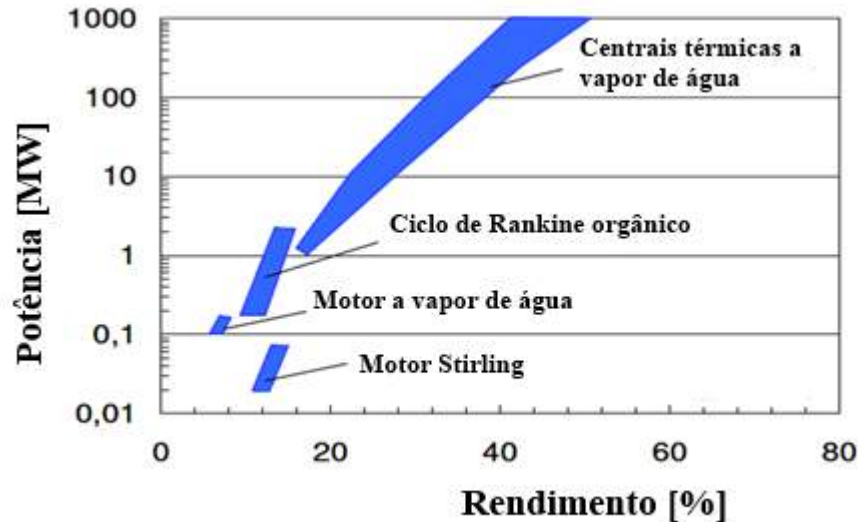


Figura 5.4 – Gamas de operação e de rendimento de vários ciclos motores.

Este ciclo assume um papel de destaque no seio das tecnologias de conversão energética e dos ciclos termodinâmicos clássicos, uma vez que permite o aproveitamento térmico do calor rejeitado por estes, ou proveniente de uma fonte de baixa ou média temperatura, convertendo-o em energia elétrica. Pode pois funcionar como ciclo de fundo numa instalação de ciclo combinado ou mesmo, como ciclo principal, fazendo o aproveitamento térmico diretamente de uma fonte, por exemplo recorrendo à combustão de biomassa ou à energia solar. Estas duas fontes energéticas agora referidas são, como adiante se explicará, particularmente adequadas ao emprego do ciclo de Rankine orgânico.

De referir que os limites acima mencionados, para a gama de potência do ciclo de Rankine orgânico podem, no entanto, ser ultrapassados por defeito ou por excesso, ficando este facto a dever-se ao tipo de aproveitamento pretendido, às condições de funcionamento e aos aspetos e considerações económicas que caracterizam a instalação.

Uma derivação do CRO são os ciclos orgânicos supercríticos (CROS), onde durante o processo de aquecimento o fluido de trabalho ao evoluir a uma pressão superior à pressão crítica, não passa pelo patamar da mudança de fase, podendo assim acompanhar mais de perto a evolução da temperatura da fonte quente, minimizando eventuais diferenciais térmicos, o que permitirá uma redução das irreversibilidades inerentes a esta permuta térmica. Na Figura 5.5 apresenta-se a evolução da temperatura do fluido de trabalho para uma isobárica subcrítica e para uma isobárica supercrítica. Logicamente que, sendo a gama de temperatura em jogo idêntica nos dois gráficos, se constata que os fluidos em causa deverão ser diferentes. O fluido referente à imagem do lado esquerdo é o R152a a evoluir a 20 bar de 31,16 a 100 °C, ao passo que o fluido da imagem da direita é o R143a a evoluir a 40 bar de 33,93 até 100 °C.

Desta Figura 5.5 verifica-se que o ajustamento da evolução da temperatura do fluido de trabalho à evolução da temperatura da fonte quente é melhor no caso da evolução supercrítica, sendo por isso menores as irreversibilidades associadas à troca térmica.

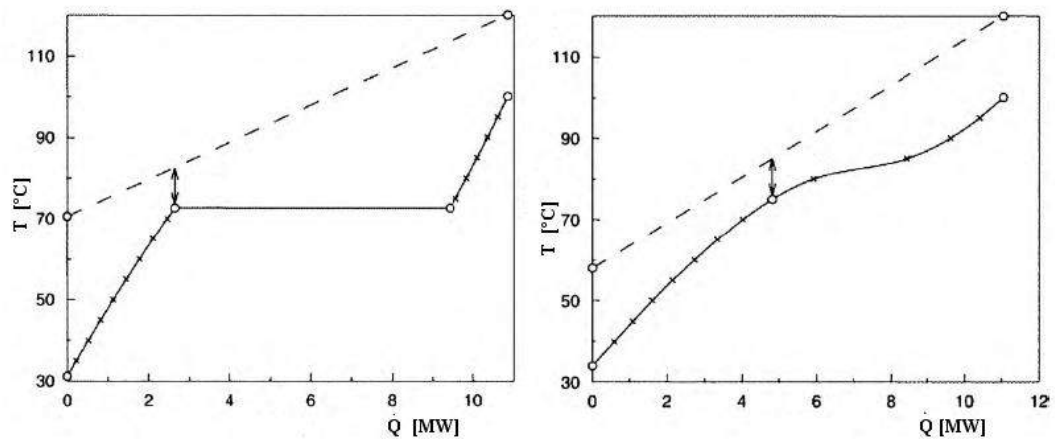


Figura 5.5 – Aquecimento com mudança de fase do fluido de trabalho, imagem da esquerda, e aquecimento a uma pressão supercrítica na imagem da direita.

A Figura 5.6 apresenta um exemplo de um ciclo de Rankine supercrítico cujo fluido de trabalho é o CO_2 . Como nestas circunstâncias se aproveita melhor a energia térmica transferida para o ciclo, pois o diferencial de temperatura médio da troca térmica na fonte quente é próximo do mínimo, o rendimento térmico do ciclo é sempre mais favorável do que num ciclo subcrítico, para as mesmas temperaturas das fontes quente e fria.

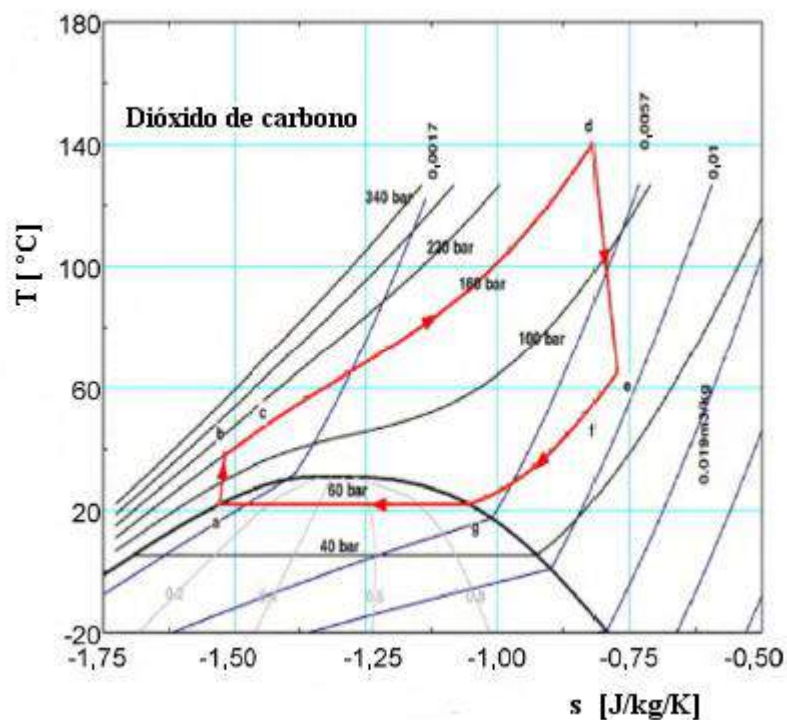


Figura 5.6 – Ciclo de Rankine supercrítico com CO_2 .

Convém no entanto esclarecer que as vantagens comparativas entre os ciclos de Rankine orgânico subcríticos e supercríticos dependem da gama de temperaturas a cobrir e conseqüentemente das propriedades dos fluidos de trabalho escolhidos para os ciclos. Além disso, convém ainda esclarecer que embora os ciclos supercríticos possam permitir um melhor ajuste à evolução da temperatura do fluido ou fonte quente, trabalham

normalmente a pressões mais elevadas, o que pode levar a dificuldades operacionais e preocupações de segurança acrescidas.

5.2 - Comparação com o ciclo de Rankine a vapor.

Este tipo de ciclos, os CRO, é muito mais eficiente do que o ciclo de Rankine a vapor para baixas temperaturas, residindo no fluido de trabalho, e respetiva seleção, todo o êxito do bom desempenho da instalação. Neste sentido, o ciclo de Rankine orgânico apresenta claras vantagens face ao ciclo de Rankine a vapor:

- Funcionamento totalmente automático e sem intervenção humana;
- Reduzida manutenção e custos associados;
- Período de vida útil alargado;
- Bom funcionamento em regime de carga parcial;
- Elevado rendimento mesmo a baixas temperaturas;
- Temperatura e pressão máximas mais baixas (de aproximadamente 300 °C e 3 MPa, respetivamente);
- Maiores caudais comparativamente ao caso do vapor de água, conduzindo assim a turbinas maiores, com melhores rendimentos isentrópicos e a ciclos de controlo operacional mais fácil quando as potências de operação são pequenas, dado que no caso do fluido ser a água as dimensões poderão ser excessivamente reduzidas;
- Expansão preferencialmente seca, ou mesmo totalmente na zona de vapor sobreaquecido;
- Erosão reduzida das pás da turbina, pelas razões apresentadas no item anterior;
- Menor fadiga mecânica dos componentes da turbina devido à menor velocidade de rotação do rotor;
- Menor velocidade de rotação das turbinas, permitindo o acoplamento direto de um gerador sem redutor;
- Solução construtiva compacta, robusta e fiável;
- Boa resposta no arranque do ciclo;
- Instalação mais económica e com menores custos de manutenção.

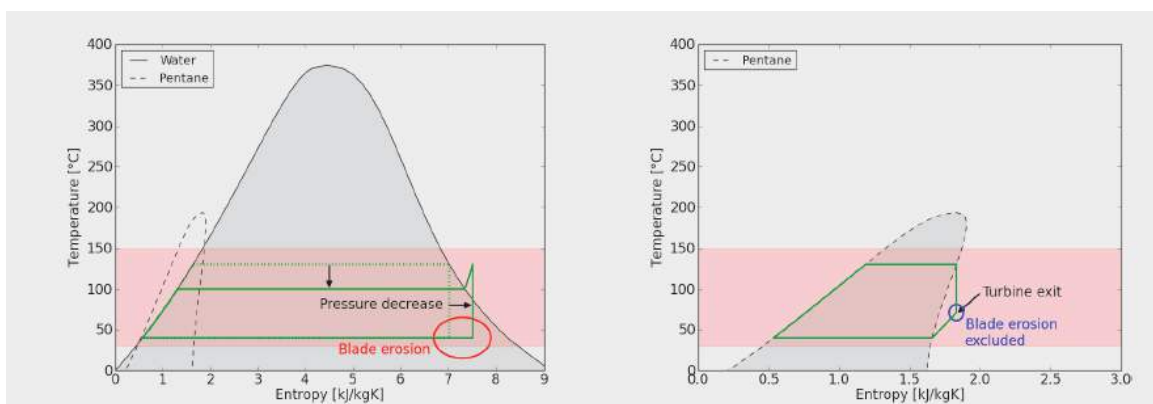


Figura 5.7 – Importância da expansão seca na redução dos problemas de erosão da turbina.

5.3 - Aplicações mais importantes.

Como resultado destas vantagens face ao ciclo de Rankine a vapor, e devido ao imenso potencial desta tecnologia para o aproveitamento de calor de baixa temperatura, verificou-se nos últimos anos um crescente interesse neste tipo de ciclos e uma aposta clara na implementação dos mesmos em determinadas áreas industriais.

5.3.1 - Combustão de biomassa.

A biomassa encontra-se amplamente disponível em processos agrícolas e industriais, tais como resíduos agrícolas ou das indústrias de serração e transformação da madeira. A sua utilização, melhor sucedida a nível local, fica a dever-se principalmente à baixa densidade energética, que aumenta os custos de transporte da biomassa e ao facto da procura de electricidade e de calor ser normalmente satisfeita no local. Estes fatores tornam este tipo de instalações particularmente adequadas nos casos em que não existe ligação à rede ou em que esta ligação não seja fiável. A produção local conduz, assim, a instalações mais pequenas (< 1 MWe), excluindo os ciclos de vapor tradicionais que não são economicamente viáveis nem tão eficientes nesta gama de potências. A principal razão para o aumento da construção de novas centrais de CRO reside no facto de esta ser a única tecnologia comprovada para aplicações descentralizadas de produção de energia até 1 MWe, a partir de combustíveis sólidos como a biomassa, Figura 5.4. O rendimento elétrico de uma central de CRO encontra-se entre os 6 e os 17 %. Este rendimento está relacionado com a máxima recuperação de calor e rendimento térmico da caldeira.

Outro aspeto fundamental, no aproveitamento térmico da energia libertada na combustão da biomassa, tem a ver com o facto de que a lenha e os resíduos silvícolas e agrícolas têm normalmente teores elevados de compostos alcalinos que possuem baixas temperaturas de fusão e vaporização, limitando por esta razão a temperatura de chama admissível, sob pena de se verificarem corrosões e deposições nas superfícies de transferência de calor destruindo-as. Na prática, não é recomendável que a temperatura destes gases de combustão ultrapasse a gama dos 800 a 900 °C, por isso o uso de ciclos termodinâmicos que têm bom desempenho para temperaturas de fonte quente mais baixas, é uma vantagem adicional.

5.3.2 - Aproveitamento da energia geotérmica.

As fontes de calor geotérmico apresentam uma gama de temperaturas bastante alargada. Desta forma, podem fornecer calor entre os 50 e os 350 °C. Sendo que, para baixas temperaturas (geralmente inferiores a 100 °C), o rendimento das centrais elétricas é muito dependente da temperatura ambiente, que determina a temperatura da fonte fria. A temperatura mais baixa possível para a recuperação de calor a partir do CRO é, assim, de aproximadamente 100 °C, muito embora outras centrais geotérmicas com CRO trabalhem a uma temperatura superior a 200 °C. Verifica-se, no entanto, que uma temperatura mais elevada (> 150 °C) das fontes de calor geotérmico permite a produção combinada de calor e electricidade (definindo a temperatura de condensação, por exemplo,

nos 60 °C, torna-se possível utilizar este calor para aquecimento de espaços ou águas quentes sanitárias), como ilustra a Figura 5.8. O rendimento global de recuperação de calor é, desta forma, aumentado em detrimento do rendimento elétrico.

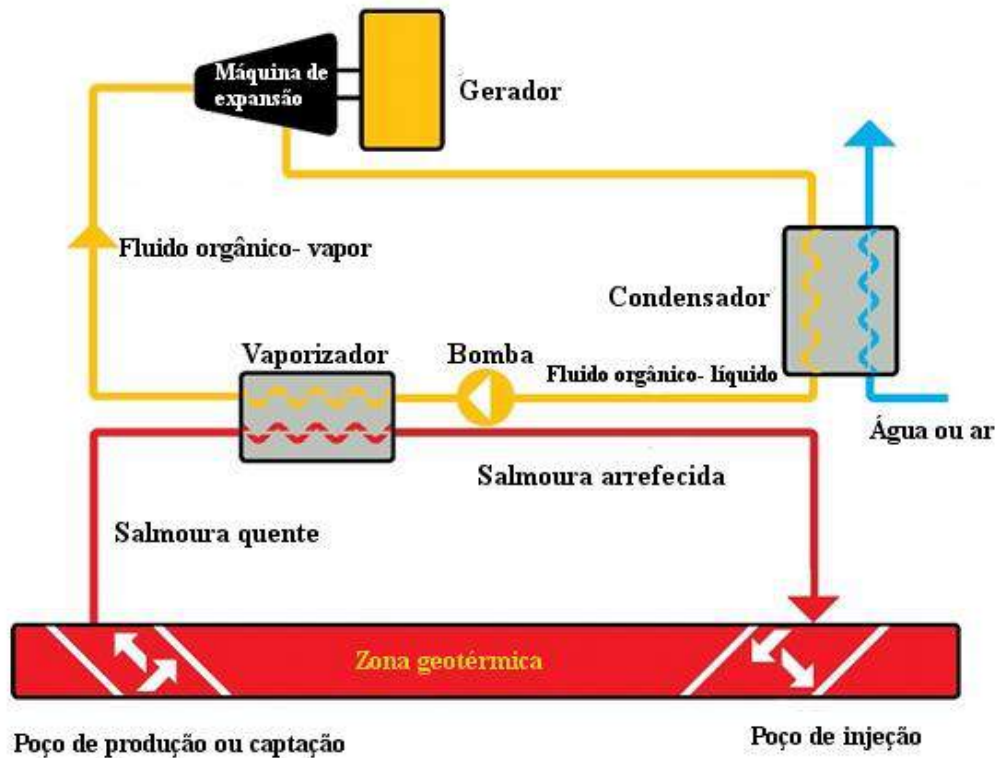


Figura 5.8 – Aplicação de um ciclo de Rankine orgânico ao aproveitamento de energia geotérmica.

5.3.3 - Aproveitamento da energia solar.

A concentração da energia solar é uma tecnologia já testada e comprovada nos dias de hoje. As três principais tecnologias de concentração solar são o coletor concentrador parabólico, o disco parabólico e a torre de concentração solar. Os discos parabólicos e as torres solares são tecnologias de concentração pontual, levando a um fator de maior concentração e a temperaturas mais elevadas. Os ciclos de alimentação mais adequados para estas tecnologias são o motor Stirling (centrais de pequena escala), o ciclo de Rankine a vapor, ou até mesmo o ciclo combinado para as torres de concentração solar. Já os coletores concentradores parabólicos trabalham a uma temperatura mais baixa (300 a 400 °C), estando até agora associados, principalmente, ao tradicional ciclo de Rankine a vapor para a produção de energia elétrica. No entanto, os ciclos convencionais a vapor funcionam a temperaturas e pressões mais elevadas, conduzindo a instalações de maior potência, devido à necessidade de rentabilização económica destes ciclos. Os ciclos de Rankine orgânico assumem-se, assim, como uma tecnologia promissora uma vez que podem ser utilizados juntamente com a tecnologia solar parabólica, ao contrário do ciclo de Rankine a vapor convencional, Figura 5.9. Através dos CRO é possível funcionar com temperaturas mais baixas dos coletores, o que melhora o respetivo rendimento térmico

(diminuindo as perdas para o exterior), reduzindo o tamanho dos campos solares, da instalação e os custos de investimento e de manutenção.

Tecnologias como concentradores de Fresnel linear são particularmente adequados para os CRO, permitindo uma potência total instalada que pode variar desde alguns kW até ao MW. As lentes de Fresnel caracterizam-se por terem uma grande abertura e uma distância focal muito pequena. Foram inicialmente concebidas pelo francês Augustin-Jean Fresnel para aplicação em faróis.

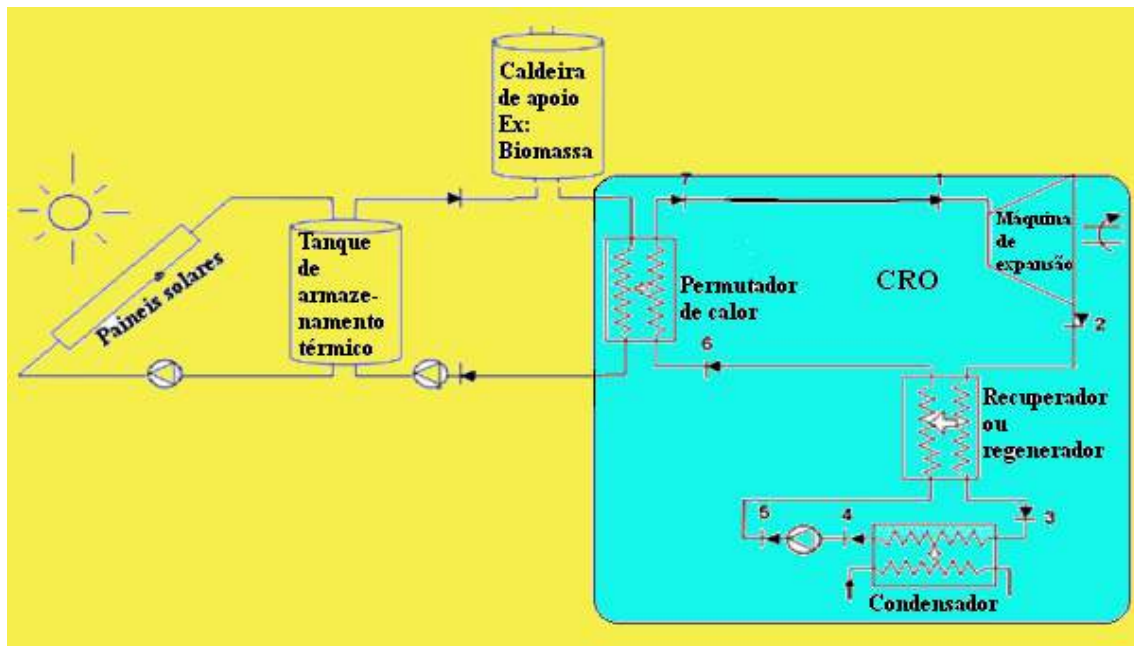


Figura 5.9 – Esquema de princípio para um CRO alimentado por energia solar.

Nesta tecnologia de lentes de Fresnel a lente convencional é dividida num conjunto de pequenas secções de modo que a superfície contínua da lente convencional se decompõe num conjunto de pequenas superfícies com a mesma curvatura mas descontínuas entre elas e de menor espessura. Pode inclusive substituir-se a superfície curva convencional por uma série de superfícies planas sucessivas, com diferentes ângulos de orientação. Em termos de coletores solares o modo de funcionamento destas lentes é facilmente compreendido pela análise da Figura 5.10.

5.3.4 - Recuperação de energia térmica.

Muitas aplicações na indústria rejeitam calor a uma temperatura relativamente baixa mas para a qual ainda é possível um reaproveitamento em alguns processos fabris aí existentes. Esse calor pode ser considerado como uma fonte quente para outras aplicações externas ao processo fabril inicial, permitindo assim a produção de eletricidade, ou de calor, por exemplo para aquecimento urbano. Um exemplo deste tipo de aproveitamento são as centrais de cogeração, especialmente as que utilizam a biomassa como combustível, em que a partir da potência térmica rejeitada no condensador, Figura 5.11, e

tendo por base um CRO, se procede à recuperação e utilização da mesma para a produção de mais energia eléctrica ou calor a aplicar em diferentes tipos de aquecimento.

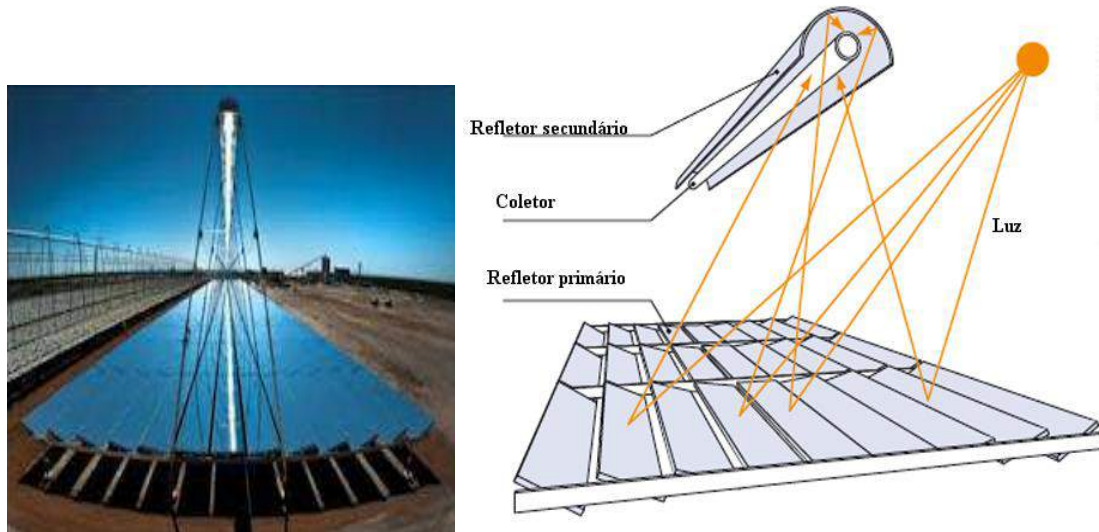


Figura 5.10 – Coletores solares concentradores de Fresnel.

Estudos da aplicação dos CRO ao aproveitamento do calor rejeitado em veículos ligeiros de passageiros, permitiram a constatação de que grande parte das necessidades em energia eléctrica destes veículos poderiam ser satisfeitas por recurso a esta tecnologia. A quantidade de energia eléctrica assim produzida depende, como é lógico, do tipo de veículo, do ciclo de condução e ainda do tamanho dos equipamentos do CRO instalado no veículo. Para um ciclo de condução em estrada a produção de eletricidade cobre praticamente as necessidades do veículo, porém, para um ciclo citadino, tal não se verifica. Nos estudos que permitiram tais conclusões utilizou-se como fluido de trabalho o R245fa. Uma constatação interessante foi a de que com um projecto do CRO bem executado o arrefecimento dos gases de escape durante a sua passagem pelo evaporador (ou caldeira) do CRO será tal que a contrapressão nesta corrente dos gases de escape do veículo será inferior àquela que se obtém na situação convencional onde não há recuperação térmica.

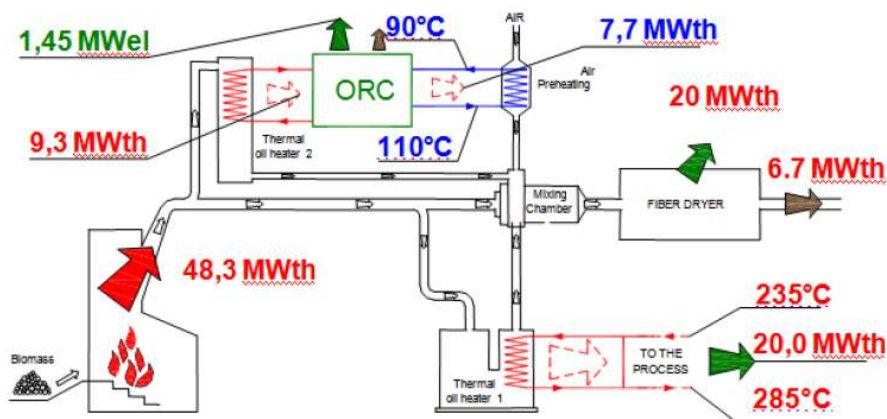


Figura 5.11 – Esquema de uma recuperação térmica empregando um CRO e proposto pela TURBODEN.



Figura 5.12 – Unidade de recuperação de energia térmica da GE. Potência nominal, 125 kWe.

A disponibilidade de energia térmica em muitos processos industriais é enorme. Basta ver que no sector industrial 80 % da energia consumida é energia térmica a temperaturas iguais ou inferiores a 200 °C.

As três tabelas que se seguem mostram valores típicos da temperatura dos rejeitados térmicos para diversos processos e tecnologias industriais. As tabelas estão por categorias, energia térmica rejeitada a alta temperatura, energia térmica rejeitada a uma gama intermédia de temperaturas e energia térmica rejeitada a baixas temperaturas.

Tabela 5.1 – Valores típicos da gama alta de temperaturas para rejeitados térmicos.

Equipamentos	Temperatura [°C]
Fornalha de refinação do níquel	1370 – 1650
Fornalha de refinação do alumínio	650 – 760
Fornalha de refinação do zinco	760 – 110
Fornalha de refinação do cobre	760 – 815
Fornalha de reaquecimento do aço	925 - 1050
Fornalha reverberatória para cobre	900 – 1100
Alto forno	650 – 700
Forno rotativo de cimento (via seca)	620 – 730
Forno de fusão do vidro	1000 – 1550
Centrais de produção de hidrogénio	650 – 1000
Incineradores de resíduos sólidos	650 – 1000
Incineradores de gases ou fumos	650 – 1450

Tabela 5.2 – Valores típicos da gama média de temperaturas para rejeitados térmicos.

Equipamentos	Temperatura [°C]
Exaustão de caldeira a vapor	230 – 480
Escape de turbina a gás	370 – 540
Escape de motor alternativo de combustão interna	315 – 600
Escape de motor alternativo de combustão interna, turbocomprimido	230 – 370
Fornalhas de tratamento térmico	425 – 650
Fornos de secagem e cozedura	230 – 600
Catalisadores de cracking	425 – 650
Sistema de arrefecimento dos fornos de tratamentos térmicos	425 – 650

Tabela 5.3 – Valores típicos da gama baixa de temperaturas para rejeitados térmicos.

Equipamentos	Temperatura [°C]
Condensados de redes de vapor	55 – 88
Água de arrefecimento de portas de fornalhas	32 – 55
Rolamentos	32 – 88
Máquinas de soldar	32 – 88
Máquinas de fundição injetada	32 – 88
Fornos de têmpera e de recozimento	66 – 230
Moldes de fundição	27 – 88
Compressores de ar	27 – 50
Bomba	27 – 88
Motores de combustão interna	66 - 120
Condensadores de ar condicionado ou de refrigeradores	32 – 43
Condensadores de destilação	32 – 88
Fornos de secagem de cozedura ou de cura	93 - 230
Processamento a quente de líquidos	32 – 232
Processamento a quente de sólidos	93 - 232

As economias da recuperação de energia térmica podem genericamente ser classificadas em duas categorias, os benefícios diretos e os benefícios indiretos. No primeiro caso incluem-se as reduções de custos diretamente obtidas no consumo e custos da utilidade onde há uma recuperação térmica e ainda as economias nos custos de produção. Os benefícios indiretos são a redução da poluição, a redução das dimensões dos equipamentos e a redução do consumo de energia dos equipamentos auxiliares.

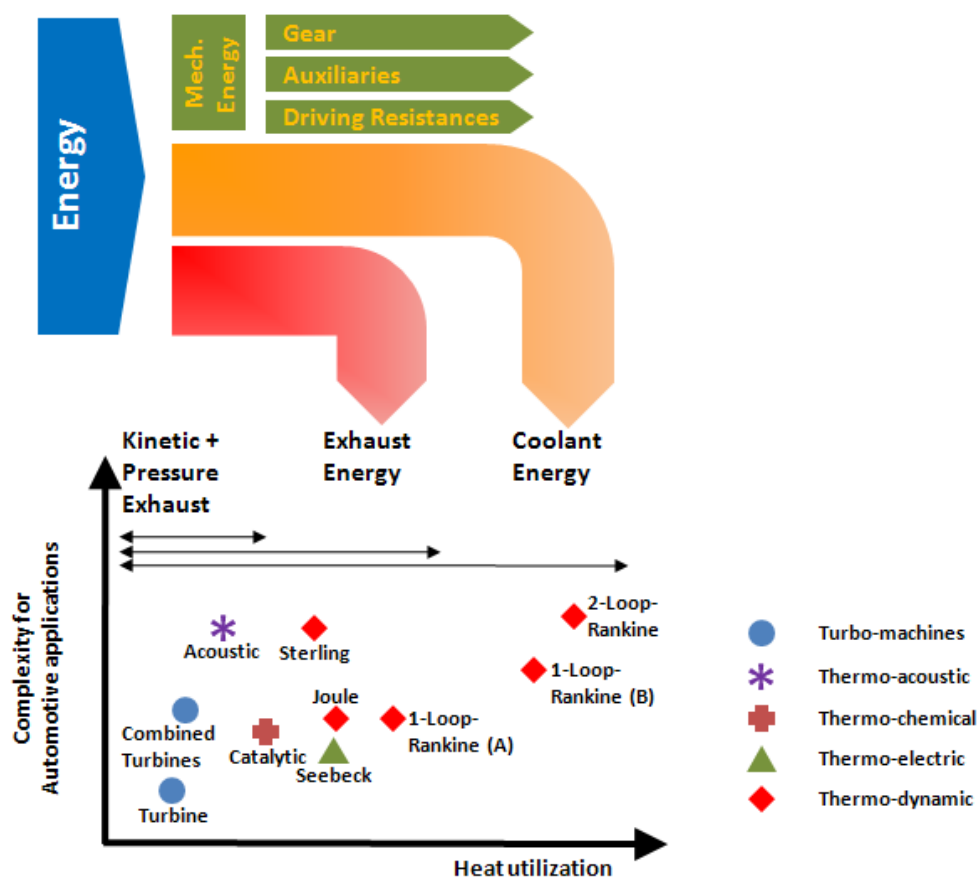


Figura 5.13 – Um estudo da BMW sobre o aproveitamento da energia térmica rejeitada num motor de combustão interna (J. Ringler, M. Seifert, V. Guyotot and W. Hübner. (2009) Rankine Cycle for Waste Heat Recovery of IC Engines (SAE 2009-01-0174)).

5.4 - Fluidos de trabalho.

O desempenho de um ciclo de Rankine orgânico, com exceção das temperaturas das fontes quente e fria e da eficiência de cada um dos equipamentos, é basicamente condicionado pelo fluido de trabalho escolhido para a instalação. Esta escolha tem, assim, uma extrema importância no tipo e forma de aproveitamento conseguido pelo CRO, constituindo-se como o segredo de toda esta tecnologia e assumindo-se como a questão chave para o sucesso deste tipo de ciclos

Pretende-se que em cada aplicação, o fluido escolhido maximize o rendimento térmico ou a potência elétrica gerada, tendo em conta as temperaturas da fonte quente e da fonte fria disponíveis, e que além disso se minimize o trabalho de bombagem. Contudo, a escolha do fluido indicado não se resume unicamente às avaliações técnicas e termodinâmicas. São igualmente avaliados os riscos ambientais, as questões de segurança e de saúde pública e os aspetos económicos associados a cada um dos fluidos, tornando todo o processo de seleção muito mais criterioso e fundamentado

Para a escolha do fluido de trabalho são analisados os aspetos referidos nas secções que se seguem.

5.4.1 - Curva de vapor saturado.

Tendo em atenção a forma da curva de vapor saturado, Figura 5.14, definem-se três categorias de fluidos:

- Fluido húmido quando a curva de vapor saturado apresenta um declive (dT/ds) negativo tal como se verifica no caso da água. A evolução do fluido na máquina de expansão ocorre na zona de vapor saturado, pelo que é necessário ter especial cuidado com o tipo de turbina ou máquina de expansão a utilizar, de forma a esta suportar as gotas de líquido do vapor. Por conseguinte, é necessário, por vezes, efetuar um sobreaquecimento do fluido à entrada da turbina a fim de evitar um título excessivamente elevado no final da expansão. Tal facto evita, assim, possíveis danos na máquina de expansão, mas também penaliza o desempenho do ciclo. Geralmente este tipo de fluidos tem um baixo peso molecular;

- Fluido isentrópico, como é por exemplo o caso do R-124. Neste caso o vapor expande-se ao longo de uma linha vertical no diagrama $T-s$. O vapor saturado à entrada da máquina de expansão permanecerá saturado até que se atinja o escape da mesma, não ocorrendo a sua condensação;

- Fluido seco, apresentando um declive (dT/ds) positivo, como é o caso do isopentano. A fase de vapor saturado torna-se sobreaquecida após a expansão isentrópica. Este tipo de fluido orgânico é apropriado para turbinas já que não existe o risco de erosão, devido ao estado de sobreaquecimento do fluido à saída da mesma, e por isso numa configuração simples esta energia associada ao sobreaquecimento é rejeitada no condensador. Contudo pode aplicar-se um permutador de calor de à saída da turbina, de forma a se aproveitar esta energia térmica disponível para se aquecer o fluido de trabalho à saída da bomba. Conseguem-se assim alguma redução da potência solicitada à caldeira, aumentando-se assim o rendimento térmico do ciclo.

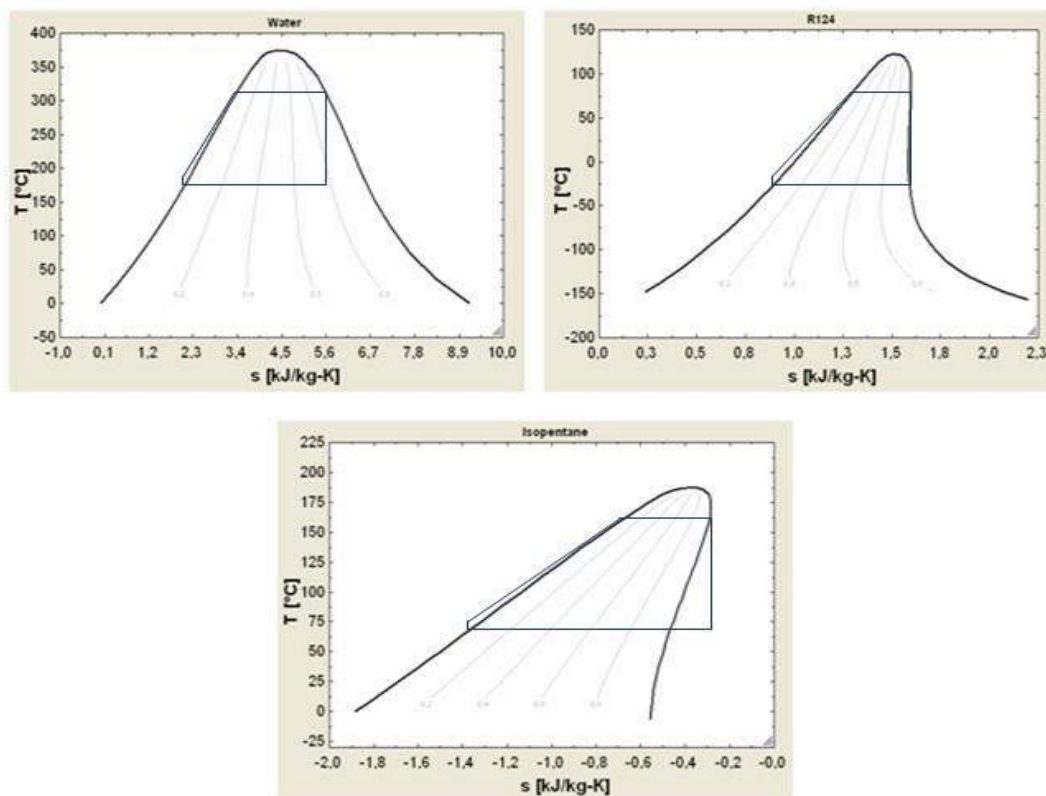


Figura 5.14 – Evolução de um CRO no diagrama $T-s$ para um fluido húmido, para um fluido isentrópico e para um fluido seco. (Dissertação de Mestrado Integrado em Engenharia Mecânica “Projecto de um Ciclo de Rankine Orgânico para a Produção de 1 MW de Electricidade”, João André Ribeiro da Silva, Julho de 2010).

5.4.2 - Propriedades termofísicas dos fluidos de trabalho.

A temperatura do ponto crítico deve estar bem acima da temperatura máxima de funcionamento do ciclo para minimizar as irreversibilidades geradas pela transferência de calor, através da diferença finita de temperaturas dentro da caldeira.

Pressões muito elevadas têm um impacto negativo sobre a fiabilidade do ciclo. Neste sentido, aumentam os riscos de operação, requerem estruturas e equipamentos mais resistentes, acrescentam complexidade ao ciclo e incrementam os custos de investimentos e de manutenção da instalação. Por isso, e para que um pequeno sistema tenha um custo aceitável, a pressão da caldeira deve ser limitada aos 2-3 MPa. A pressão de condensação do fluido deve ser superior à pressão atmosférica para evitar infiltrações de ar no sistema. O ponto triplo deve estar abaixo da temperatura ambiente mínima para garantir que os fluidos de trabalho não solidifiquem, quer para as temperaturas de funcionamento, quer quando o sistema é desligado.

Num diagrama $T-s$, a forma da curva do vapor saturado do fluido deve ser quase vertical, para evitar um sobreaquecimento excessivo do vapor à saída da turbina.

A variação de entalpia do fluido de trabalho na turbina deve ser grande para aumentar o rendimento do ciclo termodinâmico e minimizar o caudal de fluido.

A densidade do fluido de trabalho é um parâmetro de extrema importância, especialmente para os fluidos que apresentam uma pressão de condensação muito baixa

(por exemplo, os óleos de silicone). A baixa densidade do fluido conduz a equipamentos muito grandes, nomeadamente ao nível da expansão e da condensação. Portanto, a densidade do fluido à entrada da turbina deve ser elevada para manter um tamanho pequeno da mesma.

Um fluido com um calor latente de vaporização elevado e uma densidade elevada consegue absorver mais energia da fonte quente no evaporador e assim reduzir o caudal necessário, o tamanho da instalação e o consumo de bombagem. O coeficiente de convecção de calor será tanto maior quanto mais alta for a condutividade térmica e mais baixa for a viscosidade do fluido de trabalho. A viscosidade do fluido de trabalho deve ser baixa de forma a minimizar as perdas por atrito.

Ao contrário da água, os fluidos orgânicos costumam sofrer deteriorações químicas e decomposições a altas temperaturas. Por conseguinte, os fluidos devem ser termicamente e quimicamente estáveis para todas as pressões e temperaturas de funcionamento, sendo que a temperatura máxima da fonte quente estará, portanto, limitada pela estabilidade a alta temperatura do fluido de trabalho.

5.4.3 - Impacto ambiental, segurança, saúde e preço.

Os principais parâmetros a ter em conta são o Potencial de Empobrecimento da Camada de Ozono (PECO) (designado em inglês por ODP: Ozone Depletion Potencial), o Potencial de Aquecimento Global (PAG) (designado em inglês por GWP: Global Warming Potencial) e o Tempo de Permanência na Atmosfera (TPA).

O fluido não deve ser corrosivo, tóxico ou inflamável, nem apresentar índices de autoignição elevados. Estes parâmetros são de extrema importância, não só para quem opera a instalação, como para a localização da instalação. A classificação de segurança ASHRAE (American Society of Heating, Refrigerating, And Air-Conditioning Engineers) dos refrigerantes é um bom indicador do nível de perigosidade dos fluidos

O fluido selecionado tem de estar disponível comercialmente, a partir de vários fornecedores, e a um preço aceitável. Isto porque os fluidos tradicionais utilizados nos CRO são bastante caros. Logo, esse custo só pode ser reduzido com a produção em larga escala, ou pelo uso de outros fluidos (como por exemplo hidrocarbonetos) que apresentem baixo custo e se encontrem comercialmente disponíveis.

Tabela 5.4 – Fluidos de trabalho para os ORC. (Dissertação de Mestrado Integrado em Engenharia Mecânica “Projecto de um Ciclo de Rankine Orgânico para a Produção de 1 MW de Electricidade”, João André Ribeiro da Silva, Julho de 2010).

Nome Comercial	Nome da espécie química	Fórmula Química	Massa Molar [g/mol]	Temp crítica [°C]	Pressão crítica [kPa]	Temp ponto triplo [°C]	Temp vaporização [°C]	Calor Latente de Vaporização (P = 1 atm) [kJ/kg]	Tipo de Expansão	Período de Permanência na Atmosfera (Anos)	Potencial de Destruição da Camada de Ozono (ODP)	Potencial de Aquecimento Global (GWP)	Inflamável (Sim/Não)	Tóxico (Sim/Não)
R-11	Triclorofluormetano	CCl ₃ F	137,4	198,0	4407,6	-110,5	23,7	181,5	Isentrópica	45	1	4750	Não	Não
R-12	Diclorodifluormetano	CCl ₂ F ₂	120,9	112,0	4136,1	-157,1	-29,8	166,3	Húmida	100	1	10900	Não	Não
R-13	Clorotrifluormetano	CClF ₃	104,5	28,9	3879,0	-181,2	-81,5	149,5	Húmida	640	1	14400	Não	Não
R-21	Diclorofluormetano	CHCl ₂ F	102,9	178,5	5170,0	-135,0	8,9	-	-	-	0,04	210	Não	Sim
R-22	Clorodifluormetano	CHClF ₂	86,5	96,1	4990,0	-157,4	-40,8	233,9	Húmida	12	0,055	1810	Não	Não
R-23	Trifluormetano	CHF ₃	70,0	26,1	4832,0	-155,1	-82,0	239,6	Húmida	270	0	14800	Não	Não
R-32	Difluormetano	CH ₂ F ₂	52,0	78,1	5782,0	-136,8	-51,7	382,1	Húmida	4,9	0	675	Sim	Não
R-41	Fluormetano	CH ₃ F	34,0	44,1	5900,0	-143,3	-78,1	489,2	Húmida	2,6	0	97	Sim	Não
R-113	1,1,2-tricloro-1,2,2-trifluoretano	CCl ₂ FCClF ₂	187,4	214,1	3392,2	-36,2	47,6	144,5	Seca	85	0,8	6130	Não	Não
R-114	1,2-dicloro-1,1,2,2-tetrafluoretano	CClF ₂ CClF ₂	170,9	145,7	3257,0	-94,2	3,6	136,1	Seca	300	1	10000	Não	Não
R-115	Cloropentano fluoretano	CClF ₂ CF ₃	154,5	80,0	3129,0	-99,4	-39,3	-	-	1700	0,6	7370	Não	Não
R-116	Hexafluoretano	CF ₃ CF ₃	138,0	19,9	3050,0	-97,2	-78,2	116,6	Húmida	10000	0	12200	Não	Não
R-123	2,2-dicloro-1,1,1-trifluoretano	CHCl ₂ CF ₃	152,9	183,7	3661,8	-107,2	27,8	170,3	Seca	1,3	0,02	77	Não	Não
R-124	2-cloro-1,1,1,2-tetrafluoretano	CHClFCF ₃	136,5	122,3	3624,3	-199,2	-12,0	166,0	Isentrópica	5,8	0,022	609	Não	Não
R-125	Pentafluoretano	CHF ₂ CF ₃	120,0	66,0	3617,7	-100,6	-48,1	164,3	Húmida	29	0	3500	Não	Não
R-134a	1,1,1,2-tetrafluoretano	CH ₂ FCF ₃	102,0	101,1	4059,3	-103,3	-26,1	217,2	Húmida	14	0	1430	Não	Não

Nome Comercial	Nome da espécie química	Fórmula Química	Massa Molar [g/mol]	Temp crítica [°C]	Pressão crítica [kPa]	Temp ponto triplo [°C]	Temp vaporização [°C]	Calor Latente de Vaporização (P = 1 atm) [kJ/kg]	Tipo de Expansão	Período de Permanência na Atmosfera (Anos)	Potencial de Destruição da Camada de Ozono (ODP)	Potencial de Aquecimento Global (GWP)	Inflamável (Sim/Não)	Tóxico (Sim/Não)
R-141b	1,1-dicloro-1-fluoretano	CH ₂ ClCF	117,0	204,4	4212,0	-103,5	32,1	223,1	Seca	9,3	0,11	725	Não	Não
R-142b	1-cloro-1,1-difluoretano	CH ₂ ClF ₂	100,5	137,1	4055,0	-130,4	-9,2	222,3	Isentrópica	17,9	0,065	2310	Sim	Não
R-143a	1,1,1-trifluoretano	CH ₃ CF ₃	84,0	72,7	3761,0	-111,8	-47,2	226,8	Húmida	52	0	4470	Sim	Não
R-152a	1,1-difluoretano	CH ₃ CHF ₂	66,1	113,3	4516,8	-118,6	-24,0	330,2	Húmida	1,4	0	124	Sim	Não
R-170	Etano	CH ₃ CH ₃	30,1	32,7	4872,2	-182,8	-88,6	489,8	Húmida	-	0	20	Sim	Não
R-218	Octafluoropropano	CF ₃ CF ₂ CF ₃	188,0	72,0	2670,0	-160,2	-36,8	105,3	Seca	2600	0	8830	Não	Não
R-227ea	1,1,1,2,3,3,3-heptafluoropropano	CF ₃ CHFCF ₃	170,0	101,7	2930,0	-126,8	-16,5	131,6	Seca	34,2	0	3220	Não	Não
R-236ea	1,1,1,2,3,3-Hexafluoropropano	C ₃ H ₂ F ₆	152,0	139,3	3500,0	-273,2	6,2	165,3	Seca	10	0	1200	Não	Não
R-236fa	1,1,1,3,3,3-hexafluoropropano	CF ₃ CH ₂ CF ₃	152,0	125,6	3200,0	-93,6	-1,4	160,5	Seca	240	0	9810	Não	Não
R-245ca	1,1,2,2,3-pentafluoropropano	CHF ₂ CF ₂ CH ₂ F	134,1	174,4	3930,0	-273,2	25,1	201,2	Seca	6,2	0	693	Não	Não
R-245fa	1,1,1,3,3-pentafluoropropano	CF ₃ CH ₂ CHF ₂	134,1	154,1	3640,0	-273,2	14,9	196,9	Seca	7,6	0	1030	Não	Não
R-290	Propano	CH ₃ CH ₂ CH ₃	44,1	96,7	4251,2	-187,6	-42,1	426,1	Húmida	0,41	0	20	Sim	Não
R-C318	Octofluorciclobutano	(CF ₂) ₄	200,0	115,2	2777,5	-39,8	-6,0	116,9	Seca	3200	0	10300	Não	Não
R-600	Butano	CH ₃ CH ₂ CH ₂ CH ₃	58,1	152,0	3796,0	-102,7	-0,5	385,3	Seca	0,018	0	20	Sim	Não
R-600a	Isobutano	CH(CH ₃) ₂ CH ₃	58,1	134,7	3629,0	-159,4	-11,8	366,2	Seca	0,019	0	20	Sim	Não
R-601	Pentano	CH ₃ (CH ₂) ₃ CH ₃	72,2	196,6	3370,0	-129,7	36,1	357,9	Seca	<<1	0	11	Sim	Não
R-601a	Isopentano	(CH ₃) ₂ CHCH ₂ CH ₃	72,2	187,2	3400,0	-160,5	27,8	343,7	Seca	0,01	0	20	Sim	Não

Nome Comercial	Nome da espécie química	Fórmula Química	Massa Molar [g/mol]	Temp crítica [°C]	Pressão crítica [kPa]	Temp ponto triplo [°C]	Temp vaporização [°C]	Calor Latente de Vaporização (P = 1 atm) [kJ/kg]	Tipo de Expansão	Período de Permanência na Atmosfera (Anos)	Potencial de Destruição da Camada de Ozono (ODP)	Potencial de Aquecimento Global (GWP)	Inflamável (Sim/Não)	Tóxico (Sim/Não)
R-717	Amónia	NH ₃	17,0	132,3	11333,0	-77,7	-33,3	1370,3	Húmida	0,01	0	1	Sim	Não
R-718	Água	H ₂ O	18,0	374,0	22064,0	0,0	100,0	2257,4	Húmida	-	0	1	Não	Não
R-744	Dióxido de carbono	CO ₂	44,0	31,0	7377,3	-56,6	-78,4	574,0	Húmida	Variável (>50)	0	1	Não	Não
R-1150	Eteno (Etileno)	CH ₂ =CH ₂	28,1	9,4	5060,0	-169,2	-103,7	483,2	Húmida	-	-	-	Sim	Não
R-1270	Propeno (Propileno)	CH ₃ CH=CH ₂	42,1	91,1	4554,8	-185,2	-47,6	439,5	Húmida	0,001	0	20	Sim	Não
RE-134			118,0	147,1	4230,0	-23,2	6,2	215,2	Isentrópica	-	0	-	Não	Não
Ciclopropano	Ciclopropano	(CH ₂) ₃	42,1	125,2	5580,0	-127,5	-31,5	473,1	Húmida	-	0	-	Sim	Não
Neopentano	2,2-dimetilpropano	CH ₃ CH ₃ CCH ₃ CH ₃	72,2	160,6	3200,0	-16,6	9,5	316,3	Seca	-	-	-	Sim	Não
Hexano	Hexano	CH ₃ (CH ₂) ₄ CH ₃	86,2	234,7	3020,0	-95,3	68,7	335,2	Seca	-	-	-	Sim	Não
Ciclohexano	Ciclohexano	C ₆ H ₁₂	84,2	280,5	4080,0	6,3	80,7	356,3	Seca	-	-	-	Sim	Não
Benzeno	Benzeno	C ₆ H ₆	78,1	288,9	4890,0	5,6	80,1	395,0	Seca	-	-	-	Sim	Sim
Heptano	Heptano	H ₃ C(CH ₂) ₅ CH ₃	100,2	267,0	2730,0	-90,6	98,4	317,2	Seca	-	-	-	Sim	Não
Octano	Octano	CH ₃ (CH ₂) ₆ CH ₃	114,2	296,2	2500,0	-56,8	125,6	302,5	Seca	-	-	-	Sim	Não
Nonano	Nonano	CH ₃ (CH ₂) ₇ CH ₃	128,3	321,4	2280,0	-73,2	150,8	288,7	Seca	-	-	-	Sim	Não
Decano	Decano	CH ₃ (CH ₂) ₈ CH ₃	142,3	344,6	2100,0	-73,2	174,2	276,8	Seca	-	-	-	Sim	Não
Tolueno	Metilbenzeno	C ₆ H ₅ CH ₃	92,1	320,7	4240,0	-94,2	110,6	361,9	Seca	-	-	-	Sim	Não
Metanol	Álcool Metílico	CH ₃ OH	32,0	240,2	8220,0	-97,5	64,5	1101,7	Húmida	-	-	-	Sim	Sim

A tabela anterior tirada de uma dissertação de Mestrado Integrado em Engenharia Mecânica da FEUP apresenta um levantamento exaustivo dos fluidos que podem ser usados nos CRO. Porém mesmo estes fluidos têm um Potencial de Aquecimento Global suficientemente elevados para que a breve trecho venham a ser descartados e substituídos por fluidos mais amigáveis em termos ambientais. As Figuras 5.15 e 5.16, retiradas de um estudo da Honeywell, mostram o que se espera num futuro próximo através do uso de substitutos para o R134a e R245fa. Assim na Figura 5.15 apresenta-se de um modo geral a sequência de procedimentos que vem a ser seguida.

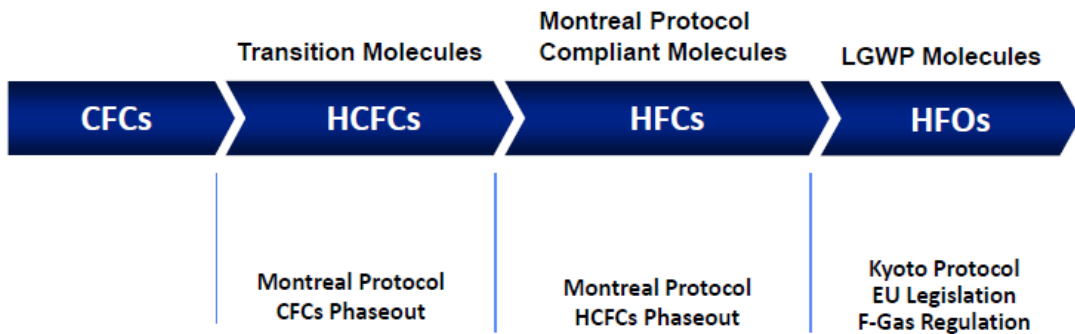


Figura 5.15 – Evolução prevista para as moléculas dos fluidos de trabalho a serem usados em ciclos frigoríficos e em CRO's.

Segue-se o que se pretende em termos de Potencial de Aquecimento Global (PAG) assim como em termos de Tempo de Permanência na Atmosfera (TPA), Figura 5.16.

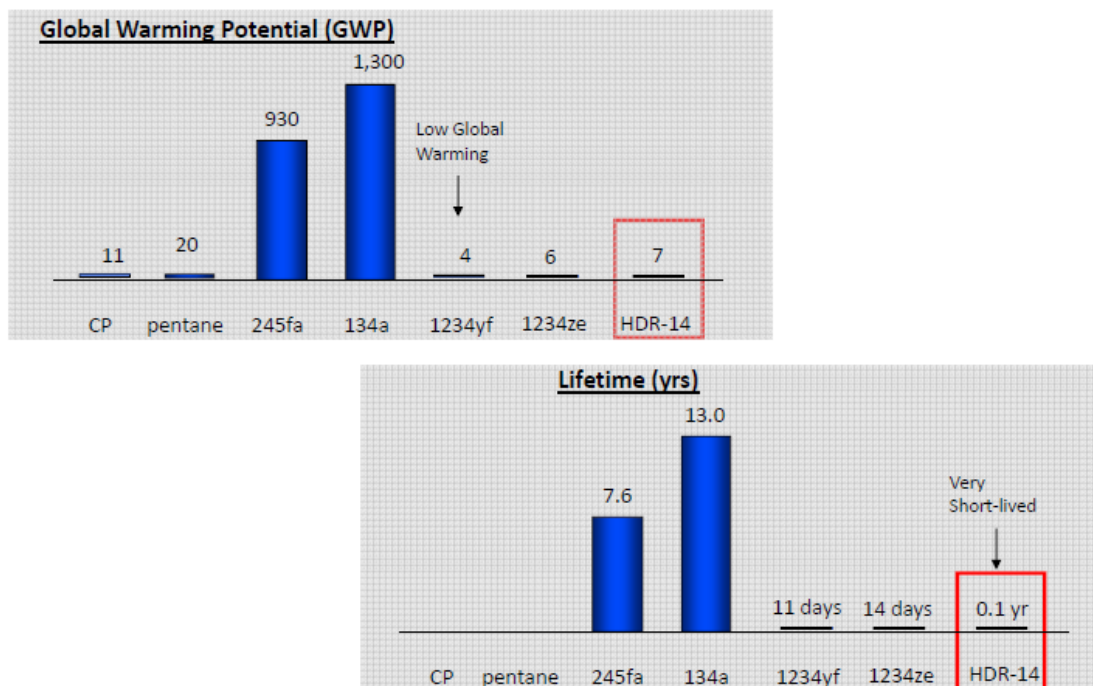


Figura 5.16 – Evolução desejada para o PAG e TPA dos futuros fluidos de trabalho dos CRO.

Durante anos vários hidrofluorcarbonatos (HFC's) foram e têm sido usados como fluidos de trabalho nos CRO's pois os atuais regulamentos ambientais ainda o permitem. No entanto os valores ainda elevados dos respectivos Potenciais de Aquecimento Global (PAG) são um ponto fraco e isto acaba por ser um contrassenso pois alguns dos argumentos base usado na promoção dos CRO's são precisamente as potencialidades destes sistemas nas economias de energia e impactos climáticos baixos ou negativos. Portanto o uso dos HFC's terá de ser futuramente restringido ou mesmo inibido segundo com os acordos de Quioto e a legislação europeia.

Empresas que se dedicam à comercialização de fluidos especiais estão a trabalhar no desenvolvimento de novas moléculas para a obtenção de fluidos mais amigáveis para o ambiente. Um exemplo disto são dois fluidos comercializados pela 3M, o Novec 649 e o Novec 7000, Tabela 5.5.

Tabela 5.5 – Comparação entre o R245fa e dois novos fluidos propostos pela 3M.

	Novec 649	Novec 7000	R245fa
PECO	0	0	0
PAG	1	420	1030
TPA	0,014	4,1	7,6
Ponto de fulgor	-	-	-
Inflamabilidade no ar	-	-	-
Limite de exposição para 8 h [ppm]	150	75	300

O Novec 649 é também comercializado pela 3M como fluido extintor de incêndios sob o nome comercial de Novec 1230. A Figura 5.17 mostra a estrutura molecular deste fluido, cuja formula química é $\text{CF}_3\text{CF}_2\text{C}(\text{O})\text{CF}(\text{CF}_3)_2$

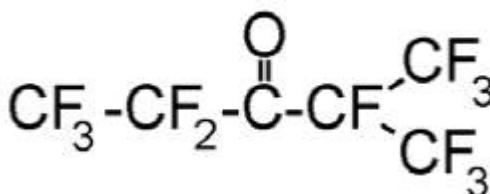


Figura 5.17 – Estrutura molecular da fluorcetona, 2,2,4,4,5,5-hexafluoro-3-pentanona, designada comercialmente pela 3M como Novec 1230 ou Novec 649.

Como se constata, há pois uma procura por parte das empresas interessadas em novos fluidos que satisfaçam as exigências cada vez maiores da legislação. E em termos de estratégias comerciais estas empresas podem vender o mesmo produto com nomes comerciais diferentes consoante o mercado que pretendam cobrir.

5.5 – Equipamentos.

5.5.1 - Máquina de expansão.

O desempenho da máquina de expansão nos ciclos de Rankine orgânico é um dos parâmetros que mais afeta e condiciona o rendimento global da instalação. Genericamente, as máquinas de expansão podem ser classificadas em duas categorias principais: as máquinas dinâmicas ou máquinas de fluxo e as máquinas de deslocamento positivo, também conhecidas por máquinas de expansão volumétricas. De forma a identificar a tecnologia mais adequada para cada tipo de aplicação, é conveniente usar-se um método de abordagem similar e transversal para todas as situações, para assim se conseguir reduzir o número de parâmetros que qualificam e quantificam o desempenho deste tipo de equipamentos.

Através da análise dimensional chega-se à conclusão que o desempenho destas máquinas, para as situações de operação mais correntes em que não há efeitos de compressibilidade dos fluidos, pode ser mapeado unicamente em função de dois parâmetros adimensionais, velocidade específica e o diâmetro específico. Embora existam algumas variações na definição destes parâmetros consoante os autores de estudos de máquinas de expansão, aqui, como se vai analisar o mapa da Figura 5.18, estes dois parâmetros são definidos do seguinte modo. A velocidade específica, N_s virá definida por,

$$N_s = \frac{N \dot{V}^{1/2}}{H^{3/4}} \quad (5.1)$$

e o diâmetro específico D_s virá definido por,

$$D_s = \frac{D H^{1/4}}{\dot{V}^{1/2}} \quad (5.2)$$

Em princípio as grandezas consideradas nos dois números adimensionais deveriam vir no SI, D uma dimensão característica em [m], N uma velocidade de rotação em [s^{-1}], H uma altura manométrica em [m] e \dot{V} um caudal volúmico em [$m^3 s^{-1}$]. Contudo tal depende do texto que se consulta. Assim, as unidades das várias grandezas que definem estes dois números adimensionais e que são consideradas na Figura 5.18 são diferentes, como se constata da consulta desta figura. Contudo como o objectivo desta e da sua análise é a interpretação do desempenho relativo das várias máquinas de expansão em consideração, este pormenor das unidades empregues é pouco relevante. Para uma variação do caudal específico e da entalpia ao longo da expansão, a velocidade específica é uma medida da velocidade de rotação do rotor da máquina de expansão. O diâmetro específico, que por sua vez, pode ser visto como uma medida do tamanho da máquina de expansão, correspondendo ao diâmetro do rotor de uma máquina rotativa e ao diâmetro do êmbolo de uma máquina alternativa. A partir da figura mencionada,

verifica-se que, para várias faixas de velocidade específica, existem máquinas de expansão que oferecem melhor desempenho que outras. Desta feita, e para baixas velocidades específicas, as máquinas de deslocamento positivo são, em termos de rendimento de operação, superiores às turbinas de simples estágio. Por outro lado, as máquinas rotativas atingem, para determinados valores de diâmetro específico, os mesmos rendimentos isentrópicos que as turbinas de simples estágio. Contudo, verifica-se também que a velocidade de ponta das máquinas volumétricas rotativas é três a quatro vezes inferior à das turbinas.

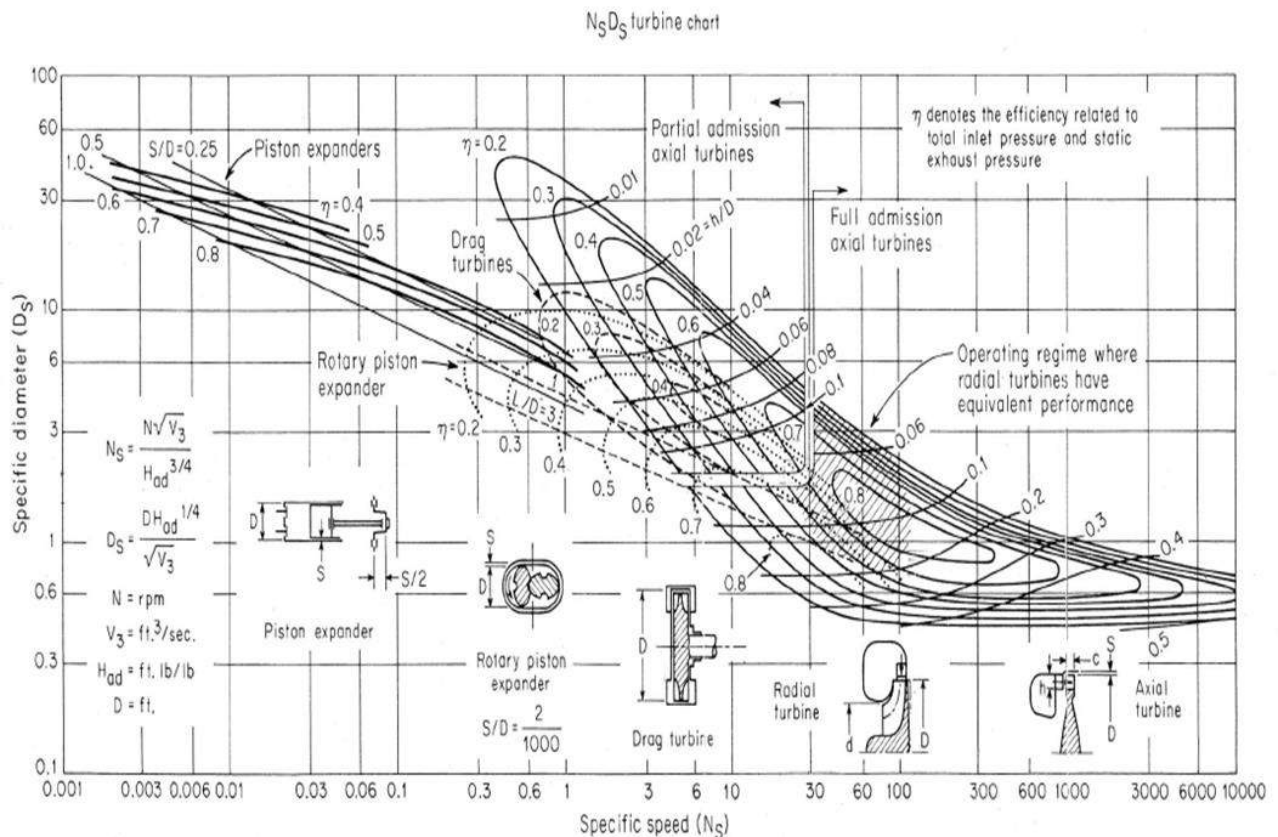


Figura 5.18 – Desempenho comparativo das várias máquinas de expansão.

No entanto para baixas potências verifica-se que as turbinas convencionais não são adequadas para potências compreendidas entre 1 e 10 kW, devido claramente aos seus baixos rendimentos isentrópicos. Consta-se experimentalmente que não é exequível projetar uma turbina convencional para debitar uma potência entre 1 e 100 kW com custos de construção e operação aceitáveis. Para as potências mais baixas seriam necessárias maiores velocidades de rotação da turbina, resultando daí uma maior fadiga mecânica, excedendo assim o próprio limite da resistência dos materiais.

As turbinas convencionais não são pois dispositivos particularmente adequados à produção elétrica de baixa potência (< 100 kW). Desta forma, as máquinas de expansão volumétricas assumem um papel importante e de destaque neste tipo de aproveitamentos, sendo as principais candidatas a esta gama de aplicações. Relativamente ao seu funcionamento, estas máquinas resultam simplesmente da reversibilidade de alguns compressores volumétricos que, por funcionarem em ambos

os sentidos podem ser convertidos em máquinas de expansão. Com efeito, verifica-se que os compressores de parafuso, de voluta ou espiral e rotativos de palhetas, se constituem como as tecnologias mais maduras e utilizadas neste tipo de conversão, apresentando, inclusivamente, rendimentos isentrópicos muito semelhantes aos obtidos na compressão. Para além disso, e como fica descrito na Figura 5.19, estes compressores conseguem cobrir uma vasta gama de potências nominais. Tal facto permite, assim, inferir, e face ao carácter de reversibilidade apresentado, que um comportamento igual ou idêntico será de esperar quanto às gamas de potência alcançáveis em regime de expansão.

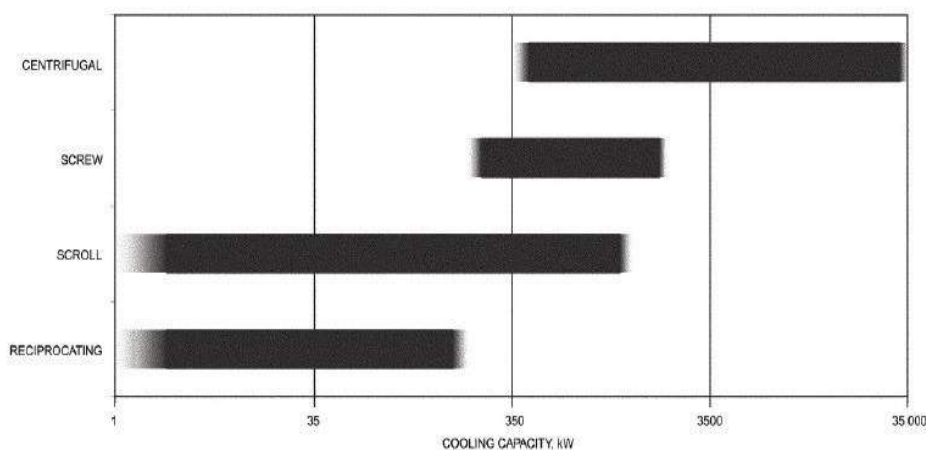


Figura 5.19 – Gamas de potência dos principais compressores volumétricos.

5.5.2 - Máquinas de expansão de parafuso.

As máquinas de expansão de parafuso helicoidal, Figura 20, têm sido amplamente utilizadas como máquinas de expansão em Ciclos de Rankine. Têm como vantagem o facto de apresentarem uma arquitetura mais simples quando comparadas com outras máquinas de vários estágios e são amplamente utilizadas em processos de expansão que operam com duas fases, nomeadamente em refrigeradores de grande potência. Apresentam, no entanto, a desvantagem da lubrificação que, para além de ser necessária para assegurar um bom contacto entre as diferentes partes metálicas rotativas, serve também para garantir que não hajam fugas internas do fluido de trabalho, devido à distância entre os parafusos e a carcaça. Estas máquinas são, assim, mais adequadas para operar com refrigerantes, onde é possível garantir uma boa lubrificação a partir de um lubrificante totalmente miscível com o fluido de trabalho utilizado. Algumas máquinas de parafuso são também usadas em centrais geotérmicas.

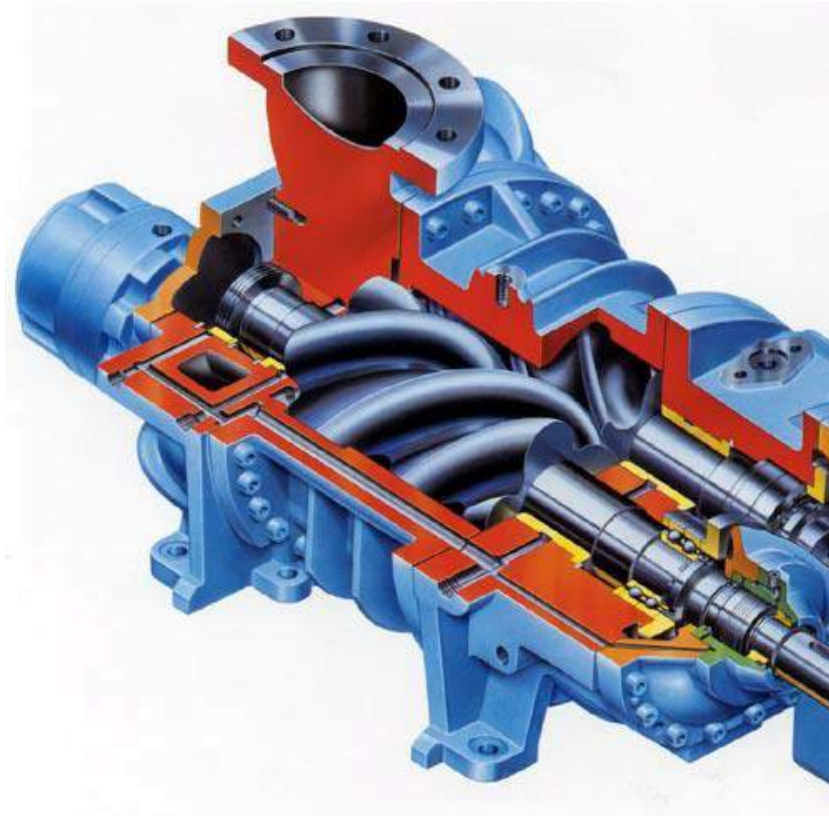


Figura 5.20 – Máquina de expansão de parafuso.

5.5.3 - Máquina de expansão de espiral.

A máquina de expansão de voluta ou espiral é composta por duas espirais, uma fixa e outra móvel. A espiral móvel orbita excentricamente sem rodar, permitindo a admissão e compressão de bolsas de fluido entre as duas espirais. Conforme se mostra na Figura 5.21, no modo de compressor, o fluido é admitido para duas bolsas na periferia das duas espirais, sendo posteriormente comprimido devido ao movimento da espiral móvel. Neste sentido, verifica-se uma diminuição consecutiva do volume em cada uma das bolsas de fluido, levando a um aumento gradual da pressão. Uma vez atingido o centro das espirais, é obtida a compressão máxima do fluido que, depois, é conduzido até às portas de descarga. No modo de expansão, o fluido circula precisamente em sentido contrário, movimentando-se do centro para a periferia. De entre as máquinas de expansão é aquela que apresenta menos peças móveis, conferindo-lhe assim um funcionamento suave, sem grandes vibrações e sem grande impacto sonoro, o que a torna uma solução compacta e fiável, para as instalações de pequena potência.

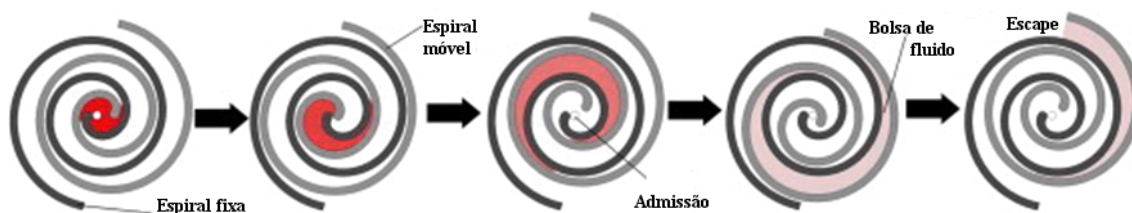


Figura 5.21 – Máquina de expansão de espiral.

5.5.4 - Máquina de expansão rotativa de palhetas.

As máquinas de expansão rotativas de palhetas são soluções construtivas que se caracterizam pela sua simplicidade, segurança e compacidade, Figura 22. No entanto, apresentam como maior problema a lubrificação inadequada das superfícies de contacto internas. Uma lubrificação insuficiente causa graves problemas de desgaste nos componentes, conduzindo a valores de rendimento isentrópico muito baixos. Contudo, este problema pode ser resolvido através da injeção de óleo. Porém, quando se utiliza vapor de água como fluido de trabalho, o uso do lubrificante torna-se um obstáculo para o processo de expansão, devido à incompatibilidade do vapor de água com os óleos lubrificantes.

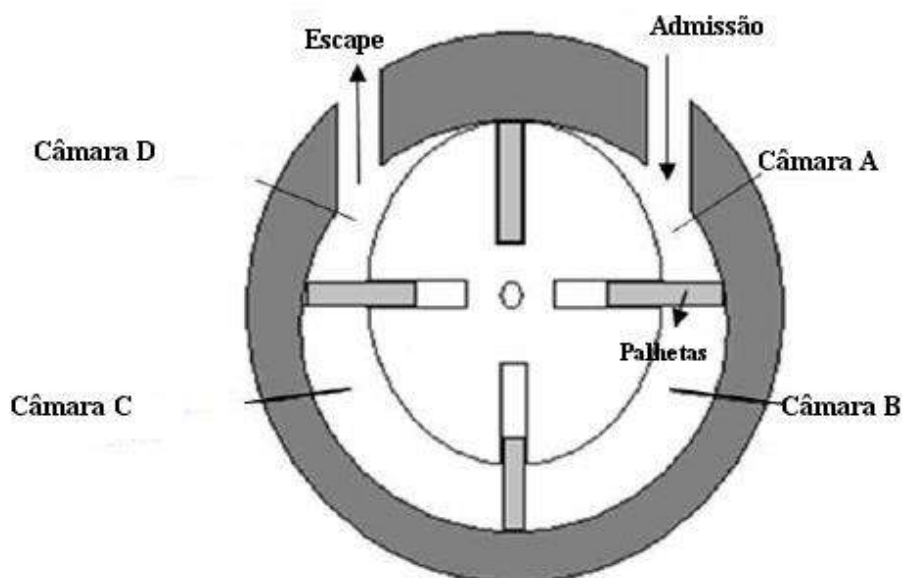
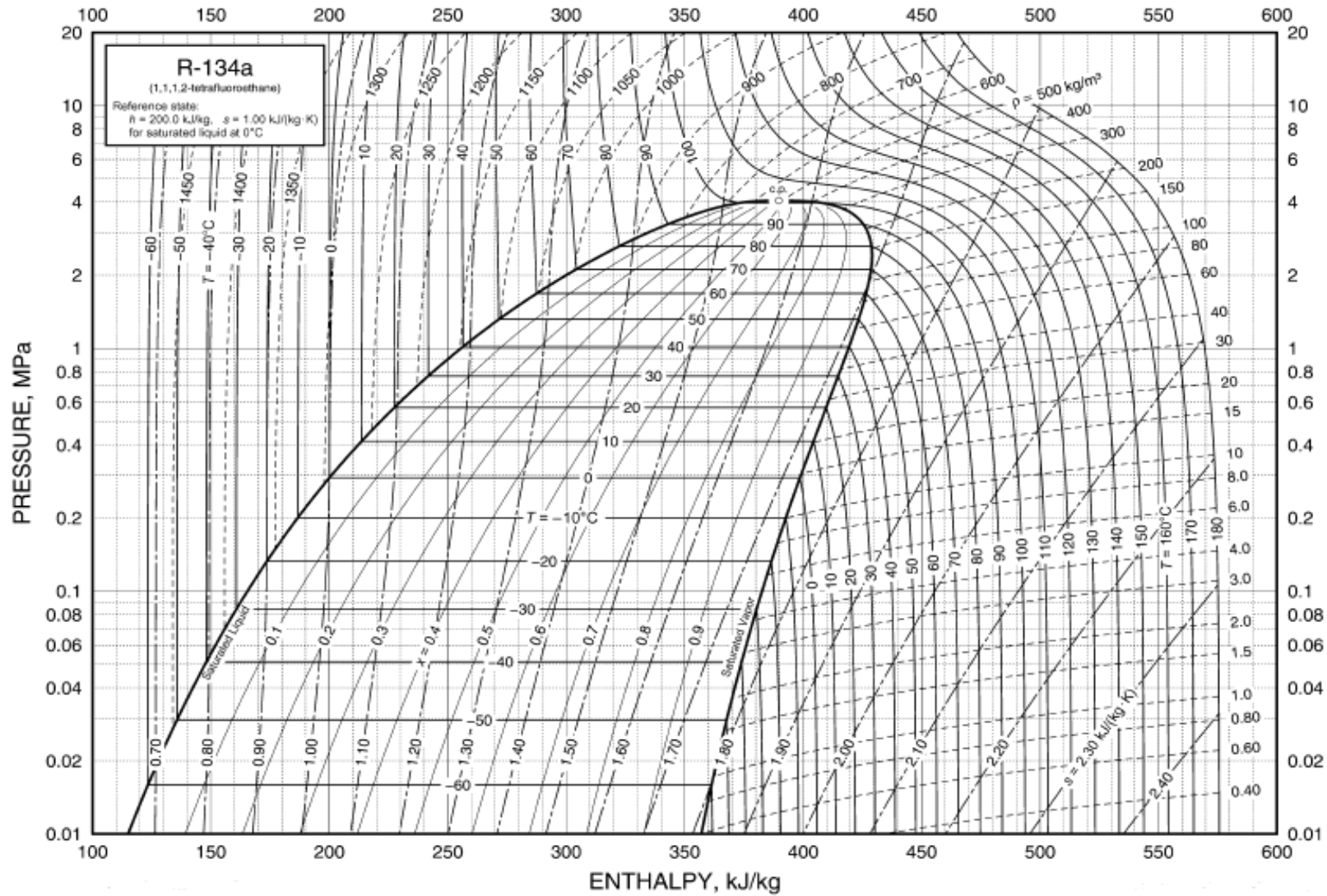
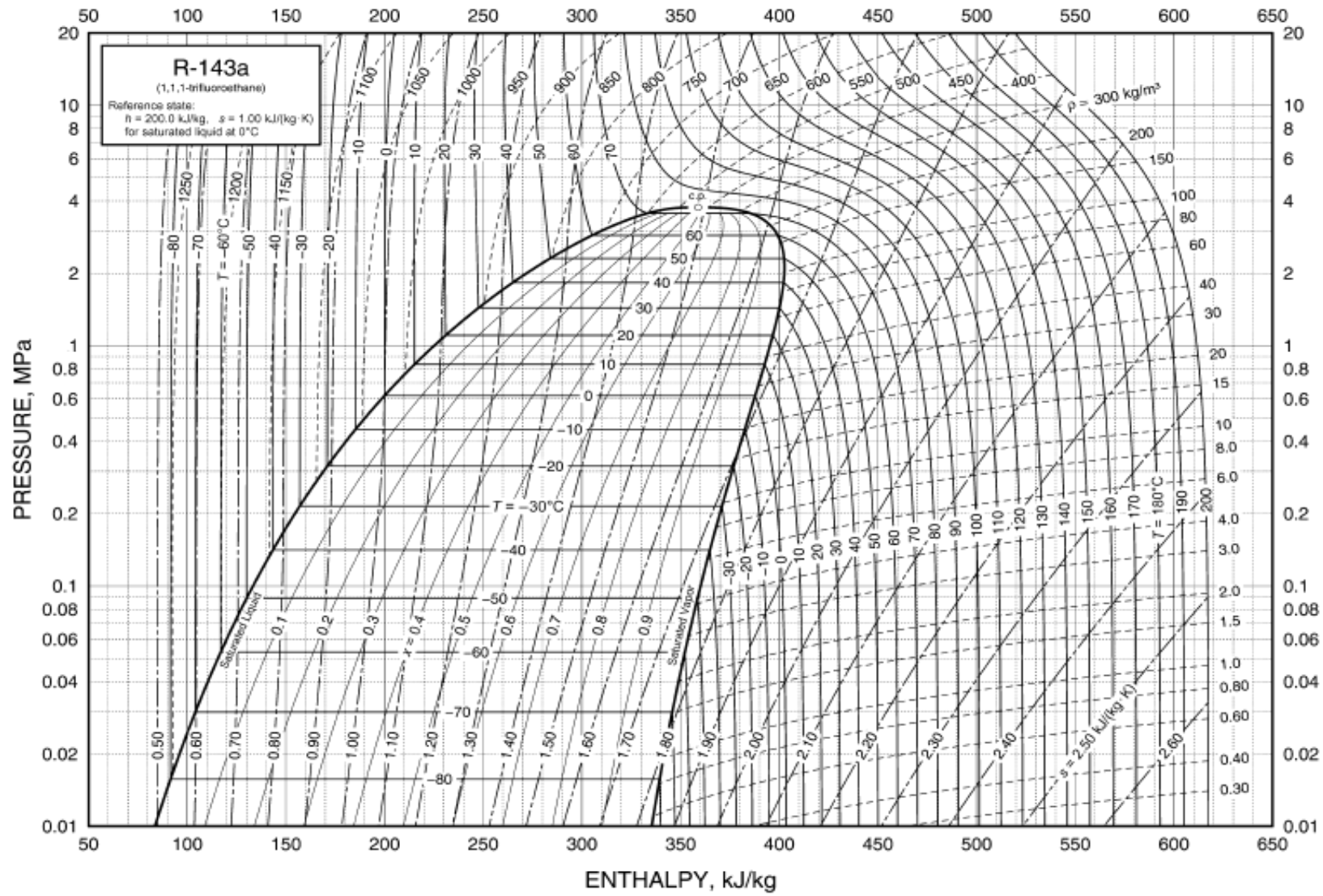


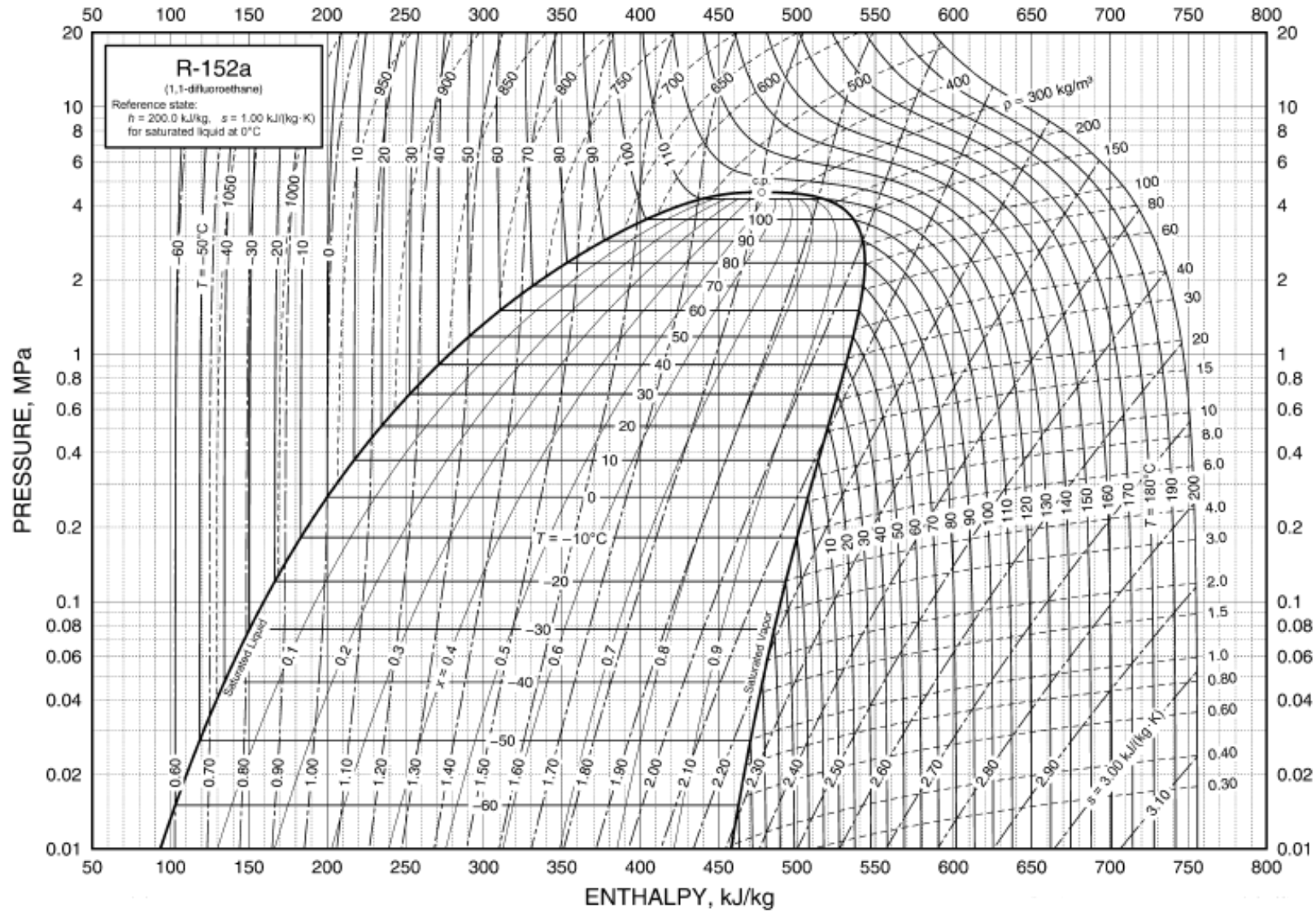
Figura 5.22 – Expansor com quatro palhetas.

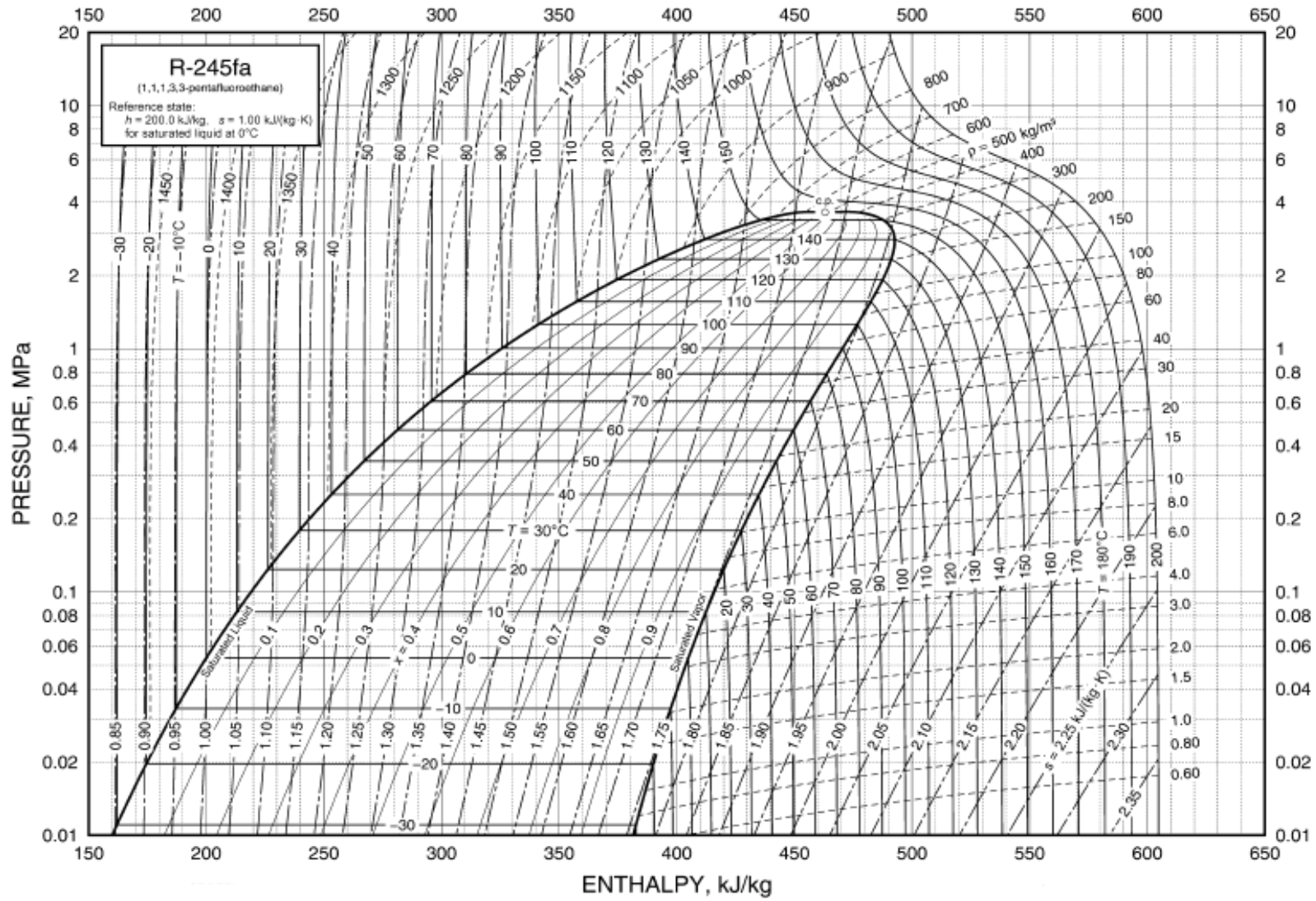
5.6 – Gráficos e tabelas com propriedades termodinâmicas para vários fluidos de interesse para os CROs.

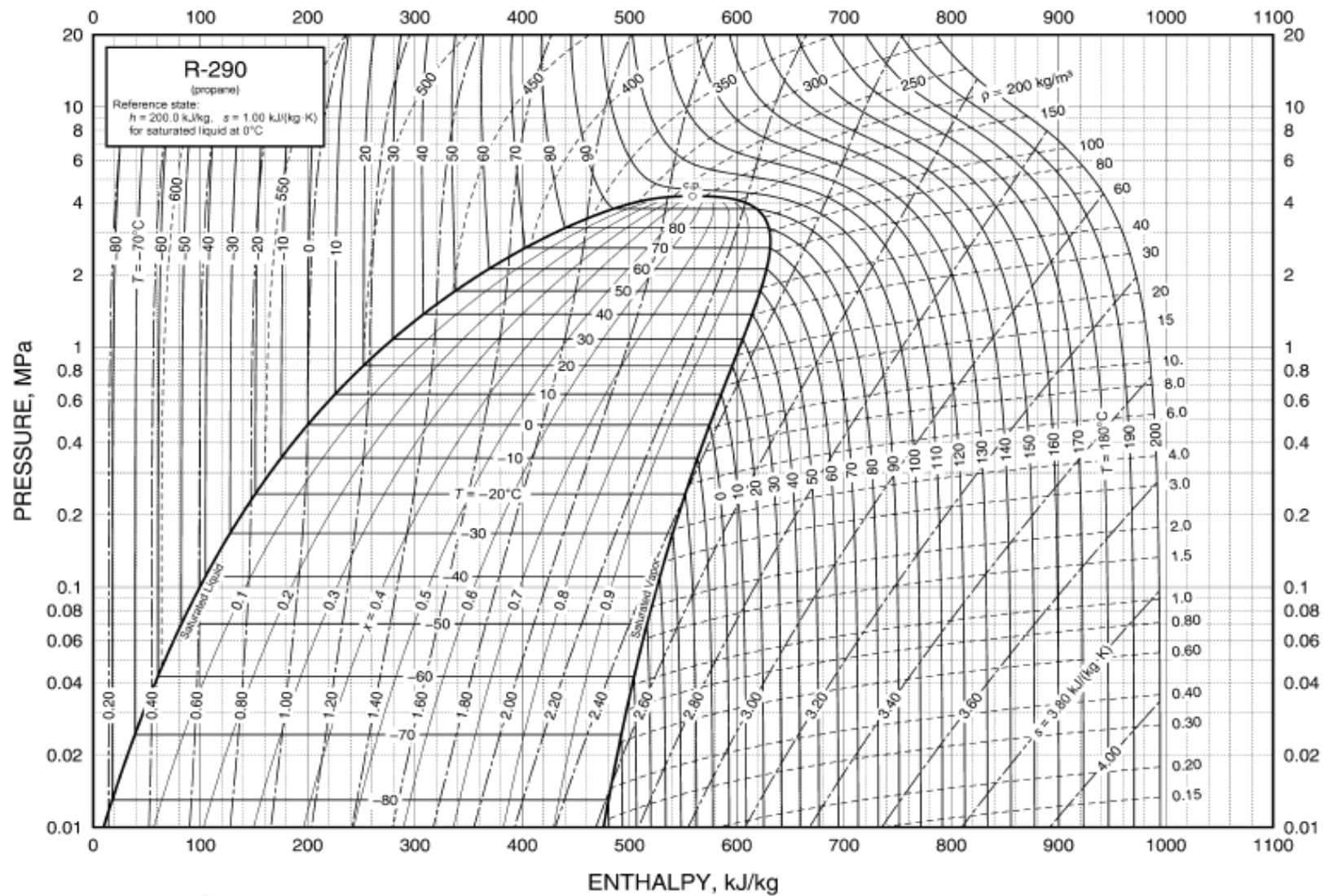
Nas páginas seguintes apresentam-se diagramas $p-h$ para vários fluidos de interesse para utilização em CROs.

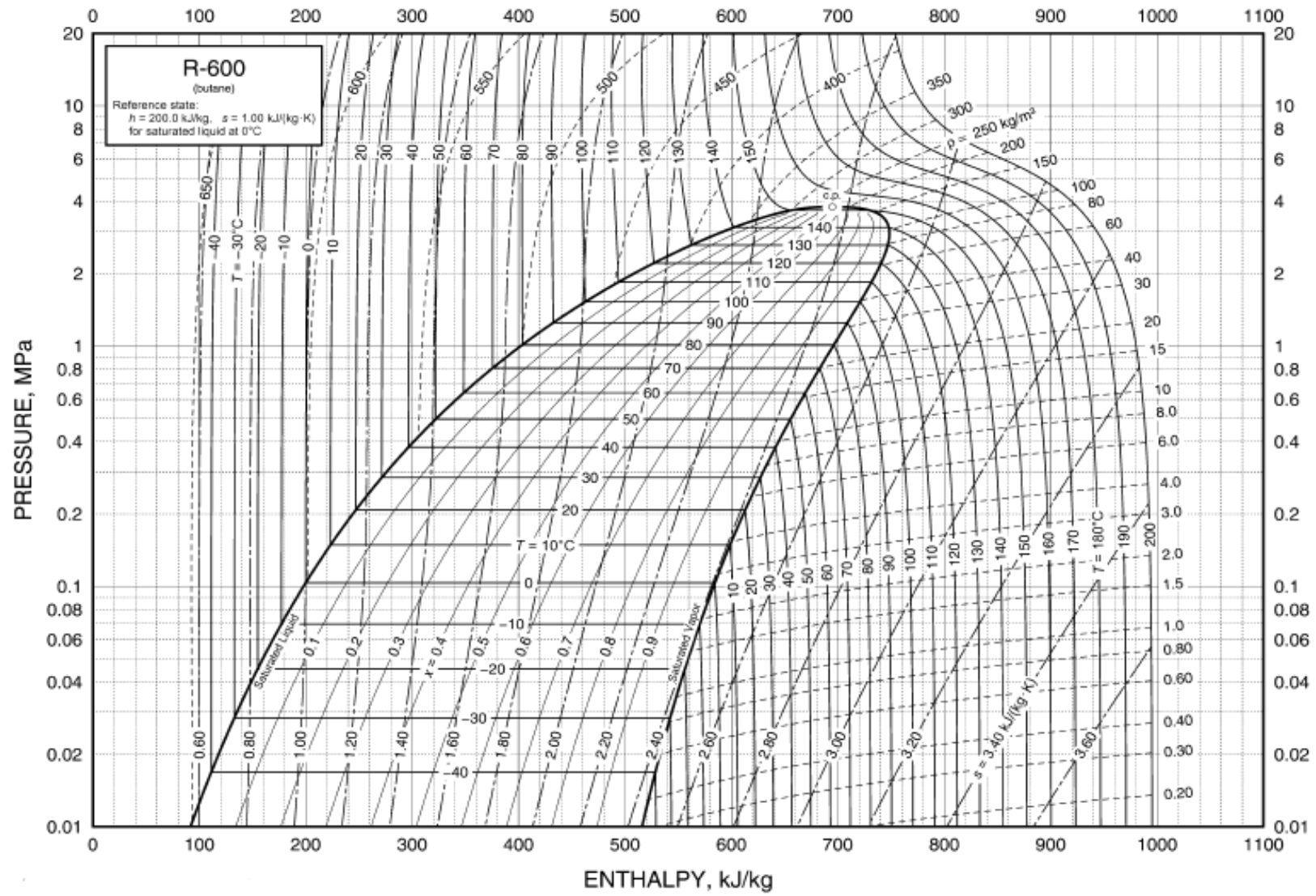


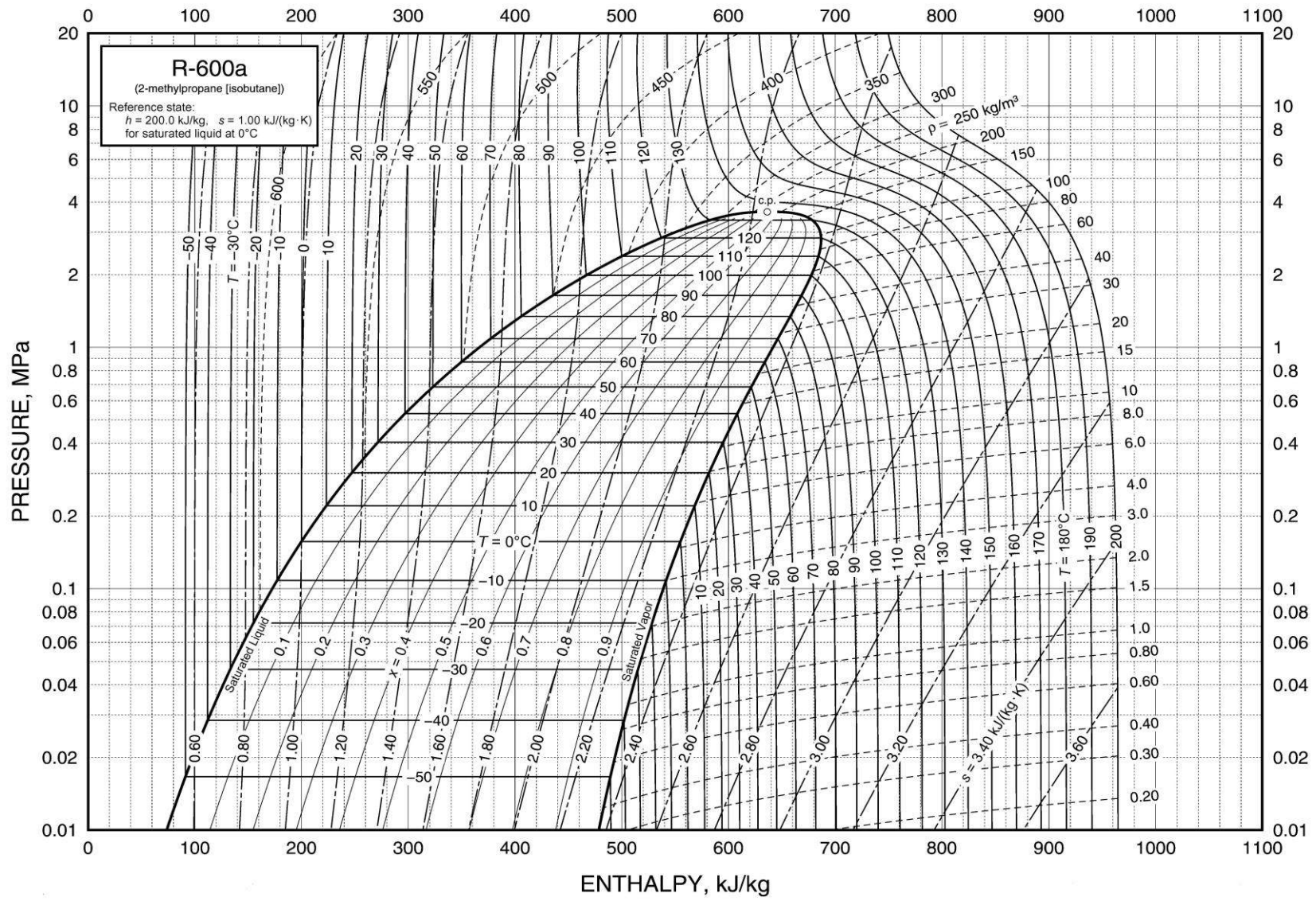












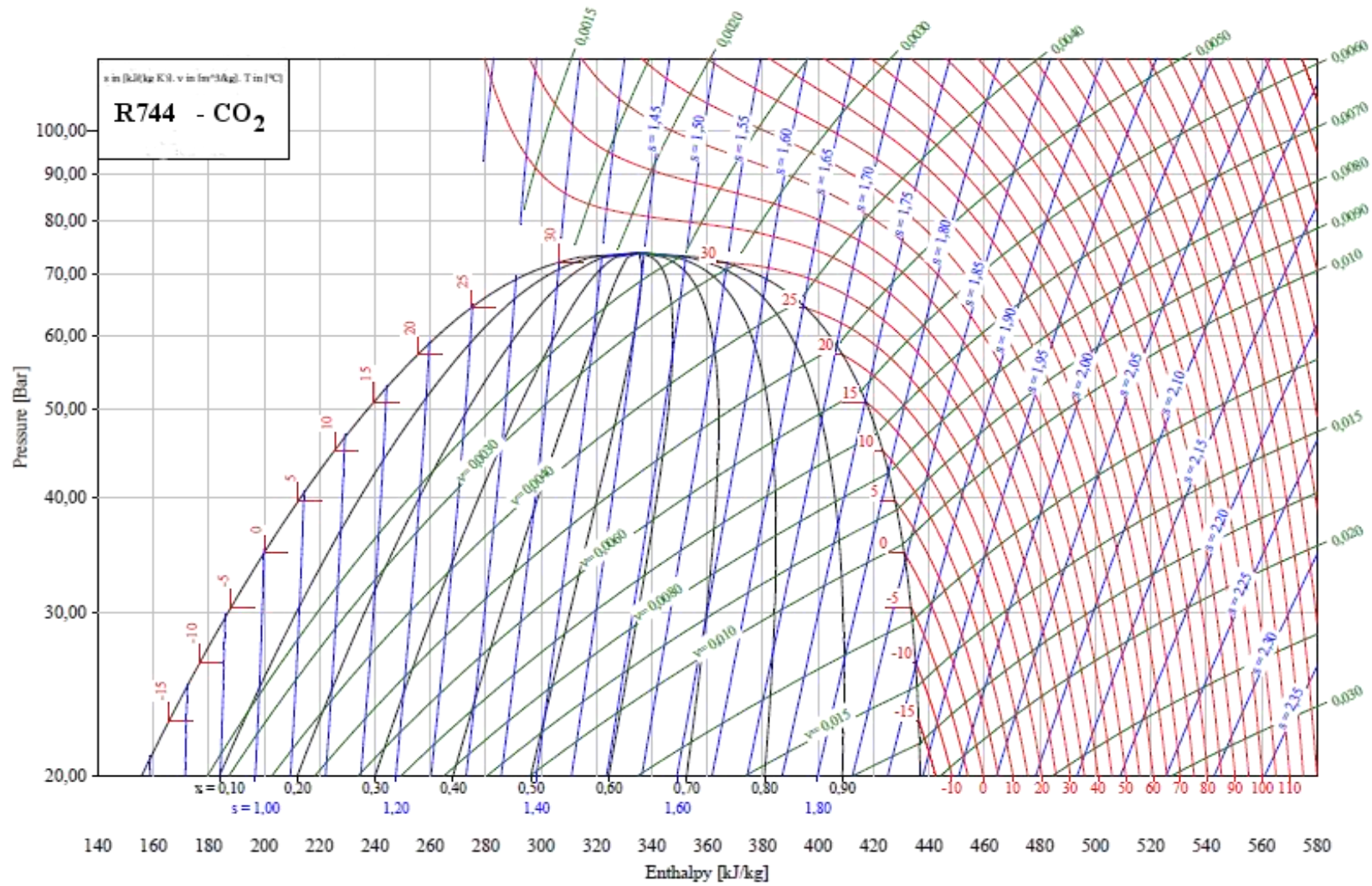


Tabela 5.6 - Propriedades de líquido e vapor saturado para o R134a.

Tempe- ratura	Pressão	Massa volúmica Líquido	Volume específico Vapor	Entalpia Líquido	Entalpia Vapor	Entropia Líquido	Entropia Vapor	Calor específico Líquido	Calor específico Vapor
[°C]	[MPa]	[kg/m ³]	[m ³ /kg]	[kJ/kg]	[kJ/kg]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]
-80	0,00367	1529	4,2682	99,16	348,83	0,5654	1,858	1,198	0,642
-70	0,00798	1501,9	2,059	111,2	355,02	0,6262	1,8264	1,21	0,667
-60	0,01591	1474,3	1,079	123,36	361,31	0,6846	1,801	1,223	0,692
-50	0,02945	1446,3	0,6062	135,67	367,65	0,741	1,7806	1,238	0,72
-40	0,05121	1417,7	0,36108	148,14	374	0,7956	1,7643	1,255	0,749
-30	0,08438	1388,4	0,22594	160,79	380,32	0,8486	1,7515	1,273	0,781
-28	0,0927	1382,4	0,2068	163,34	381,57	0,8591	1,7492	1,277	0,788
-26,07	0,10133	1376,7	0,19018	165,81	382,78	0,869	1,7472	1,281	0,794
-26	0,10167	1376,5	0,18958	165,9	382,82	0,8694	1,7471	1,281	0,794
-24	0,1113	1370,4	0,17407	168,47	384,07	0,8798	1,7451	1,285	0,801
-22	0,12165	1364,4	0,16006	171,05	385,32	0,89	1,7432	1,289	0,809
-20	0,13273	1358,3	0,14739	173,64	386,55	0,9002	1,7413	1,293	0,816
-18	0,1446	1352,1	0,13592	176,23	387,79	0,9104	1,7396	1,297	0,823
-16	0,15728	1345,9	0,12551	178,83	389,02	0,9205	1,7379	1,302	0,831
-14	0,17082	1339,7	0,11605	181,44	390,24	0,9306	1,7363	1,306	0,838
-12	0,18524	1333,4	0,10744	184,07	391,46	0,9407	1,7348	1,311	0,846
-10	0,2006	1327,1	0,09959	186,7	392,66	0,9506	1,7334	1,316	0,854
-8	0,21693	1320,8	0,09242	189,34	393,87	0,9606	1,732	1,32	0,863
-6	0,23428	1314,3	0,08587	191,99	395,06	0,9705	1,7307	1,325	0,871
-4	0,25268	1307,9	0,07987	194,65	396,25	0,9804	1,7294	1,33	0,88
-2	0,27217	1301,4	0,07436	197,32	397,43	0,9902	1,7282	1,336	0,888
0	0,2928	1294,8	0,06931	200	398,6	1	1,7271	1,341	0,897
2	0,31462	1288,1	0,06466	202,69	399,77	1,0098	1,726	1,347	0,906
4	0,33766	1281,4	0,06039	205,4	400,92	1,0195	1,725	1,352	0,916
6	0,36198	1274,7	0,05644	208,11	402,06	1,0292	1,724	1,358	0,925
8	0,38761	1267,9	0,0528	210,84	403,2	1,0388	1,723	1,364	0,935
10	0,41461	1261	0,04944	213,58	404,32	1,0485	1,7221	1,37	0,945
12	0,44301	1254	0,04633	216,33	405,43	1,0581	1,7212	1,377	0,956
14	0,47288	1246,9	0,04345	219,09	406,53	1,0677	1,7204	1,383	0,967
16	0,50425	1239,8	0,04078	221,87	407,61	1,0772	1,7196	1,39	0,978
18	0,53718	1232,6	0,0383	224,66	408,69	1,0867	1,7188	1,397	0,989
20	0,57171	1225,3	0,036	227,47	409,75	1,0962	1,718	1,405	1,001
22	0,60789	1218	0,03385	230,29	410,79	1,1057	1,7173	1,413	1,013
24	0,64578	1210,5	0,03186	233,12	411,82	1,1152	1,7166	1,421	1,025
26	0,68543	1202,9	0,03	235,97	412,84	1,1246	1,7159	1,429	1,038
28	0,72688	1195,2	0,02826	238,84	413,84	1,1341	1,7152	1,437	1,052
30	0,7702	1187,5	0,02664	241,72	414,82	1,1435	1,7145	1,446	1,065
32	0,81543	1179,6	0,02513	244,62	415,78	1,1529	1,7138	1,456	1,08
34	0,86263	1171,6	0,02371	247,54	416,72	1,1623	1,7131	1,466	1,095
36	0,91185	1163,4	0,02238	250,48	417,65	1,1717	1,7124	1,476	1,111
38	0,96315	1155,1	0,02113	253,43	418,55	1,1811	1,7118	1,487	1,127
40	1,0166	1146,7	0,01997	256,41	419,43	1,1905	1,7111	1,498	1,145
42	1,0722	1138,2	0,01887	259,41	420,28	1,1999	1,7103	1,51	1,163
44	1,1301	1129,5	0,01784	262,43	421,11	1,2092	1,7096	1,523	1,182
46	1,1903	1120,6	0,01687	265,47	421,92	1,2186	1,7089	1,537	1,202
48	1,2529	1111,5	0,01595	268,53	422,69	1,228	1,7081	1,551	1,223
50	1,3179	1102,3	0,01509	271,62	423,44	1,2375	1,7072	1,566	1,246
52	1,3854	1092,9	0,01428	274,74	424,15	1,2469	1,7064	1,582	1,27

54	1,4555	1083,2	0,01351	277,89	424,83	1,2563	1,7055	1,6	1,296
56	1,5282	1073,4	0,01278	281,06	425,47	1,2658	1,7045	1,618	1,324
58	1,6036	1063,2	0,01209	284,27	426,07	1,2753	1,7035	1,638	1,354
60	1,6818	1052,9	0,01144	287,5	426,63	1,2848	1,7024	1,66	1,387
62	1,7628	1042,2	0,01083	290,78	427,14	1,2944	1,7013	1,684	1,422
64	1,8467	1031,2	0,01024	294,09	427,61	1,304	1,7	1,71	1,461
66	1,9337	1020	0,00969	297,44	428,02	1,3137	1,6987	1,738	1,504
68	2,0237	1008,3	0,00916	300,84	428,36	1,3234	1,6972	1,769	1,552
70	2,1168	996,2	0,00865	304,28	428,65	1,3332	1,6956	1,804	1,605
72	2,2132	983,8	0,00817	307,78	428,86	1,343	1,6939	1,843	1,665
74	2,313	970,8	0,00771	311,33	429	1,353	1,692	1,887	1,734
76	2,4161	957,3	0,00727	314,94	429,04	1,3631	1,6899	1,938	1,812
78	2,5228	943,1	0,00685	318,63	428,98	1,3733	1,6876	1,996	1,904
80	2,6332	928,2	0,00645	322,39	428,81	1,3836	1,685	2,065	2,012
85	2,9258	887,2	0,0055	332,22	427,76	1,4104	1,6771	2,306	2,397
90	3,2442	837,8	0,00461	342,93	425,42	1,439	1,6662	2,756	3,121
95	3,5912	772,7	0,00374	355,25	420,67	1,4715	1,6492	3,938	5,02
100	3,9724	651,2	0,00268	373,3	407,68	1,5188	1,6109	17,59	25,35
101,06	4,0593	511,9	0,00195	389,64	389,64	1,5621	1,5621	∞	∞

Tabela 5.7 - Propriedades de líquido e vapor saturado para o R143a.

Tempe- ratura	Pressão	Massa volúmica Líquido	Volume específico Vapor	Entalpia Líquido	Entalpia Vapor	Entropia Líquido	Entropia Vapor	Calor específico Líquido	Calor específico Vapor
[°C]	[MPa]	[kg/m ³]	[m ³ /kg]	[kJ/kg]	[kJ/kg]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]
-111,81	0,00107	1330,5	14,807	52,52	319,59	0,3142	1,9695	1,211	0,63
-110,00	0,00129	1326,2	12,43	54,71	320,68	0,3277	1,9579	1,212	0,635
-100,00	0,00333	1301,9	5,1127	66,87	326,81	0,4	1,9012	1,22	0,664
-90,00	0,00761	1277,2	2,3596	79,13	333,06	0,4688	1,8553	1,233	0,694
-80,00	0,01572	1252,2	1,1971	91,55	339,4	0,5348	1,818	1,25	0,726
-70,00	0,02991	1226,7	0,65675	104,16	345,8	0,5984	1,7879	1,27	0,759
-60,00	0,05307	1200,6	0,38446	116,99	352,21	0,6599	1,7635	1,293	0,794
-50,00	0,08874	1173,9	0,23754	130,05	358,58	0,7197	1,7438	1,318	0,833
-48,00	0,09773	1168,5	0,21695	132,69	359,85	0,7314	1,7403	1,323	0,841
-47,24	0,10133	1166,4	0,20971	133,7	360,33	0,7359	1,7391	1,325	0,844
-46,00	0,10742	1163	0,19849	135,35	361,11	0,7431	1,737	1,328	0,85
-44,00	0,11786	1157,5	0,18191	138,01	362,37	0,7548	1,7339	1,334	0,858
-42,00	0,12907	1152	0,16697	140,69	363,62	0,7664	1,7308	1,339	0,867
-40,00	0,14109	1146,4	0,1535	143,38	364,86	0,7779	1,7279	1,345	0,876
-38,00	0,15398	1140,8	0,14133	146,08	366,1	0,7894	1,7251	1,351	0,885
-36,00	0,16775	1135,1	0,13031	148,79	367,34	0,8008	1,7224	1,357	0,894
-34,00	0,18247	1129,4	0,12032	151,52	368,56	0,8122	1,7198	1,363	0,904
-32,00	0,19816	1123,7	0,11124	154,25	369,78	0,8236	1,7173	1,369	0,913
-30,00	0,21488	1117,9	0,10297	157	370,99	0,8348	1,7149	1,375	0,923
-28,00	0,23267	1112,1	0,09544	159,77	372,19	0,8461	1,7126	1,382	0,933
-26,00	0,25156	1106,2	0,08857	162,54	373,39	0,8573	1,7104	1,388	0,944
-24,00	0,27161	1100,3	0,08228	165,33	374,57	0,8685	1,7083	1,395	0,955
-22,00	0,29286	1094,3	0,07652	168,13	375,74	0,8796	1,7062	1,402	0,966
-20,00	0,31535	1088,3	0,07125	170,95	376,91	0,8907	1,7043	1,409	0,977
-18,00	0,33915	1082,2	0,0664	173,78	378,06	0,9018	1,7024	1,417	0,988
-16,00	0,36428	1076	0,06194	176,63	379,2	0,9128	1,7005	1,424	1
-14,00	0,39081	1069,8	0,05784	179,49	380,33	0,9238	1,6987	1,432	1,012
-12,00	0,41877	1063,6	0,05405	182,37	381,44	0,9347	1,697	1,44	1,025
-10,00	0,44823	1057,2	0,05056	185,27	382,54	0,9457	1,6953	1,449	1,038
-8,00	0,47923	1050,8	0,04733	188,18	383,63	0,9566	1,6937	1,457	1,051
-6,00	0,51182	1044,3	0,04434	191,11	384,7	0,9675	1,6921	1,466	1,065
-4,00	0,54606	1037,7	0,04158	194,05	385,75	0,9783	1,6906	1,476	1,079
-2,00	0,58199	1031	0,03901	197,02	386,79	0,9892	1,689	1,485	1,093
0,00	0,61967	1024,3	0,03662	200	387,81	1	1,6876	1,495	1,109
2,00	0,65916	1017,4	0,0344	203	388,81	1,0108	1,6861	1,505	1,124
4,00	0,70051	1010,5	0,03234	206,03	389,79	1,0216	1,6846	1,516	1,141
6,00	0,74378	1003,5	0,03042	209,07	390,75	1,0324	1,6832	1,528	1,158
8,00	0,78901	996,3	0,02862	212,13	391,68	1,0432	1,6818	1,539	1,176
10,00	0,83628	989,1	0,02695	215,22	392,6	1,0539	1,6804	1,552	1,194
12,00	0,88564	981,7	0,02538	218,33	393,48	1,0647	1,679	1,565	1,214
14,00	0,93714	974,2	0,02392	221,47	394,35	1,0755	1,6775	1,578	1,234
16,00	0,99085	966,5	0,02255	224,63	395,18	1,0863	1,6761	1,593	1,256
18,00	1,0468	958,7	0,02126	227,81	395,98	1,097	1,6747	1,608	1,278
20,00	1,1052	950,8	0,02005	231,02	396,76	1,1078	1,6732	1,624	1,302
22,00	1,1659	942,7	0,01892	234,27	397,5	1,1186	1,6717	1,641	1,328
24,00	1,229	934,4	0,01785	237,54	398,2	1,1295	1,6701	1,659	1,355
26,00	1,2947	926	0,01685	240,84	398,87	1,1403	1,6685	1,679	1,384
28,00	1,363	917,3	0,01591	244,18	399,49	1,1512	1,6669	1,699	1,416

30,00	1,434	908,4	0,01501	247,56	400,07	1,1621	1,6652	1,722	1,449
32,00	1,5077	899,3	0,01417	250,97	400,61	1,173	1,6634	1,746	1,486
34,00	1,5842	890	0,01338	254,42	401,09	1,184	1,6616	1,772	1,526
36,00	1,6636	880,4	0,01262	257,91	401,52	1,1951	1,6596	1,801	1,57
38,00	1,746	870,5	0,01191	261,45	401,89	1,2062	1,6575	1,832	1,618
40,00	1,8314	860,3	0,01123	265,04	402,19	1,2174	1,6553	1,867	1,671
42,00	1,92	849,7	0,01059	268,68	402,42	1,2286	1,653	1,906	1,732
44,00	2,0117	838,7	0,00998	272,39	402,56	1,24	1,6505	1,949	1,799
46,00	2,1068	827,3	0,0094	276,15	402,62	1,2515	1,6478	1,998	1,877
48,00	2,2053	815,4	0,00884	279,98	402,58	1,2631	1,6448	2,054	1,966
50,00	2,3073	803	0,00831	283,9	402,43	1,2748	1,6416	2,118	2,07
52,00	2,413	789,9	0,0078	287,9	402,15	1,2868	1,6381	2,194	2,194
54,00	2,5224	776,1	0,00731	292	401,72	1,2989	1,6343	2,285	2,343
56,00	2,6357	761,5	0,00684	296,22	401,12	1,3113	1,63	2,395	2,528
58,00	2,753	745,8	0,00639	300,57	400,31	1,324	1,6252	2,534	2,762
60,00	2,8744	728,9	0,00594	305,09	399,24	1,3371	1,6197	2,714	3,069
65,00	3,1977	678,3	0,00486	317,45	394,94	1,3726	1,6018	3,564	4,532
70,00	3,5527	600,8	0,0037	333,19	385,42	1,4172	1,5694	7,72	11,5
72,71	3,761	431	0,00232	358,91	358,91	1,4906	1,4906	∞	∞

Tabela 5.8 - Propriedades de líquido e vapor saturado para o R152a.

Tempe- ratura	Pressão	Massa	Volume	Entalpia	Entalpia	Entropia	Entropia	Calor	Calor
		volúmica	específico	Líquido	Vapor	Líquido	Vapor	específico	específico
		Líquido	Vapor	Líquido	Vapor	Líquido	Vapor	Líquido	Vapor
[°C]	[MPa]	[kg/m ³]	[m ³ /kg]	[kJ/kg]	[kJ/kg]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]
-118,59	0,00006	1192,9	303,29	13,79	419,32	0,1119	2,7357	1,477	0,699
-110	0,00019	1177,1	107,74	26,62	425,38	0,1927	2,6368	1,505	0,717
-100	0,00058	1158,7	37,617	41,75	432,59	0,2827	2,5399	1,518	0,74
-90	0,00153	1140,1	15,052	56,96	439,97	0,3681	2,4593	1,524	0,763
-80	0,00359	1121,3	6,7438	72,23	447,48	0,4492	2,392	1,53	0,789
-70	0,00765	1102,4	3,3197	87,57	455,08	0,5266	2,3357	1,539	0,816
-60	0,015	1083,2	1,7682	103,02	462,74	0,6009	2,2885	1,551	0,845
-50	0,02742	1063,7	1,0064	118,62	470,4	0,6723	2,2487	1,567	0,877
-40	0,04721	1043,8	0,60583	134,4	478,02	0,7414	2,2152	1,587	0,913
-30	0,07718	1023,5	0,38242	150,39	485,55	0,8085	2,1868	1,61	0,952
-28	0,08469	1019,4	0,35056	153,62	487,04	0,8216	2,1817	1,615	0,96
-26	0,09276	1015,3	0,32186	156,86	488,52	0,8348	2,1767	1,62	0,968
-24,02	0,10133	1011,2	0,29622	160,07	489,98	0,8477	2,1719	1,625	0,977
-24	0,10142	1011,1	0,29595	160,11	490	0,8478	2,1719	1,625	0,977
-22	0,11072	1006,9	0,27253	163,37	491,47	0,8608	2,1672	1,63	0,985
-20	0,12068	1002,7	0,25131	166,64	492,94	0,8737	2,1627	1,635	0,994
-18	0,13133	998,5	0,23206	169,92	494,4	0,8866	2,1583	1,641	1,003
-16	0,14271	994,2	0,21457	173,21	495,85	0,8994	2,1541	1,647	1,013
-14	0,15484	989,9	0,19865	176,52	497,29	0,9122	2,15	1,653	1,022
-12	0,16777	985,6	0,18414	179,83	498,72	0,9249	2,146	1,658	1,032
-10	0,18152	981,3	0,1709	183,16	500,15	0,9375	2,1421	1,665	1,041
-8	0,19614	976,9	0,15879	186,5	501,56	0,9501	2,1383	1,671	1,051
-6	0,21166	972,5	0,1477	189,86	502,96	0,9627	2,1347	1,677	1,062
-4	0,22812	968,1	0,13754	193,22	504,36	0,9752	2,1311	1,684	1,072
-2	0,24555	963,6	0,12821	196,61	505,74	0,9876	2,1277	1,69	1,083
0	0,26399	959,1	0,11963	200	507,11	1	2,1243	1,697	1,094
2	0,28349	954,6	0,11174	203,41	508,47	1,0124	2,1211	1,704	1,105
4	0,30407	950	0,10447	206,83	509,82	1,0247	2,1179	1,711	1,116
6	0,32578	945,4	0,09776	210,27	511,16	1,037	2,1148	1,719	1,128
8	0,34867	940,8	0,09156	213,72	512,48	1,0492	2,1118	1,726	1,139
10	0,37277	936,1	0,08583	217,19	513,78	1,0614	2,1089	1,734	1,152
12	0,39812	931,3	0,08052	220,67	515,08	1,0736	2,106	1,742	1,164
14	0,42476	926,6	0,0756	224,17	516,36	1,0857	2,1032	1,75	1,177
16	0,45275	921,8	0,07104	227,69	517,62	1,0978	2,1005	1,759	1,19
18	0,48211	916,9	0,0668	231,22	518,86	1,1098	2,0978	1,768	1,203
20	0,51291	912	0,06286	234,77	520,09	1,1219	2,0952	1,776	1,217
22	0,54517	907	0,05919	238,34	521,3	1,1339	2,0926	1,786	1,231
24	0,57894	902	0,05577	241,93	522,5	1,1459	2,0901	1,795	1,246
26	0,61428	896,9	0,05258	245,53	523,67	1,1578	2,0876	1,805	1,261
28	0,65122	891,8	0,0496	249,16	524,83	1,1698	2,0852	1,815	1,277
30	0,68982	886,6	0,04682	252,8	525,96	1,1817	2,0828	1,826	1,293
32	0,73012	881,4	0,04422	256,47	527,07	1,1936	2,0804	1,837	1,309
34	0,77216	876	0,04179	260,16	528,16	1,2055	2,078	1,848	1,326
36	0,816	870,7	0,03951	263,86	529,23	1,2174	2,0757	1,86	1,344
38	0,86169	865,2	0,03737	267,6	530,27	1,2292	2,0734	1,872	1,362
40	0,90927	859,7	0,03536	271,35	531,28	1,2411	2,0711	1,885	1,381
42	0,95879	854,1	0,03348	275,13	532,27	1,2529	2,0689	1,898	1,401
44	1,0103	848,4	0,0317	278,93	533,23	1,2648	2,0666	1,912	1,421

46	1,0639	842,6	0,03004	282,76	534,16	1,2766	2,0643	1,926	1,443
48	1,1196	836,7	0,02846	286,62	535,06	1,2884	2,062	1,941	1,465
50	1,1774	830,8	0,02699	290,5	535,93	1,3003	2,0598	1,957	1,489
52	1,2374	824,7	0,02559	294,41	536,77	1,3121	2,0575	1,974	1,513
54	1,2997	818,6	0,02427	298,35	537,56	1,324	2,0552	1,992	1,539
56	1,3643	812,3	0,02303	302,33	538,32	1,3358	2,0528	2,01	1,566
58	1,4313	805,9	0,02185	306,34	539,04	1,3477	2,0504	2,03	1,595
60	1,5007	799,4	0,02074	310,38	539,72	1,3596	2,048	2,051	1,626
62	1,5726	792,7	0,01968	314,45	540,35	1,3716	2,0456	2,073	1,658
64	1,6471	785,9	0,01868	318,57	540,94	1,3835	2,0431	2,097	1,693
66	1,7242	779	0,01774	322,72	541,47	1,3955	2,0405	2,122	1,73
68	1,8039	771,9	0,01684	326,92	541,95	1,4076	2,0379	2,15	1,769
70	1,8864	764,6	0,01598	331,16	542,37	1,4196	2,0351	2,179	1,812
72	1,9717	757,2	0,01517	335,45	542,73	1,4318	2,0323	2,211	1,859
74	2,0599	749,5	0,0144	339,79	543,02	1,444	2,0294	2,245	1,909
76	2,151	741,6	0,01366	344,18	543,24	1,4562	2,0264	2,283	1,964
78	2,2452	733,5	0,01296	348,63	543,38	1,4686	2,0232	2,324	2,025
80	2,3424	725,2	0,01228	353,15	543,43	1,481	2,0198	2,37	2,092
90	2,878	678,5	0,00933	376,87	542,06	1,5451	2	2,703	2,586
100	3,505	618,5	0,00686	403,59	536,28	1,6151	1,9707	3,495	3,776
110	4,2432	517,4	0,00446	439,22	517,31	1,7058	1,9096	9,26	12,22
113,26	4,5168	368	0,00272	477,55	477,55	1,8037	1,8037	∞	∞

Tabela 5.9 – Propriedades de líquido e vapor saturado para o R245fa.

Tempe- ratura	Pressão	Massa volúmica Líquido	Volume específico Vapor	Entalpia Líquido	Entalpia Vapor	Entropia Líquido	Entropia Vapor	Calor específico Líquido	Calor específico Vapor
[°C]	[MPa]	[kg/m ³]	[m ³ /kg]	[kJ/kg]	[kJ/kg]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]
-50	0,00286	1523,5	4,8233	137,62	368,35	0,7482	1,7822	1,196	0,718
-40	0,00582	1500,5	2,4705	149,72	375,45	0,8012	1,7694	1,221	0,74
-30	0,01104	1477,1	1,3546	162,03	382,69	0,8529	1,7604	1,24	0,763
-20	0,01967	1453,3	0,78751	174,52	390,03	0,9032	1,7545	1,257	0,787
-10	0,03324	1428,9	0,48155	187,18	397,45	0,9522	1,7513	1,273	0,811
0	0,05358	1404	0,30757	200	404,93	1	1,7502	1,29	0,837
2	0,05866	1399	0,28251	202,59	406,43	1,0094	1,7503	1,294	0,842
4	0,06411	1393,9	0,25988	205,18	407,93	1,0188	1,7504	1,297	0,848
6	0,06995	1388,8	0,23939	207,78	409,44	1,0281	1,7505	1,301	0,853
8	0,07622	1383,7	0,22083	210,39	410,94	1,0374	1,7508	1,305	0,859
10	0,08293	1378,5	0,20397	213	412,45	1,0467	1,7511	1,309	0,864
12	0,09009	1373,3	0,18865	215,63	413,95	1,0559	1,7514	1,312	0,87
14	0,09774	1368,1	0,17469	218,26	415,46	1,0651	1,7518	1,316	0,875
14,9	0,10133	1365,7	0,16885	219,44	416,13	1,0692	1,752	1,318	0,878
16	0,10589	1362,8	0,16197	220,9	416,97	1,0742	1,7523	1,32	0,881
18	0,11457	1357,5	0,15035	223,54	418,47	1,0833	1,7528	1,324	0,887
20	0,1238	1352,2	0,13973	226,2	419,98	1,0924	1,7534	1,328	0,893
22	0,1336	1346,9	0,13	228,86	421,48	1,1014	1,754	1,332	0,899
24	0,144	1341,5	0,12108	231,54	422,99	1,1104	1,7547	1,337	0,905
26	0,15502	1336,1	0,11289	234,22	424,49	1,1194	1,7554	1,341	0,911
28	0,1667	1330,6	0,10536	236,91	425,99	1,1283	1,7562	1,345	0,917
30	0,17904	1325,1	0,09843	239,6	427,5	1,1372	1,757	1,35	0,923
32	0,19209	1319,6	0,09205	242,31	428,99	1,1461	1,7578	1,354	0,929
34	0,20586	1314	0,08616	245,03	430,49	1,1549	1,7587	1,359	0,936
36	0,22038	1308,4	0,08072	247,75	431,99	1,1637	1,7597	1,364	0,942
38	0,23568	1302,7	0,07569	250,49	433,48	1,1725	1,7606	1,368	0,949
40	0,25179	1297	0,07103	253,24	434,97	1,1813	1,7616	1,373	0,956
42	0,26873	1291,2	0,06672	255,99	436,46	1,19	1,7626	1,378	0,962
44	0,28653	1285,4	0,06271	258,76	437,95	1,1987	1,7637	1,383	0,969
46	0,30523	1279,6	0,05899	261,53	439,43	1,2074	1,7648	1,388	0,976
48	0,32485	1273,7	0,05554	264,32	440,91	1,216	1,7659	1,394	0,984
50	0,34541	1267,7	0,05232	267,11	442,38	1,2246	1,767	1,399	0,991
52	0,36695	1261,7	0,04933	269,92	443,85	1,2333	1,7682	1,405	0,998
54	0,38951	1255,6	0,04653	272,74	445,32	1,2418	1,7694	1,41	1,006
56	0,4131	1249,5	0,04393	275,57	446,78	1,2504	1,7706	1,416	1,013
58	0,43776	1243,3	0,04149	278,41	448,24	1,259	1,7718	1,422	1,021
60	0,46352	1237	0,03922	281,26	449,69	1,2675	1,773	1,428	1,029
62	0,49042	1230,7	0,03709	284,13	451,13	1,276	1,7743	1,434	1,038
64	0,51848	1224,3	0,03509	287,01	452,57	1,2845	1,7756	1,441	1,046
66	0,54774	1217,8	0,03323	289,9	454	1,293	1,7768	1,447	1,055
68	0,57822	1211,3	0,03147	292,8	455,43	1,3014	1,7781	1,454	1,063
70	0,60997	1204,7	0,02983	295,71	456,85	1,3099	1,7794	1,461	1,072
72	0,64301	1198	0,02828	298,64	458,26	1,3183	1,7807	1,468	1,082
74	0,67738	1191,2	0,02682	301,59	459,66	1,3267	1,782	1,476	1,091
76	0,71312	1184,3	0,02545	304,55	461,05	1,3351	1,7834	1,483	1,101
78	0,75025	1177,3	0,02416	307,52	462,43	1,3435	1,7847	1,491	1,111
80	0,78881	1170,3	0,02295	310,5	463,8	1,3519	1,786	1,499	1,122
82	0,82884	1163,1	0,0218	313,51	465,16	1,3603	1,7873	1,508	1,133

84	0,87038	1155,8	0,02072	316,53	466,51	1,3687	1,7886	1,517	1,144
86	0,91346	1148,4	0,0197	319,56	467,85	1,377	1,7899	1,526	1,156
88	0,95812	1140,9	0,01873	322,61	469,17	1,3854	1,7912	1,535	1,168
90	1,0044	1133,3	0,01782	325,68	470,48	1,3938	1,7925	1,545	1,18
92	1,0523	1125,6	0,01695	328,77	471,77	1,4021	1,7938	1,556	1,194
94	1,1019	1117,7	0,01613	331,88	473,05	1,4105	1,795	1,567	1,208
96	1,1533	1109,7	0,01535	335	474,31	1,4189	1,7962	1,578	1,222
98	1,2064	1101,5	0,01461	338,15	475,55	1,4272	1,7974	1,59	1,237
100	1,2614	1093,1	0,01391	341,31	476,77	1,4356	1,7986	1,603	1,254
105	1,4069	1071,5	0,01231	349,33	479,73	1,4566	1,8014	1,638	1,299
110	1,5648	1048,7	0,01089	357,5	482,53	1,4777	1,804	1,679	1,352
115	1,7357	1024,4	0,00962	365,85	485,13	1,4989	1,8062	1,729	1,416
120	1,9205	998,4	0,00849	374,4	487,49	1,5203	1,8079	1,79	1,497
125	2,12	970,1	0,00748	383,19	489,54	1,542	1,8091	1,868	1,603
130	2,3351	939	0,00656	392,29	491,19	1,5642	1,8095	1,975	1,749
135	2,5671	904	0,00571	401,79	492,3	1,5869	1,8087	2,131	1,967
140	2,8172	863,4	0,00492	411,85	492,6	1,6108	1,8062	2,389	2,33
145	3,0874	813,4	0,00416	422,82	491,58	1,6364	1,8008	2,908	3,07
150	3,3802	743,2	0,00336	435,71	487,81	1,6661	1,7892	4,562	5,407
154,05	3,64	517	0,00193	463,06	463,06	1,7294	1,7294	∞	∞

Tabela 5.10 – Propriedades de líquido e vapor saturado para o R290 (propano).

Tempe- ratura	Pressão	Massa volúmica Líquido	Volume específico Vapor	Entalpia Líquido	Entalpia Vapor	Entropia Líquido	Entropia Vapor	Calor específico Líquido	Calor específico Vapor
[°C]	[MPa]	[kg/m ³]	[m ³ /kg]	[kJ/kg]	[kJ/kg]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]
-150	0,00001	694,9	4325,6	-123,35	402,21	-0,6870	3,5807	1,959	1,019
-140	0,00003	684,8	867,05	-103,70	412,56	-0,5336	3,3437	1,971	1,052
-130	0,00012	674,7	224,32	-83,92	423,23	-0,3903	3,1525	1,985	1,085
-120	0,00041	664,5	71,058	-64,00	434,19	-0,2558	2,9971	2,001	1,118
-110	0,00116	654,4	26,489	-43,90	445,42	-0,1287	2,8705	2,02	1,151
-100	0,00289	644,1	11,273	-23,59	456,9	-0,0079	2,7671	2,042	1,187
-90	0,00642	633,8	5,3479	-3,04	468,57	0,1074	2,6825	2,067	1,224
-80	0,01301	623,3	2,7756	17,78	480,4	0,2181	2,6132	2,097	1,265
-70	0,02434	612,6	1,5523	38,92	492,35	0,3247	2,5567	2,13	1,31
-60	0,04261	601,7	0,92404	60,43	504,36	0,4279	2,5106	2,168	1,359
-50	0,07046	590,5	0,57965	82,36	516,37	0,5282	2,4731	2,211	1,414
-42,09	0,10132	581,4	0,41369	100,02	525,85	0,6058	2,4487	2,248	1,461
-40	0,11101	579	0,38001	104,74	528,34	0,626	2,4429	2,259	1,474
-38	0,12095	576,7	0,35087	109,28	530,73	0,6453	2,4376	2,269	1,487
-36	0,13155	574,3	0,32443	113,83	533,11	0,6645	2,4325	2,279	1,5
-34	0,14287	571,9	0,3004	118,41	535,48	0,6837	2,4277	2,29	1,514
-32	0,15492	569,6	0,27853	123,01	537,85	0,7028	2,423	2,301	1,527
-30	0,16774	567,1	0,25858	127,64	540,22	0,7218	2,4186	2,312	1,541
-28	0,18136	564,7	0,24036	132,28	542,58	0,7407	2,4143	2,323	1,555
-26	0,19581	562,3	0,22369	136,95	544,93	0,7596	2,4103	2,335	1,57
-24	0,21113	559,8	0,20843	141,65	547,28	0,7784	2,4064	2,346	1,584
-22	0,22734	557,4	0,19442	146,36	549,61	0,7971	2,4027	2,358	1,599
-20	0,24448	554,9	0,18156	151,11	551,94	0,8158	2,3992	2,371	1,615
-18	0,26258	552,3	0,16973	155,87	554,26	0,8344	2,3958	2,383	1,63
-16	0,28168	549,8	0,15883	160,67	556,58	0,853	2,3926	2,396	1,646
-14	0,30182	547,3	0,14877	165,49	558,88	0,8715	2,3895	2,409	1,663
-12	0,32302	544,7	0,13949	170,33	561,17	0,89	2,3866	2,422	1,679
-10	0,34532	542,1	0,1309	175,21	563,45	0,9084	2,3838	2,436	1,696
-8	0,36876	539,5	0,12296	180,11	565,72	0,9268	2,3812	2,45	1,714
-6	0,39337	536,8	0,11559	185,04	567,98	0,9452	2,3786	2,464	1,731
-4	0,41919	534,1	0,10875	189,99	570,22	0,9635	2,3762	2,479	1,749
-2	0,44625	531,4	0,1024	194,98	572,46	0,9818	2,3739	2,494	1,768
0	0,47459	528,7	0,0965	200	574,67	1	2,3717	2,509	1,787
2	0,50426	526	0,091	205,05	576,87	1,0182	2,3696	2,525	1,806
4	0,53527	523,2	0,08588	210,13	579,06	1,0364	2,3676	2,54	1,826
6	0,56768	520,4	0,0811	215,24	581,23	1,0545	2,3656	2,557	1,846
8	0,60152	517,5	0,07663	220,38	583,38	1,0727	2,3638	2,574	1,867
10	0,63683	514,7	0,07246	225,56	585,51	1,0908	2,362	2,591	1,889
12	0,67365	511,8	0,06855	230,77	587,62	1,1089	2,3603	2,609	1,911
14	0,71201	508,8	0,0649	236,02	589,71	1,1269	2,3587	2,627	1,934

16	0,75195	505,9	0,06147	241,3	591,78	1,145	2,3571	2,645	1,957
18	0,79352	502,9	0,05825	246,62	593,83	1,163	2,3556	2,665	1,981
20	0,83675	499,8	0,05523	251,98	595,85	1,1811	2,3541	2,684	2,006
22	0,88168	496,8	0,05239	257,37	597,85	1,1991	2,3527	2,705	2,032
24	0,92836	493,7	0,04971	262,8	599,81	1,2171	2,3513	2,726	2,059
26	0,97683	490,5	0,0472	268,28	601,75	1,2352	2,3499	2,748	2,086
28	1,0271	487,3	0,04482	273,79	603,66	1,2532	2,3486	2,77	2,115
30	1,0793	484,1	0,04259	279,35	605,53	1,2712	2,3472	2,794	2,145
32	1,1333	480,8	0,04047	284,95	607,37	1,2893	2,3459	2,818	2,176
34	1,1894	477,4	0,03848	290,59	609,17	1,3073	2,3445	2,843	2,209
36	1,2474	474	0,03659	296,29	610,93	1,3254	2,3432	2,87	2,243
38	1,3075	470,6	0,0348	302,03	612,65	1,3435	2,3418	2,898	2,279
40	1,3696	467,1	0,03311	307,82	614,33	1,3616	2,3404	2,927	2,317
42	1,4339	463,5	0,03151	313,66	615,96	1,3798	2,339	2,957	2,357
44	1,5004	459,9	0,02998	319,56	617,54	1,398	2,3375	2,99	2,399
46	1,5691	456,2	0,02854	325,51	619,06	1,4162	2,336	3,024	2,444
48	1,64	452,4	0,02716	331,52	620,52	1,4345	2,3344	3,06	2,492
50	1,7133	448,5	0,02586	337,59	621,92	1,4529	2,3327	3,099	2,543
55	1,9071	438,5	0,02285	353,07	625,12	1,499	2,3281	3,208	2,689
60	2,1166	427,8	0,02018	369,02	627,8	1,5458	2,3226	3,342	2,868
65	2,3427	416,3	0,01779	385,52	629,84	1,5934	2,3159	3,512	3,096
70	2,5864	403,7	0,01563	402,71	631,06	1,6421	2,3076	3,737	3,402
75	2,8489	389,7	0,01367	420,76	631,2	1,6924	2,2969	4,054	3,839
80	3,1315	373,6	0,01185	439,98	629,84	1,7451	2,2827	4,546	4,523
85	3,4357	354,3	0,01013	460,92	626,17	1,8016	2,263	5,435	5,771
90	3,764	329,1	0,00842	484,94	618,31	1,8656	2,2328	7,646	8,844
95	4,1203	285,3	0,00641	518,48	598,23	1,9541	2,1707	24,98	29,96
96,68	4,2471	218,5	0,00458	558,75	558,75	2,0618	2,0618	∞	∞

Tabela 5.11 – Propriedades de líquido e vapor saturado para o R600 (n-butano).

Tempe- ratura	Pressão	Massa volúmica Líquido	Volume específico Vapor	Entalpia Líquido	Entalpia Vapor	Entropia Líquido	Entropia Vapor	Calor específico Líquido	Calor específico Vapor
[°C]	[MPa]	[kg/m ³]	[m ³ /kg]	[kJ/kg]	[kJ/kg]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]
-100	0,00017	699,1	147,5	-12,63	450,3	0,0363	2,7099	2,01	1,232
-95	0,00028	694,4	89,976	-2,56	456,48	0,0936	2,6703	2,016	1,247
-90	0,00046	689,7	56,654	7,54	462,72	0,1495	2,6348	2,024	1,263
-85	0,00073	684,9	36,721	17,68	469,03	0,2042	2,6031	2,032	1,28
-80	0,00113	680,2	24,44	27,86	475,41	0,2576	2,5747	2,04	1,296
-75	0,0017	675,5	16,667	38,09	481,86	0,3098	2,5494	2,05	1,313
-70	0,00249	670,7	11,622	48,36	488,36	0,361	2,5269	2,06	1,331
-65	0,00359	666	8,2726	58,69	494,93	0,4113	2,507	2,071	1,349
-60	0,00506	661,2	6,0006	69,08	501,55	0,4606	2,4895	2,083	1,368
-55	0,007	656,4	4,4289	79,53	508,23	0,509	2,4742	2,096	1,387
-50	0,00954	651,5	3,3219	90,05	514,96	0,5567	2,4608	2,11	1,407
-45	0,01278	646,7	2,5288	100,64	521,74	0,6036	2,4493	2,125	1,428
-40	0,01689	641,8	1,9516	111,31	528,57	0,6498	2,4395	2,141	1,449
-35	0,02202	636,8	1,5254	122,06	535,44	0,6954	2,4312	2,157	1,472
-30	0,02834	631,8	1,2064	132,89	542,36	0,7404	2,4244	2,175	1,495
-25	0,03606	626,8	0,96449	143,82	549,31	0,7848	2,4188	2,193	1,519
-20	0,04539	621,7	0,77895	154,84	556,29	0,8287	2,4145	2,213	1,544
-15	0,05654	616,6	0,63502	165,97	563,31	0,8722	2,4114	2,233	1,57
-10	0,06977	611,4	0,5222	177,2	570,36	0,9152	2,4092	2,255	1,597
-5	0,08533	606,1	0,43291	188,54	577,43	0,9578	2,408	2,277	1,625
-0,56	0,10132	601,4	0,3688	198,71	583,73	0,9953	2,4077	2,298	1,65
0	0,10349	600,8	0,36159	200	584,52	1	2,4077	2,3	1,653
2	0,11155	598,6	0,33714	204,62	587,36	1,0168	2,4078	2,31	1,665
4	0,12008	596,4	0,31467	209,25	590,2	1,0335	2,4081	2,32	1,677
6	0,12912	594,3	0,29402	213,91	593,05	1,0502	2,4084	2,33	1,689
8	0,13867	592,1	0,275	218,59	595,9	1,0669	2,4089	2,34	1,702
10	0,14877	589,9	0,25746	223,29	598,75	1,0834	2,4095	2,35	1,714
12	0,15942	587,6	0,24128	228	601,6	1,1	2,4102	2,36	1,727
14	0,17065	585,4	0,22632	232,74	604,45	1,1165	2,411	2,371	1,74
16	0,18248	583,2	0,21249	237,51	607,3	1,1329	2,4118	2,382	1,753
18	0,19493	580,9	0,19967	242,29	610,15	1,1494	2,4128	2,393	1,766
20	0,20802	578,6	0,18779	247,1	613,01	1,1657	2,4139	2,404	1,779
22	0,22177	576,3	0,17676	251,93	615,86	1,1821	2,4151	2,415	1,793
24	0,2362	574	0,16652	256,78	618,71	1,1984	2,4164	2,427	1,807
26	0,25134	571,7	0,15698	261,65	621,56	1,2146	2,4177	2,438	1,821
28	0,26721	569,3	0,14811	266,55	624,41	1,2309	2,4192	2,45	1,835
30	0,28383	567	0,13984	271,47	627,26	1,2471	2,4207	2,462	1,849
32	0,30122	564,6	0,13213	276,42	630,11	1,2632	2,4223	2,475	1,864
34	0,3194	562,2	0,12493	281,39	632,95	1,2794	2,4239	2,487	1,879
36	0,3384	559,7	0,1182	286,39	635,79	1,2955	2,4256	2,5	1,894
38	0,35824	557,3	0,1119	291,42	638,63	1,3115	2,4274	2,513	1,909
40	0,37895	554,8	0,10601	296,47	641,46	1,3276	2,4293	2,526	1,925
42	0,40054	552,3	0,10048	301,54	644,29	1,3436	2,4312	2,539	1,94
44	0,42304	549,8	0,0953	306,64	647,11	1,3596	2,4332	2,553	1,957
46	0,44648	547,3	0,09044	311,77	649,93	1,3756	2,4352	2,566	1,973
48	0,47088	544,7	0,08588	316,93	652,74	1,3916	2,4373	2,58	1,99
50	0,49626	542,2	0,08158	322,12	655,55	1,4076	2,4394	2,595	2,007
55	0,56417	535,6	0,07192	335,2	662,53	1,4474	2,4448	2,632	2,051

60	0,63877	528,9	0,06359	348,48	669,45	1,4871	2,4505	2,671	2,097
65	0,72046	522	0,05637	361,95	676,31	1,5267	2,4564	2,712	2,146
70	0,80963	514,9	0,05008	375,62	683,08	1,5664	2,4624	2,755	2,198
75	0,90672	507,5	0,04459	389,5	689,76	1,606	2,4684	2,801	2,254
80	1,0121	500	0,03976	403,61	696,32	1,6456	2,4745	2,851	2,315
85	1,1264	492,1	0,03551	417,95	702,74	1,6853	2,4805	2,905	2,381
90	1,2498	484	0,03175	432,55	709	1,7251	2,4863	2,965	2,455
95	1,383	475,5	0,02841	447,42	715,06	1,765	2,492	3,03	2,537
100	1,5263	466,7	0,02542	462,59	720,89	1,8051	2,4973	3,105	2,63
105	1,6805	457,3	0,02275	478,1	726,44	1,8455	2,5022	3,191	2,739
110	1,8459	447,5	0,02034	493,97	731,65	1,8862	2,5066	3,292	2,868
115	2,0232	436,9	0,01817	510,28	736,44	1,9275	2,5101	3,414	3,025
120	2,2131	425,5	0,01618	527,08	740,7	1,9693	2,5127	3,567	3,225
125	2,4163	413,1	0,01437	544,48	744,29	2,0121	2,5139	3,768	3,489
130	2,6335	399,2	0,01268	562,64	746,98	2,0561	2,5133	4,046	3,863
135	2,8659	383,4	0,0111	581,81	748,41	2,1019	2,5101	4,468	4,441
140	3,1145	364,5	0,00959	602,44	747,92	2,1505	2,5026	5,211	5,476
145	3,3812	340,1	0,00806	625,6	743,96	2,2044	2,4875	6,969	7,942
150	3,6692	299,8	0,00625	655,98	730,18	2,2745	2,4498	18,03	22,69
151,98	3,796	227,8	0,00439	694,91	694,91	2,3651	2,3651	∞	∞

Tabela 5.12 – Propriedades de líquido e vapor saturado para o R600a (isobutano).

Tempe- ratura	Pressão	Massa volúmica Líquido	Volume específico Vapor	Entalpia Líquido	Entalpia Vapor	Entropia Líquido	Entropia Vapor	Calor específico Líquido	Calor específico Vapor
[°C]	[MPa]	[kg/m ³]	[m ³ /kg]	[kJ/kg]	[kJ/kg]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]	[kJ/(kg K)]
-100	0,00037	684,2	66,742	-6,95	429,13	0,0648	2,5834	1,879	1,131
-95	0,00061	679,5	41,955	2,49	434,8	0,1186	2,5452	1,895	1,151
-90	0,00096	674,7	27,173	12	440,56	0,1712	2,5111	1,911	1,171
-85	0,00149	669,8	18,086	21,6	446,4	0,2229	2,4807	1,927	1,192
-80	0,00223	665	12,341	31,28	452,32	0,2737	2,4535	1,944	1,213
-75	0,00328	660,1	8,6164	41,04	458,32	0,3236	2,4294	1,962	1,234
-70	0,00471	655,1	6,1431	50,9	464,39	0,3727	2,4081	1,98	1,256
-65	0,00663	650,2	4,465	60,85	470,54	0,4211	2,3893	1,998	1,278
-60	0,00916	645,2	3,3033	70,89	476,75	0,4687	2,3728	2,017	1,3
-55	0,01245	640,1	2,484	81,03	483,02	0,5157	2,3585	2,037	1,324
-50	0,01664	635	1,8963	91,27	489,36	0,5621	2,346	2,057	1,347
-45	0,02193	629,8	1,4678	101,61	495,75	0,6079	2,3354	2,078	1,372
-40	0,02849	624,6	1,1508	112,06	502,19	0,6532	2,3264	2,1	1,397
-35	0,03656	619,4	0,91298	122,63	508,68	0,6979	2,319	2,122	1,424
-30	0,04636	614	0,73228	133,31	515,21	0,7422	2,3129	2,145	1,451
-25	0,05814	608,6	0,59331	144,1	521,78	0,7861	2,3081	2,169	1,479
-20	0,07217	603,2	0,48524	155,02	528,38	0,8296	2,3044	2,194	1,508
-15	0,08874	597,6	0,40031	166,07	535,01	0,8727	2,3019	2,219	1,538
-11,67	0,10133	593,9	0,35372	173,5	539,44	0,9012	2,3007	2,236	1,558
-10	0,10813	592	0,3329	177,24	541,67	0,9154	2,3003	2,245	1,569
-5	0,13065	586,3	0,27891	188,55	548,34	0,9579	2,2996	2,272	1,601
0	0,15664	580,5	0,23529	200	555,03	1	2,2998	2,299	1,634
2	0,16808	578,1	0,22021	204,62	557,71	1,0168	2,3001	2,31	1,648
4	0,18014	575,7	0,20631	209,26	560,4	1,0335	2,3005	2,322	1,661
6	0,19286	573,4	0,19346	213,92	563,08	1,0502	2,301	2,333	1,675
8	0,20624	571	0,18159	218,61	565,76	1,0668	2,3016	2,345	1,69
10	0,22033	568,6	0,17059	223,32	568,44	1,0835	2,3023	2,357	1,704
12	0,23513	566,1	0,16041	228,06	571,13	1,1	2,3031	2,369	1,719
14	0,25067	563,7	0,15095	232,82	573,81	1,1166	2,3041	2,381	1,733
16	0,26698	561,2	0,14218	237,6	576,49	1,1331	2,3051	2,393	1,748
18	0,28407	558,7	0,13401	242,41	579,17	1,1495	2,3062	2,405	1,764
20	0,30198	556,2	0,12642	247,25	581,85	1,166	2,3074	2,418	1,779
22	0,32072	553,7	0,11934	252,1	584,53	1,1824	2,3087	2,431	1,795
24	0,34032	551,1	0,11274	256,99	587,2	1,1988	2,31	2,444	1,811
26	0,3608	548,6	0,10657	261,9	589,87	1,2151	2,3114	2,457	1,827
28	0,38219	546	0,10082	266,84	592,54	1,2314	2,3129	2,47	1,844
30	0,40451	543,4	0,09543	271,8	595,2	1,2477	2,3145	2,483	1,86
32	0,42779	540,8	0,09039	276,79	597,86	1,264	2,3161	2,497	1,877
34	0,45205	538,1	0,08567	281,81	600,51	1,2802	2,3178	2,511	1,895
36	0,47732	535,4	0,08124	286,86	603,15	1,2964	2,3196	2,525	1,913
38	0,50362	532,7	0,07708	291,93	605,79	1,3126	2,3214	2,539	1,931
40	0,53099	530	0,07317	297,03	608,43	1,3288	2,3232	2,553	1,949
42	0,55943	527,2	0,0695	302,16	611,05	1,345	2,3251	2,568	1,968
44	0,58899	524,5	0,06604	307,32	613,66	1,3611	2,327	2,583	1,987
46	0,61968	521,7	0,06279	312,51	616,27	1,3773	2,329	2,598	2,007
48	0,65154	518,8	0,05972	317,73	618,86	1,3934	2,331	2,614	2,027
50	0,68459	516	0,05683	322,98	621,45	1,4095	2,3331	2,63	2,048
55	0,7726	508,7	0,05028	336,23	627,85	1,4496	2,3383	2,671	2,102

60	0,86866	501,2	0,04459	349,69	634,15	1,4898	2,3436	2,714	2,16
65	0,97322	493,5	0,03961	363,36	640,35	1,5298	2,349	2,761	2,224
70	1,0867	485,6	0,03525	377,25	646,4	1,5699	2,3543	2,812	2,293
75	1,2097	477,4	0,0314	391,38	652,29	1,6101	2,3595	2,869	2,37
80	1,3427	468,8	0,02799	405,77	657,97	1,6503	2,3645	2,932	2,456
85	1,4862	459,9	0,02495	420,45	663,41	1,6907	2,3691	3,005	2,556
90	1,6407	450,5	0,02224	435,46	668,56	1,7314	2,3733	3,091	2,673
95	1,807	440,5	0,0198	450,84	673,33	1,7724	2,3768	3,194	2,814
100	1,9857	429,8	0,0176	466,66	677,66	1,814	2,3795	3,325	2,99
105	2,1775	418,1	0,0156	483,02	681,4	1,8564	2,381	3,495	3,219
110	2,3832	405,1	0,01376	500,05	684,39	1,8998	2,3809	3,729	3,532
115	2,6038	390,2	0,01206	517,96	686,36	1,9448	2,3786	4,075	3,993
120	2,8402	372,7	0,01047	537,11	686,86	1,9922	2,3731	4,643	4,754
125	3,0936	350,7	0,00892	558,15	685,03	2,0436	2,3623	5,767	6,274
130	3,3658	319,9	0,00732	582,88	678,46	2,1033	2,3404	9,32	10,96
134,67	3,64	224,4	0,00446	636,38	636,38	2,2327	2,2327	∞	∞

6 - INSTALAÇÕES A VAPOR.

6.1 - A água, substância anormal a 1 atm.

A água é uma das substâncias puras com maior aplicação a nível industrial dado o seu custo e relativa facilidade de manuseamento. Para melhor se compreender a sua utilidade prática será conveniente rever-se a expressão gráfica $p-v-T$ da água, a qual é obtida por medição directa dado que estas três propriedades termodinâmicas são facilmente mensuráveis.

Por isso considere-se 1 kg de gelo puro contido num cilindro com êmbolo de modo que a sua pressão absoluta seja de $1 \text{ atm} = 760 \text{ mmHg} = 1,013 \times 10^5 \text{ Pa}$ e que a sua temperatura seja inferior a $0 \text{ }^\circ\text{C}$.

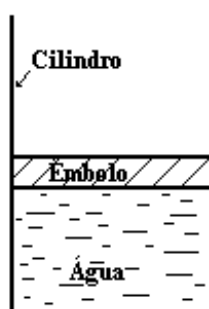


Figura 6.1- Sistema termodinâmico.

Procede-se ao aquecimento do cilindro tendo o cuidado de se manter a pressão constante no seu interior. Para tal o êmbolo desloca-se livremente. A evolução sofrida pela água contida no interior do cilindro regista-se num diagrama $T-v$, tal como o da Figura 6.1. Nesta figura o ponto figurativo do estado inicial da água (água na fase sólida, ou gelo, a 1 atm e temperatura inferior a $0 \text{ }^\circ\text{C}$) é o ponto A . Devido ao aquecimento do cilindro a temperatura da água na fase sólida (gelo) contida no interior deste sobe isobaricamente ($p = \text{constante}$), havendo em simultâneo um ligeiro aumento do seu volume específico até que se atingem as condições representadas pelo ponto B , 1 atm e $0 \text{ }^\circ\text{C}$ ($273,15 \text{ K}$). Um aquecimento posterior a se ter atingido este ponto B leva ao aparecimento de uma nova fase da água, a fase líquida. O ponto B , imediatamente antes do aparecimento da água, designa-se por estado de sólido saturado. A temperatura de $0 \text{ }^\circ\text{C}$ (ou $273,15 \text{ K}$) é a temperatura de fusão da água à pressão de 1 atmosfera.

A fusão, representada pelo segmento de recta \overline{BC} , decorre a temperatura constante (e também a pressão constante pois não se deve esquecer que a evolução da água dentro do cilindro com êmbolo é isobárica) e é acompanhada por uma redução do volume específico da água. Nos estados termodinâmicos representados pelos pontos do segmento de recta \overline{BC} há coexistência das fases sólida e líquida em equilíbrio aumentando a quantidade de líquido e reduzindo-se a de sólido à medida

que se caminha de B para C . O calor necessário para se promover esta mudança de fase sólido líquido chama-se calor latente de fusão. O adjectivo latente realça precisamente a isothermicidade de processo.

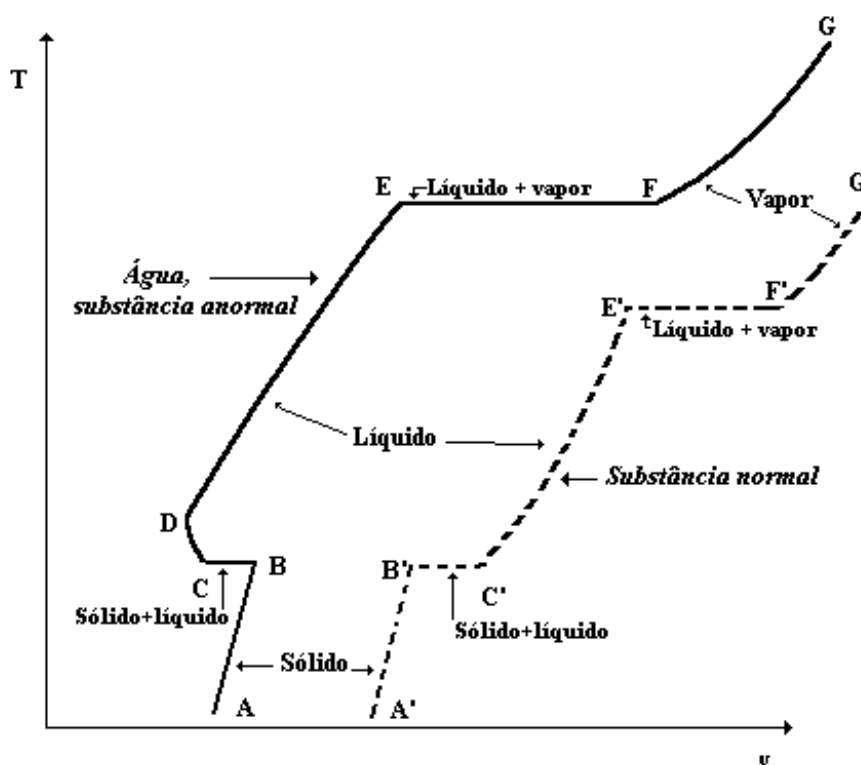


Figura 6.2 - Isobáricas da água.

O ponto C representa o estado termodinâmico da água em que já só existe a fase líquida. Se houvesse agora uma retirada de calor à água contida dentro do cilindro, isto é, um arrefecimento isobárico, surgiria imediatamente a fase sólida tendo assim lugar o processo de solidificação da água líquida.

Um aquecimento da água posterior a este estado C resultará novamente num incremento da temperatura da água havendo porém uma redução no seu volume específico até que se atingem os $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($277,15\text{ K}$), ponto D , onde o volume específico da água (para a pressão de 1 atmosfera) é mínimo e por conseguinte, o seu inverso, a massa volúmica (ou a densidade) é máxima. Seguidamente, com a continuação do aquecimento, verifica-se a expansão do líquido até que se atinge a temperatura de $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($373,15\text{ K}$), ponto E . No estado termodinâmico representado por este ponto E , qualquer aquecimento posterior provoca o aparecimento de uma nova fase da água, a fase gasosa, por outras palavras, vapor de água. Agora, a continuidade do aquecimento dará azo à formação isotérmica de uma quantidade cada vez maior de vapor de água, em detrimento do líquido. O ponto E é designado por ponto ou estado de líquido saturado e a mudança de fase líquido vapor dá-se com grande incremento do volume específico da água. O segmento de recta \overline{EF} representa a sucessão de estados de

equilíbrio líquido vapor associados a esta mudança de fase. Como se vê da figura o processo é simultaneamente isobárico e isotérmico. O ponto final deste processo de mudança de fase, o ponto E , designa-se por ponto ou estado de vapor saturado (há autores que empregam a designação de ponto ou estado de vapor saturado seco). O calor que deve ser fornecido à água para promover esta mudança de fase designa-se por calor latente de vaporização. Os estados termodinâmicos que compõem o segmento de recta \overline{EF} , à excepção dos extremos, E -líquido saturado e F - vapor saturado, são na verdade misturas em diferentes proporções de líquido e vapor saturado. Ou seja, representam estados inexistentes na verdadeira acepção da palavra e constituem efectivamente uma representação simbólica dessas misturas. No entanto, do ponto de vista prático esta aproximação é muito útil pela representação gráfica que proporciona. Estes pontos, misturas em diversas proporções do líquido e do vapor saturado, são habitualmente designados por pontos ou estados de vapor húmido. De notar que no texto se confundem propositadamente os conceitos de estado termodinâmico e de ponto figurativo desse estado termodinâmico, já que ambos estão intimamente ligados e a descrição dos fenómenos em jogo se torna assim mais expedita. No ponto F um arrefecimento do sistema provocará um retrocedimento do processo, isto é a formação de água líquida desenvolvendo-se então um processo de condensação da água que terminaria quando se tivesse atingido o ponto E .

A continuação do aquecimento para além do ponto F provocará mais uma vez o aumento da temperatura da água, agora na fase de vapor, processo \overline{FG} .

Realce-se mais uma vez que o aquecimento da água ao longo de toda a trajectória que se desenrolou de A a G , produziu uma evolução de quase, ou quase estática e isobárica pois todos os estados termodinâmicos representados pelos pontos desta linha \overline{AG} estavam à pressão de 1 atmosfera. A linha $\overline{ABCDEFG}$ constitui assim, no diagrama T - v da Figura 6.2 uma isobárica. Por outro lado, as mudanças de fase \overline{BC} e \overline{EF} são simultaneamente isotérmicas e isobáricas, isto é, o calor fornecido durante estas evoluções não produz elevações de temperatura chamando-se por isso calor latente (de fusão ou de evaporação consoante o caso). Além disso sabe-se que durante as mudanças de fase não há independência entre a temperatura e a pressão. Por contraste com a designação de calor latente, o calor fornecido à água durante os restantes processos \overline{AB} , \overline{CE} , \overline{FG} , em que não existe mudança de fase, provoca o aumento de temperatura da água sendo por isso designado por calor sensível. Os pontos situados na linha \overline{FG} , que representam estados termodinâmicos em que a água está na fase de vapor mas a uma temperatura acima dos 100 °C (373,15 K), denominam-se pontos ou estados de vapor sobreaquecido.

A água é uma substância anormal quando comparada com outras substâncias pois contrai-se ao fundir e contrai-se ainda durante a parte inicial do aquecimento em fase líquida, até que se atinge o ponto de volume específico mínimo (densidade máxima), ponto D . A curva a traço interrompido da Figura 6.2 representa a evolução de uma substância normal, também para a mesma pressão de 1 atmosfera. Dessa linha

verifica-se que existe sempre aumento de volume específico da substância com o aumento da temperatura e que a substância se expande durante a fusão, ao contrário do que acontecia com a água.

As duas linhas isobáricas representadas na Figura 6.2 não respeitam as verdadeiras proporções das expansões e contracções. O aumento de volume da água durante a vaporização é muito superior à contracção (no caso da água) ou expansão (no caso de uma substância normal) durante a fusão. Um outro aspecto a considerar diz respeito ao sentido das evoluções termodinâmicas descritas. Podia ter-se começado no ponto G , num estado de vapor sobreaquecido, e retirado calor à água contida dentro do cilindro, igualmente numa evolução isobárica a 1 atmosfera. O processo seguido pela água seria precisamente o inverso do descrito anteriormente, havendo coincidência dos estados da nova trajectória com os da trajectória inicialmente descrita. As mudanças de estado em jogo seriam agora a condensação, passagem de vapor a líquido, e a congelação ou solidificação, passagem de líquido a sólido. As quantidades de calor em jogo seriam em valor absoluto as idênticas às anteriormente envolvidas, alterando-se apenas o sentido das transferências térmicas.

6.2 - Comportamento da água a diversas pressões.

Analise-se agora o que acontece à água quando a mesma sequência de acontecimentos tem lugar a pressões diferentes da anteriormente considerada. Se a pressão for menor vê-se da Figura 6.3 que há um pequeno aumento da temperatura de fusão (a isobárica foi traçada com uma linha mais fina para se detectar melhor) e uma grande diminuição da temperatura de vaporização. Quando a pressão é reduzida para o valor de $0,006112 \text{ bar} = 611,2 \text{ Pa}$ (isobárica $\overline{abcdefg}$), as temperaturas de fusão e vaporização coincidem e as mudanças de fase sólido líquido vapor são representadas pela linha horizontal \overline{bcdef} . Os pontos desta linha representam a mistura das três fases sendo que cada ponto representa proporções diferentes de cada uma destas fases. A temperatura à qual ocorre este fenómeno é de $0,01 \text{ }^\circ\text{C} = 273,16 \text{ K}$. Só a esta temperatura e pressão podem coexistir em equilíbrio as três fases da água e esta linha \overline{bcdef} é designada por linha do ponto triplo da água.

Para uma pressão inferior a $0,006112 \text{ bar}$ o gelo em vez de fundir, sublima, isto é, passa directamente da fase sólida para a fase gasosa (isobárica $\overline{a'b'f'g'}$). Se invertermos o processo a água evoluirá de g' até a' , sendo que a mudança de fase ($\overline{f'b'}$) vapor sólido, também se designa por sublimação. Trata-se do único caso em que se aplica uma única designação para a mudança de fase qualquer que seja o sentido dessa mudança.

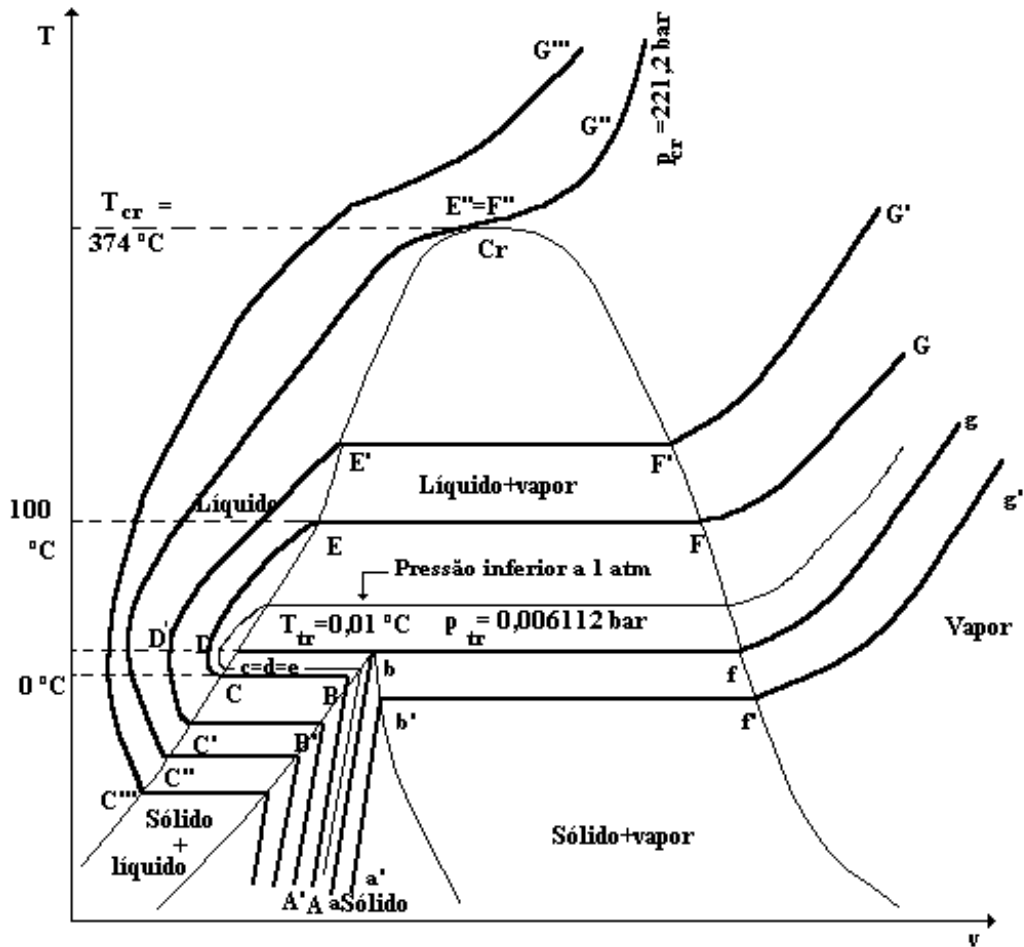


Figura 6.3 - Diagrama T - v para a água.

Analisando agora o comportamento da água a pressões acima da atmosférica vemos, por exemplo da linha $\overline{A'B'C'D'E'F'G'}$, que a temperatura de fusão diminui com o aumento da pressão ao passo que a temperatura de vaporização aumenta. Não existem variações significativas na dimensão do patamar de mudança de fase sólido líquido mas há uma redução evidente na expansão da água associada à mudança de fase líquido vapor e que é acompanhada de igual redução do calor latente de vaporização. Aumentando-se ainda mais a pressão a que evolui a água, a redução do patamar da vaporização acentua-se até que se atinge uma pressão bastante elevada de 221,2 bar em que a mudança de fase líquido vapor deixa de ser detectada, constatando-se apenas um ponto de inflexão na isobárica $\overline{C''G''}$. Visualmente não se consegue também detectar qualquer mudança de fase dado que os índices de difracção da luz deixam de variar não sendo possível definir-se uma superfície de separação entre o líquido e o vapor. A partir deste ponto o calor latente de vaporização deixa de ter significado. Este ponto de inflexão caracterizado pela pressão de 221,2 bar e temperatura de $374,15\text{ °C} = 647,30\text{ K}$ é o ponto crítico da água. Para pressões acima dos 221,2 bar não há distinção entre fase líquida e fase gasosa e diz-se que a água está a uma pressão super-crítica.

6.3 - Substâncias normais. Seu comportamento a diversas pressões.

A Figura 6.4 mostra o comportamento de uma substância normal que se expande durante a fusão e que apresenta um aumento de temperatura de fusão com o aumento da pressão.

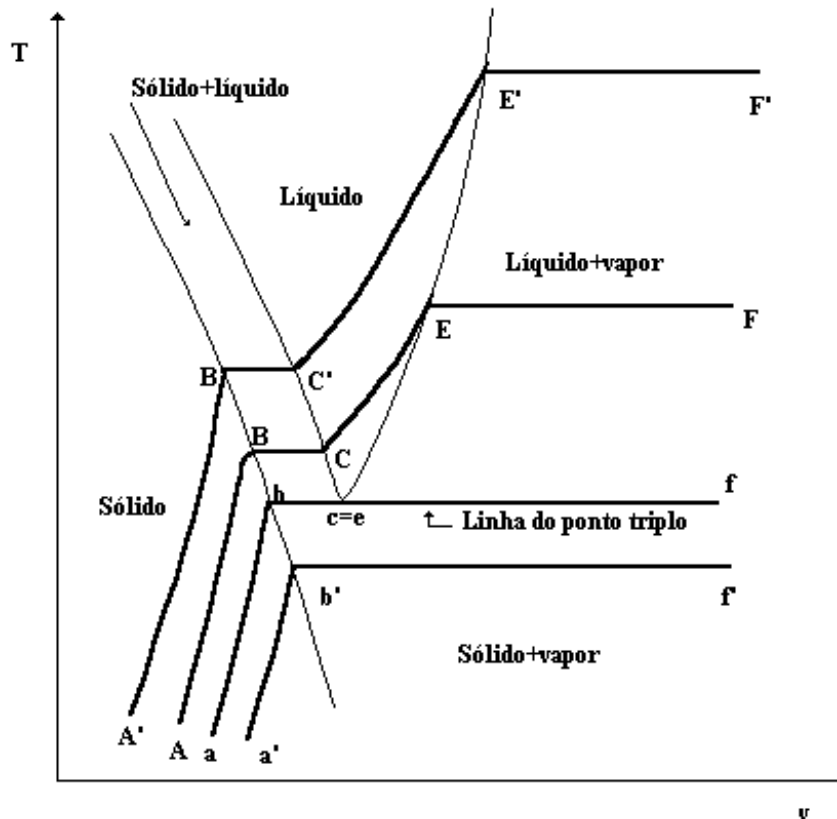


Figura 6.4 - Diagrama T - v para uma substância normal.

Verifica-se também uma contínua expansão do líquido com o aumento da temperatura. O restante do diagrama é idêntico ao da água pelo que aqui só se apresenta a região em que existem diferenças de comportamento.

De qualquer modo este texto é sobre o vapor de água pelo que a referência a outros fluidos, que não a água, fica por aqui.

6.4 - Constituição de uma instalação a vapor.

De um modo muito simplista uma instalação a vapor é constituída pelas seguintes partes principais:

- Caldeira ou gerador de vapor e respetivos equipamentos da casa da caldeira;
- A tubulação de distribuição do vapor aos utilizadores;
- Purgadores eliminadores de ar, válvulas de segurança, bombas de condensado, filtros, válvulas e sistemas de expansão;

- Instalações de redução de pressão;
- Tubagem de recolha e transporte do condensado de retorno ao tanque de condensados situado em anexo ou na sala da caldeira;
- Elementos de aquecimento tais como permutadores, serpentinas, camisas e sistemas de vapor direto.

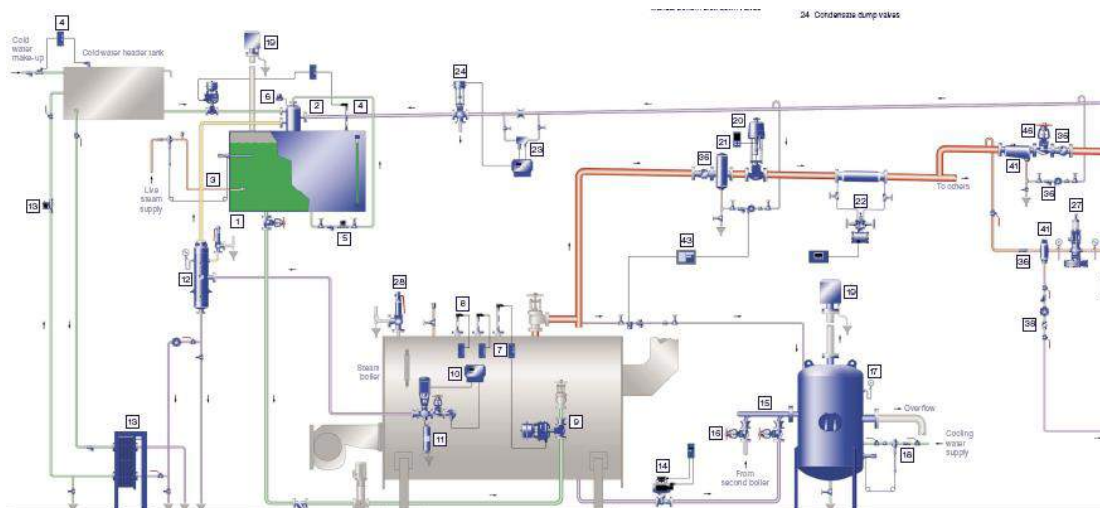


Figura 6.5 – Instalação a vapor

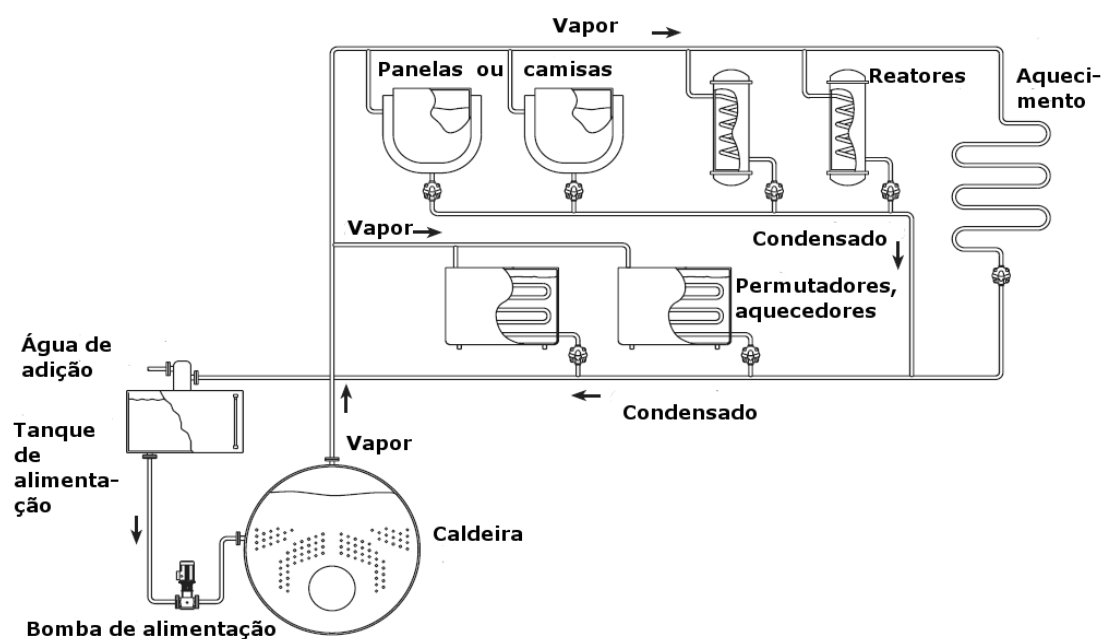


Figura 6.6 – Representação esquemática de uma instalação a vapor.

6.5 - A caldeira ou gerador de vapor.

É talvez o equipamento mais importante de uma instalação a vapor. Recebe água na fase líquida e aquece-a até que esta passa à fase de vapor. Existem diversos tipos de

caldeiras ou geradores de vapor, consoante o tipo de combustível utilizado e sua técnica de queima e ainda consoante o escoamento dos gases de combustão se processa pelo interior ou pelo exterior do feixe tubular.

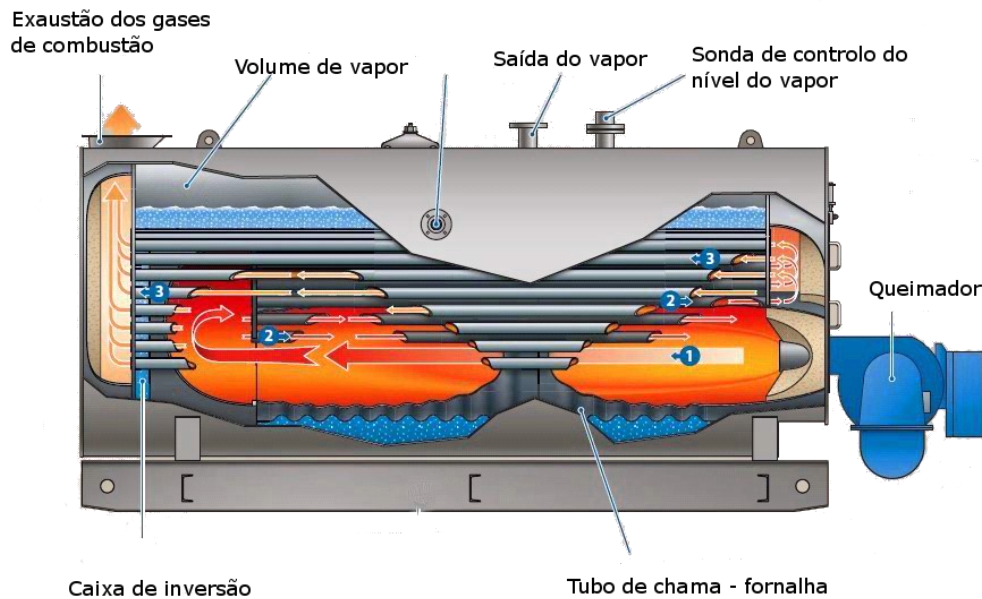


Figura 6.7 – Caldeira pirotubular.

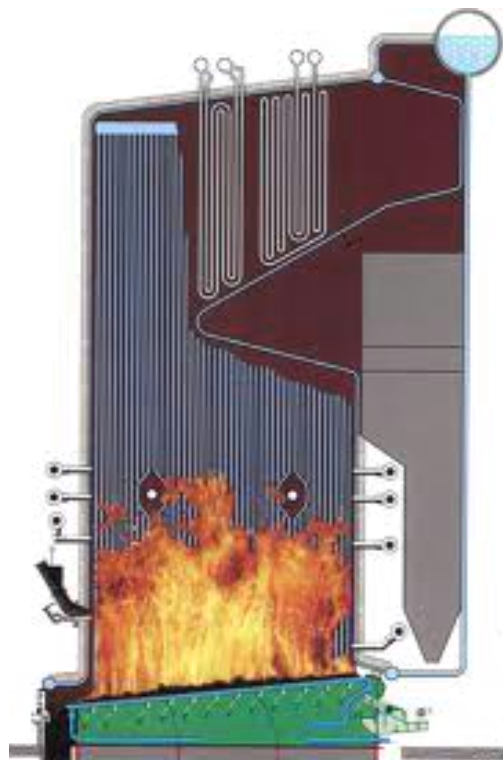


Figura 6.8 - Caldeira aquotubular.

Quando os gases de combustão escoam pelo interior dos tubos de transferência de calor a caldeira diz-se de tubos de fumo ou pirotubular, ao passo que passando aos

gases de escoamento pelo exterior do feixe tubular e conseqüentemente a água a aquecer pelo interior dos tubos, a caldeira diz-se de tubos de água ou aquotubular. O primeiro tipo de caldeiras é de construção mais econômica para pequenas potências sendo por isso a configuração dominante nas pequenas caldeiras. À medida que a potência térmica envolvida aumenta, os custos desta disposição construtiva aumentam, assim como os seus riscos operacionais, sendo por isso preterida em favor da caldeira aquotubular.

6.6 - A tubagem de vapor.

A tubagem de vapor consta em primeiro lugar de uma linha de vapor que conduz o vapor acabado de produzir da, ou das caldeiras que constituem a instalação geradora de vapor, a um coletor principal de ida, situado na sala das caldeiras. Este coletor é um tubo ou uma virola cilíndrica com dimensões adequadas aos caudais em jogo levando em consideração as linhas de entrada de vapor, provenientes de cada uma das caldeiras que existem na instalação e as linhas de saída do vapor para os principais consumidores. Cada uma das tubuladuras desse coletor, sejam de entrada ou de saída, estão equipadas com válvulas de globo que possibilitam o corte dessas linhas.

O coletor principal de ida está equipado com um sistema de purga assim como de manómetro e de um sistema de medida da temperatura do vapor.

As linhas de distribuição principais levam o vapor deste coletor geral de ida até às respectivas zonas da instalação fabril, tendo por término geralmente um coletor setorial, de menores dimensões do que o coletor geral de ida. Desse coletor setorial saem agora os ramais de vapor que irão servir os diversos consumidores dessa zona da instalação fabril. Os coletores setoriais também estão equipados de sistemas de purga, termómetro e manómetro.

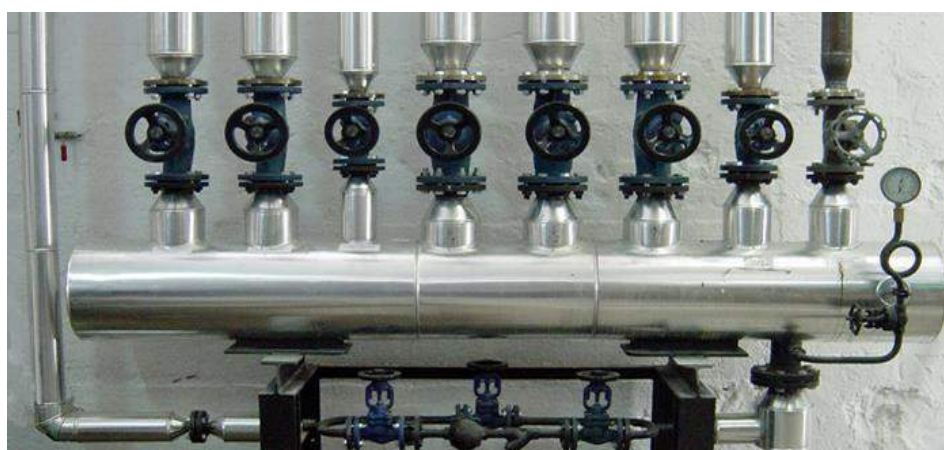


Figura 6.9 – Exemplo de um coletor de vapor onde não houve o cuidado de isolar termicamente as válvulas.

Em instalações de pequena dimensão não existem coletores setoriais e então as linhas principais apresentam ramificações que servem os diversos utilizadores.

Tendo as linhas de vapor de grande comprimento, é necessário retirar-lhes a água que condensou durante o transporte do vapor, sendo por isso necessário colocar a distâncias previamente definidas, e que são função das dimensões e caudais de vapor transportados nessas linhas, potes de purga equipados com sistema de purga

Para o dimensionamento das linhas a vapor adotam-se alguns critérios muito simples, fruto da experiência e que recomendam as seguintes velocidades para o vapor de água:

- Para linhas principais, a velocidade do vapor deverá andar entre os 15 e os 30 m/s;
- Em instalações de grandes dimensões pode chegar-se aos 40 m/s;
- Para o escoamento de vapor sobreaquecido usam-se velocidades até os 60 m/s;
- Para as linhas secundárias, a velocidade do vapor deverá andar entre 10 e 15 m/s.

Com estes valores recomendados para a velocidade, pretendem-se evitar perdas de carga e erosões excessivas das tubagens; no dimensionamento das linhas de vapor secundárias em que existem poucos acessórios ou equipamentos, utilizam-se as velocidades de referência acima indicadas. Conhecido o consumo de vapor dos consumidores servidos por uma dada linha, assim como a densidade desse vapor (função da respetiva pressão ou temperatura) e tendo em atenção as velocidades recomendadas, facilmente se calcula o diâmetro da tubagem, que será depois comparado com os diâmetros normalizados disponíveis.

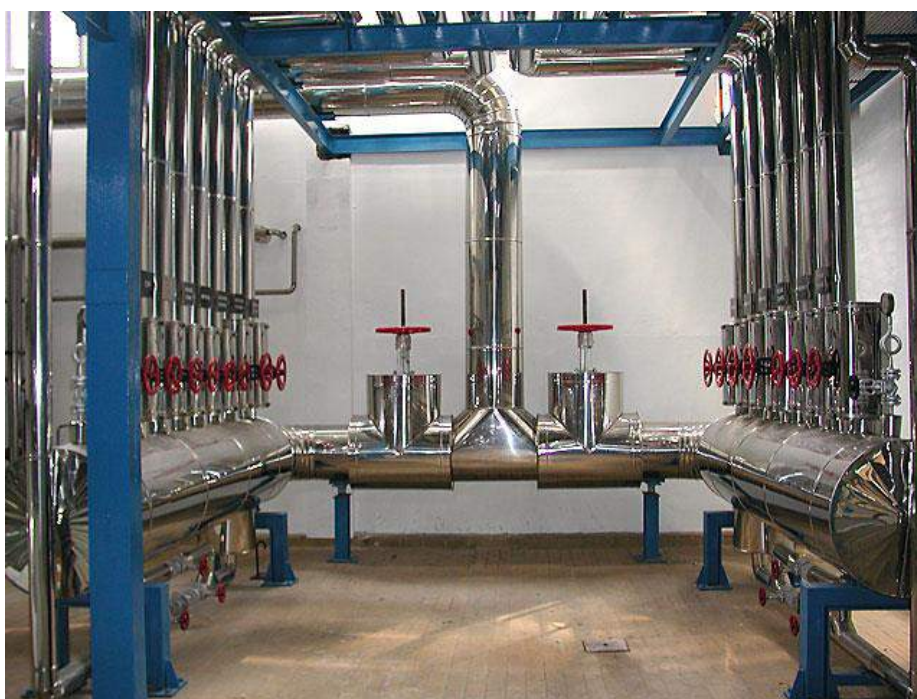


Figura 6.10 – Conjunto de coletores de vapor com as válvulas termicamente isoladas.

Nas linhas principais, ou nas linhas secundárias e ramais que possuem um grande número de acessórios e em que o dimensionamento se torna um procedimento de maior responsabilidade, será conveniente proceder-se ao cálculo das perdas de carga

em jogo usando as fórmulas clássicas da Mecânica dos Fluidos, a equação de Darcy-Weisbach para escoamentos incompressíveis pode aqui ser aplicada com alguma segurança pois às velocidades encontradas nas linhas de vapor os efeitos de compressibilidade são negligenciáveis. Para o coeficiente de atrito recorre-se à fórmula de Colebrook ou fórmula de Churchill por exemplo. Também se podem usar fórmulas semi-empíricas desenvolvidas por fabricantes e projectistas de equipamentos para instalações a vapor; verifica-se assim se a perda de carga obtida para o caudal que se pretende transportar num dado diâmetro de tubagem é ou não aceitável. O processo repete-se até se chegar a uma solução conveniente, tendo-se sempre em atenção as velocidades limites atrás indicadas.

Com a exceção de linhas muito curtas adota-se uma perda de carga de referência de 0,3 bar/100 m lineares. No entanto poderão existir casos pontuais mais restritivos que terão então de serem levados em devida conta.

No caso de se recorrer à escolha de uma velocidade dentro das gamas acima recomendadas a seguinte fórmula, que não é dimensionalmente correcta, pode ser utilizada

$$\dot{m}_{vap} = \frac{0,002827 D^2 U}{v} \quad (6.1)$$

onde, \dot{m}_{vap} = caudal de vapor [kg/h], D = diâmetro interno do tubo [mm], U = velocidade média do vapor [m/s] e v = volume específico mássico do vapor [m³/kg].

Para situações normais onde as exigências de cálculo não são elevadas a Tabela 6.1 permite um dimensionamento adequado das linhas de vapor.

6.7 - Sistemas de purga.

O vapor ao transferir o seu calor condensa, como se viu durante o estudo das mudanças de fase da água, deixando de ter uma grande capacidade de transportar e transferir calor por unidade de massa. Haverá pois que retirar rapidamente a água líquida formada da condensação do vapor das zonas de transferência de calor, assim como das tubagens no interior das quais existe vapor em escoamento. No primeiro caso, porque, como já se disse, existirá uma inibição da transferência térmica o que será nocivo para o desempenho do sistema e no segundo caso, porque as gotas de líquido formadas por condensação do vapor, deslocar-se-ão a grande velocidade arrastadas pelo vapor de água que as envolve, dando a origem a fenómenos de erosão e choques no interior das tubagens. A remoção do condensado formado nas diversas condições de operação faz-se por intermédio de separadores e purgadores de vapor. Com os primeiros separa-se o líquido do vapor e com os segundos retira-se esse líquido das tubagens ou zonas de transferência de calor, de modo a que só exista vapor a escoar ou a transferir calor. Para facilitar o processo de remoção do líquido

condensado há alguns procedimentos práticos que simplificam o processo operativo, nomeadamente:

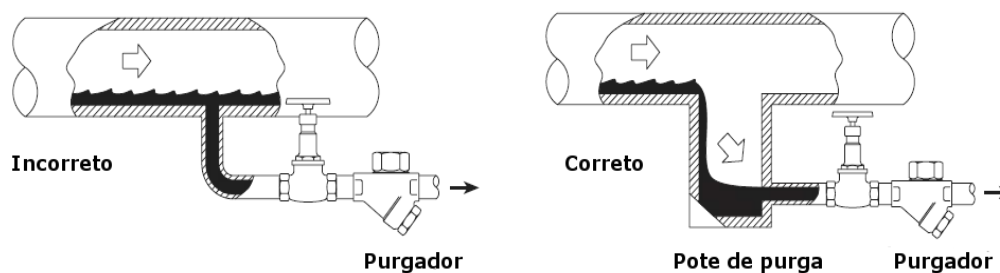


Figura 6.11 – Colocação correta do purgador numa linha de vapor.

- As linhas de vapor deverão possuir uma inclinação no sentido do escoamento de pelo menos 0,5 %. Com esta inclinação o condensado que se acumula junto à geratriz inferior da tubagem tende a escorrer acompanhando o escoamento do vapor. Adiante apresenta-se uma tabela com inclinações recomendadas em função do tamanho nominal da tubagem e do caudal de água a transportar;

- Devem-se colocar em linhas de vapor de grandes comprimentos dispositivos destinados à coleta do líquido, espaçados de 30 a 50 m. Estes dispositivos, designados por potes de purga ou pontos de drenagem, constam de recipientes cilíndricos verticais equipados com deflectores ou sistemas de inversão do escoamento, fazem uso do comportamento altamente inercial das gotas de líquido comparativamente ao vapor; através da criação de mudanças bruscas de direção que permitem a separação das gotas por impacto e posterior acumulação na parte inferior dos potes. O líquido assim recolhido é enviado a um purgador situado na extremidade inferior do pote de purga. Em princípio para tubagens de diâmetro inferior a 4 “ colocam-se purgadores de 50 em 50 m. Para diâmetros da linha de vapor iguais ou superiores a 4 “ os purgadores devem ser colocados de 30 em 30 m;

- A colocação dos potes de purga também se deve verificar nos pontos baixos da instalação a vapor;

- Em troços verticais e na sua parte inferior, independentemente do sentido do escoamento do vapor, devem também ser instalados potes de purga;

- Em troços verticais ascendentes de linhas principais, deve-se aumentar o diâmetro da tubagem por forma a se reduzir a velocidade do vapor, e deste modo o condensado escoará por gravidade contra o escoamento do vapor;

- Nas extremidades das linhas horizontais devem ser igualmente instalados potes de purga e neste caso os potes de purga devem vir igualmente equipados com sistemas de purga de ar.

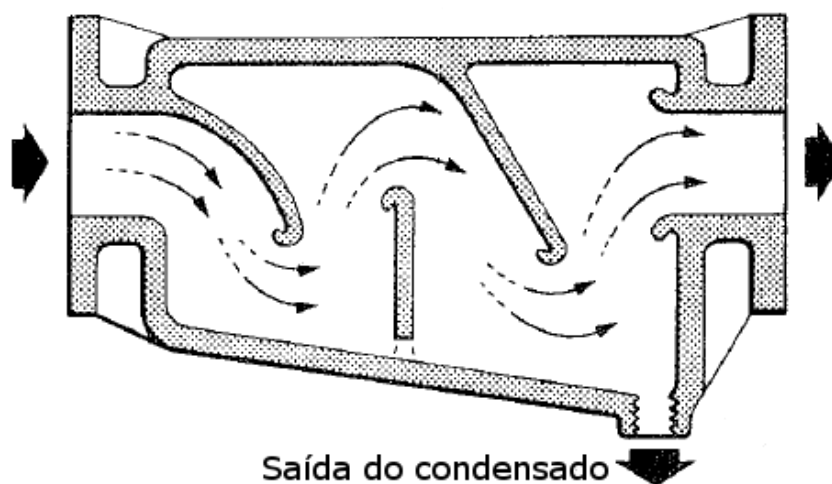


Figura 6.12 – Separador de condensados ou pote de purga.

Tabela 6.1 – Caudais de vapor de água saturado

Pressão relativa (bar)	U (m/s)	Caudal de vapor (kg/h)										
		DN 15	DN 20	DN 25	DN 32	DN 40	DN 50	DN 65	DN 80	DN 100	DN 125	DN 150
0,4	15	7	14	24	37	52	99	145	213	394	648	917
	25	10	25	40	62	92	162	265	384	675	972	1457
	40	17	35	64	102	142	265	403	576	1037	1670	2303
0,7	15	7	16	25	40	59	109	166	250	431	680	1006
	25	12	25	45	72	100	182	287	430	716	1145	1575
	40	18	37	68	106	167	298	428	630	1108	1712	2417
1,0	15	8	17	29	43	65	112	182	260	470	694	1020
	25	12	26	48	72	100	193	300	445	730	1160	1660
	40	19	39	71	112	172	311	465	640	1150	1800	2500
2,0	15	12	25	45	70	100	182	280	410	715	1125	1580
	25	19	43	70	112	162	295	428	656	1215	1755	2520
	40	30	64	115	178	275	475	745	1010	1895	2925	4175
3,0	15	16	37	60	93	127	245	385	535	925	1505	2040
	25	26	56	100	152	225	425	632	910	1580	2480	3440
	40	41	87	157	250	357	595	1025	1460	2540	4050	5940
4,0	15	19	42	70	108	156	281	432	635	1166	1685	2460
	25	30	63	115	180	270	450	742	1080	1980	2925	4225
	40	40	116	197	295	456	796	1247	1825	3120	4940	7050
5,0	15	22	49	87	128	187	352	526	770	1295	2105	2835
	25	36	81	135	211	308	548	885	1265	2110	3540	5150
	40	59	131	225	338	495	855	1350	1890	3510	5400	7870
6,0	15	26	59	105	153	225	425	632	925	1555	2525	3400
	25	43	97	162	253	370	658	1065	1520	2530	4250	6175
	40	71	157	270	405	595	1025	1620	2270	4210	6475	9445
7,0	15	29	63	110	165	260	445	705	952	1815	2765	3990
	25	49	114	190	288	450	785	1205	1750	3025	4815	6900
	40	76	177	303	455	690	1210	1865	2520	4585	7560	10880
8,0	15	32	70	126	190	285	475	800	1125	1990	3025	4540
	25	54	122	205	320	465	810	1260	1870	3240	5220	7120
	40	84	192	327	510	730	1370	2065	3120	5135	8395	12470
10,0	15	41	95	155	250	372	626	1012	1465	2495	3995	5860
	25	66	145	257	405	562	990	1530	2205	3825	6295	8995
	40	104	216	408	615	910	1635	2545	3600	6230	9880	14390
14,0	15	50	121	205	310	465	810	1270	1870	3220	5215	7390
	25	85	195	331	520	740	1375	2080	3120	5200	8500	12560
	40	126	305	555	825	1210	2195	3425	4735	8510	13050	18630

Para linhas de vapor até 4 “ (DN 100) os potes de purga devem ter o mesmo diâmetro da linha. Acima das 4 “ o diâmetro dos potes de purga deve ser metade do diâmetro das linhas se bem que não devam ser inferiores a 4 “.

Para efeitos da determinação da quantidade de condensados que se formam numa linha de vapor a Tabela 6.2 apresenta a produção de condensados em kg/h por cada 30 m de tubagem de vapor termicamente isolada (espessura de isolamento padrão) e para uma temperatura ambiente de 20 °C (70 °F). Para uma temperatura ambiente de -18 °C (0 °F), multiplicam-se os valores dessa tabela por 1,4.

Tabela 6.2 - Estimativa da produção de condensados por cada 30 m de tubagem.

Diâmetro nominal	2 “	4 “	6 “	12 “	16 “
	DN 50	DN 100	DN 150	DN 300	DN 400
Pressão absoluta	Caudal de condensado em [kg/h]				
5 bar	4,5	8,2	12,3	22,2	28,0
8 bar	5,5	10,0	15,0	27,7	35,0
10 bar	5,9	10,9	16,3	30,0	38,1
13 bar	7,3	11,8	17,3	35,4	44,5
18 bar	8,2	15,4	22,7	41,8	52,7

De: Hemin, A., “Prolong the Service Life of Steam Distribution Systems”. Chemical Engineering Progress, April 1991, p. 65-68.

A produção de condensados nas linhas de vapor corretamente isoladas é pequena e aí purgadores de ½ “ de tamanho nominal são mais do que suficientes para a operação em regime permanente. A situação muda durante a fase de arranque da instalação, mas nesse caso e para as instalações onde os arranques são pouco frequentes, colocam-se em paralelo aos sistemas de purga, linhas de purga acionadas manualmente que só funcionarão nesta fase. Caso os arranques sejam muito frequentes, como no caso de instalações muito pequenas, os conjuntos de purga e as linhas de condensados deverão ser dimensionados para estas eventualidades. Nestas pequenas instalações os arranques podem inclusivamente ser diários. Uma situação onde é conveniente ter um conjunto de purga de dimensões generosas é no coletor principal da sala das caldeiras, o qual deverá ter uma capacidade de extração de condensado da ordem dos 10 % da carga nominal da ou das caldeiras.

O purgador de vapor é um dispositivo que permite a descarga de água líquida, o condensado, tendo por base uma das três condições seguintes.

- Funciona de acordo com a densidade do fluido, através do uso de uma boia que flutua no líquido e que se afunda no seio do vapor;

- Através da medida da temperatura do fluido, abrindo ou fechando uma passagem (válvula). A válvula fecha-se a temperaturas próximas da temperatura do vapor e abre-se logo que a temperatura do fluido desça suficientemente abaixo da temperatura do vapor, ou temperatura de saturação;

- Através da medida dos efeitos cinéticos associados ao movimento do fluido. Para uma dada queda de pressão o vapor, que tem logicamente uma menor densidade

escoará com uma velocidade muito maior do que um líquido, como é o caso do condensado, e nesse caso a conversão da energia de pressão em energia cinética permite o posicionamento, isto é abertura ou fecho, de uma válvula.

Em face destes três princípios de operação os purgadores podem ser mecânicos, como é o caso dos de flutuador de boia ou de balde invertido, termostáticos que incluem os de elemento bimetálico ou de pressão balanceada e finalmente os termodinâmicos ou de disco, ver Figuras 6.13 a 6.15.

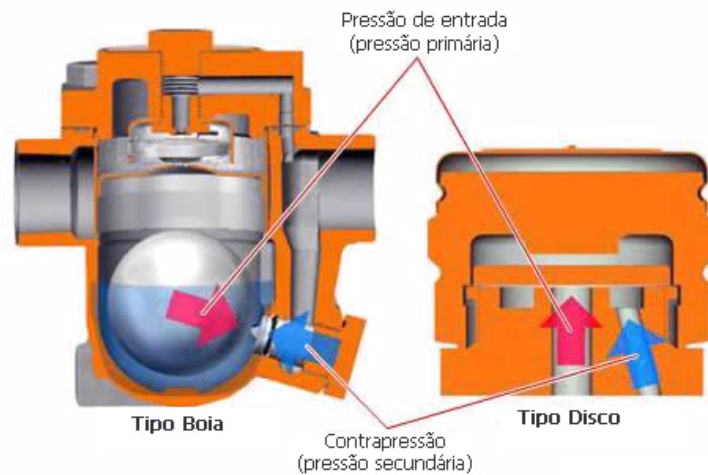


Figura 6.13 - Purgador de boia (esquerda) e purgador termodinâmico (direita).

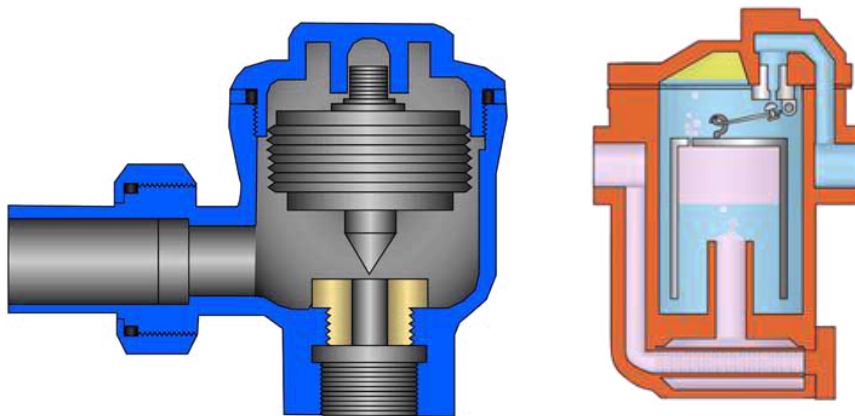


Figura 6.14 – Purgador termostático (esquerda) e purgador de balde invertido (direita).

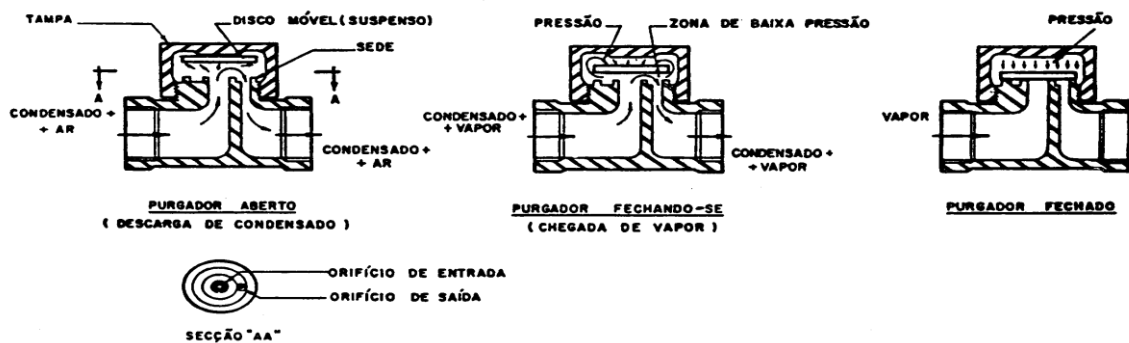


Figura 6.15 – Princípio de funcionamento de um purgador termodinâmico.

6.8 - Sistemas de redução de pressão.

Nem sempre uma dada instalação a vapor funciona à mesma pressão em todos os pontos. Questões estruturais ou de resistência de materiais, podem implicar que o funcionamento de alguns dos componentes se processe a pressões inferiores à pressão nominal do vapor à saída da caldeira. Haverá então que se proceder a uma redução localizada em um ou mais ramais, da pressão do vapor de água, usando-se para isso um conjunto de redução, Figura 6.16.

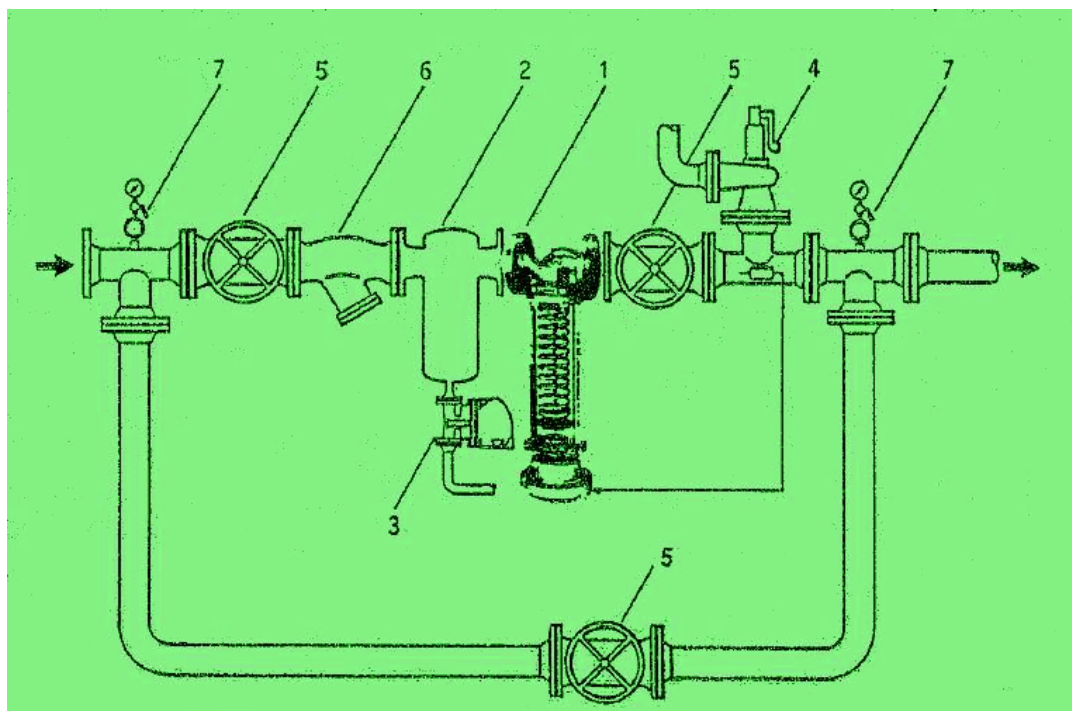


Figura 6.16 – Conjunto de redução de pressão. 1 – Válvula de regulagem de pressão. 2 – Pote de purga. 3 – Purgador de vapor. 4 – Válvula de segurança. 5 – Válvula de corte. 6 – Filtro. 7- Manómetro.

6.9 - A tubulação de retorno dos condensados.

O vapor condensado, quer nas tubagens de transporte do vapor quer nos reatores ou superfícies de transferência de calor, deve sempre que possível ser reenviado para a caldeira. A temperatura a que este condensado retorna à caldeira deve ser o mais elevada possível, pois a evidência experimental demonstra que para cada 5 °C de aumento da temperatura da água de admissão na caldeira se consegue 1 % de economia de combustível. Só se emprega água fria em quantidade suficiente para se reporem as perdas de vapor e condensado que se verificarem na instalação, ou ainda para compensar o vapor direto que, por razões operacionais, se tenha que consumir. Sempre que possível, o condensado retorna a um tanque de recolha, por efeito da gravidade ou por efeito do diferencial de pressão que existe entre os pontos de recolha desse condensado à saída dos purgadores e o tanque de recolha do condensado.

Nalgumas situações particulares haverá que bombear o condensado de modo a enviá-lo para o tanque de recolha. No entanto, estes casos são pouco frequentes.

Para o dimensionamento da linha de retorno de condensados há algumas considerações práticas a levar em conta:

- Desenhar um traçado de linha que passe o mais perto possível de todos os pontos de recolha de condensados;
- Devem-se calcular os caudais de condensados que se formam em todos os pontos de purga, quer em condições de funcionamento em regime permanente, quer, e isto por vezes é extremamente importante, em condições transientes, nomeadamente no arranque da instalação.

Tabela 6.3
Dimensionamento de linhas de condensado

Tamanho nominal da tubagem											
Inclinação [mm/m]	1/2 "	3/4 "	1"	1 1/4 "	1 1/2 "	2 "	2 1/2 "	3 "	4"	5 "	6 "
	DN 15	DN 20	DN 25	DN 32	DN 40	DN 50	DN 65	DN 80	DN 100	DN 125	DN 150
Caudal de água em [hg/h]											
1,7	48	141	304	581	907	195	3538	5806	12610	22907	37286
2,5	59	177	381	694	1134	2449	4445	7258	15681	28577	46494
3,3	70	206	445	807	1320	2858	5171	8482	18325	33294	54432
4,2	79	231	503	907	1488	3221	5851	9526	20639	37603	61236
4,9	86	256	553	1007	1642	3552	6441	10569	22771	41822	67541
6,0	93	279	599	1093	1778	3878	7031	11521	24812	45995	73574
6,7	102	299	649	1179	1923	4169	7562	12429	26626	49442	78926
7,6	107	320	689	1254	2041	4423	8074	13154	28395	51710	84370
8,3	113	338	730	1329	2168	4672	8528	13926	30074	54704	89359
12,6	141	420	907	1656	2694	5851	10614	17328	37422	68040	111132
16,7	166	490	1061	1932	3153	6804	12383	20185	43727	79380	129730
20,8	186	553	1198	2177	3556	7666	13971	22771	49306	89722	146513
24,5	206	612	1325	2404	3924	8482	15422	25175	54432	99021	161482
28,7	225	662	1436	2615	4259	9208	16783	27443	59648	107503	175543
33,3	240	714	1542	2812	4581	9888	18008	29348	64547	115668	188970

Normalmente, nas condições de arranque de uma instalação, as linhas e os equipamentos estão frios, sendo por isso maior a quantidade de condensados formada e ainda por cima muitas vezes os operadores das instalações querem, por razões económicas evidentes, que os processos de arranque se desenrolem em intervalos de tempo muito reduzidos. Estes dois aspetos aumentam radicalmente os caudais de condensados formados durante o arranque a frio das instalações. O dimensionamento da linha de condensados, tendo em conta as restrições de arranque, acaba por ser assim o fator predominante do dimensionamento desta parte da instalação a vapor. De tal modo é a sua importância que, se numa dada instalação não existirem informações suficientes para um dimensionamento adequado da rede de condensados, se recomenda que o caudal de condensados nas condições de arranque se considere igual ao dobro do consumo de vapor da instalação em regime permanente. A velocidade do condensado na linha de retorno não deverá ultrapassar os 10 m/s, embora se

recomendem valores na gama dos 3 a 6 m/s para que as perdas de carga não subam demasiado.

Um modo simples de dimensionar linhas de condensado baseia-se no recurso a tabelas que em função do caudal de condensado que se pretende transportar e do tamanho nominal da tubagem, indicam a perda de carga existente e o declive recomendado para a tubulação por forma a vencer a referida perda de carga. A tabela seguinte é um exemplo desta aproximação.

Conhece-se o caudal de condensado a partir do consumo de vapor dos vários utilizadores. No entanto, como já se disse, há uma situação particular a considerar, o caudal de condensado produzido no arranque a frio da instalação. Um método muito simples de obter o caudal de condensado produzido nestas circunstâncias consiste em determinar a massa de condensado consumida no aquecimento de toda a massa da rede através da fórmula,

$$m_{con} = c_{ca} \frac{m_{ac}(T_f - T_i)}{h_{lv}} \quad (6.23)$$

onde m_{con} é a massa de condensado produzida durante a fase de aquecimento, c_{ca} é o calor específico do aço, m_{ac} é a massa total de aço existente na instalação, h_{lv} é o calor latente de condensação, T_i e T_f são respetivamente a temperatura inicial de final do aço na fase de aquecimento.

Em termos práticos uma recomendação de projeto válida para situações em que um arranque rápido da instalação seja imprescindível, e que já tinha sido referida, consiste em assumir que nestas condições o caudal de condensado é o dobro do caudal nominal de vapor.

6.10 – A elevação do condensado.

Em muitas instalações o condensado escoar por gravidade, é recolhido num reservatório termicamente isolado e daí bombeado para a caldeira. Porém há também muitas situações em que a linha de recolha do condensado se situa acima dos purgadores. Estando o condensado submetido à pressão do vapor reinante no purgador, pode ser elevado a uma altura razoável e que é aproximadamente de 5 m por cada 1 bar de diferencial de pressão. No entanto como a linha de retorno dos condensados estará a uma pressão média superior à atmosférica há sempre a possibilidade de existirem fenómenos de retorno do condensado pelo que após o purgador deverá sempre ser instalada uma válvula de retenção.

6.11 - Perdas caloríficas através de acessórios e válvulas.

Um dos aspetos fundamentais a considerar nas economias de energia térmica são as perdas de calor que se verificam através de componentes das tubagens não isolados.

Pode-se obter uma estimativa das perdas caloríficas através de cálculos de transferência de calor ou então recorrer-se a ábacos ou tabelas que deem imediatamente os valores das perdas caloríficas em função do tamanho nominal da tubagem e do gradiente térmico entre os componentes e o ambiente envolvente. As Tabelas 6.2 e 6.3, obtidas a partir dos dados técnicos de um fabricante de isolamentos, são bastante úteis, pois simplificam os procedimentos de cálculo.

Tabela 6.4

Perdas de calor em kg_{ep} para 8000 h de funcionamento em flanges não isoladas.

	3 "	4 "	6 "	8 "	10 "	12 "	14 "	16 "	18 "	20 "	22 "
ΔT [°C]	DN 80	DN 100	DN 150	DN 200	DN 250	DN 300	DN 350	DN 400	DN 450	DN 500	DN 550
70	182	262	353	502	685	913	1164	1392	1654	1883	2191
80	213	306	413	586	799	1065	1357	1623	1929	2195	2555
90	235	352	474	672	917	1222	1558	1865	2216	2521	2934
100	278	399	537	763	1040	1387	1769	2116	2515	2861	3329
110	312	448	604	857	1170	1559	1987	2286	2825	3215	3742
120	348	500	674	956	1303	1738	2216	2651	3151	3585	4172
130	385	554	746	1059	1444	1926	2455	2936	3490	3971	4621
140	424	609	822	1166	1590	2120	2703	3234	3843	4373	5089
150	465	669	901	1278	1743	2325	2963	3544	4213	4794	5578
160	507	730	983	1395	1903	2537	3234	3868	4598	5233	6089
170	552	793	1069	1517	2069	2759	3518	4207	5001	5691	6622
180	598	860	1159	1645	2243	2991	3814	4562	5422	6169	7178
190	647	930	1253	1778	2425	3234	4123	4931	5860	6669	7761
200	698	1002	1351	1917	2615	3487	4445	5317	6320	7191	8367
210	751	1078	1454	2063	2813	3752	4782	5720	6798	7736	9002
220	805	1158	1560	2214	3020	4027	5134	6140	7298	8305	9663

Tabela 6.5

Perdas de calor em kg_{ep} para 8000 h de funcionamento em válvulas não isoladas.

	1/2 "	1 "	1 1/2 "	2 "	3 "	4 "	6 "	8 "	10 "	12 "	14 "	16 "	18 "	20 "
ΔT [°C]	DN 15	DN 25	DN 32	DN 50	DN 80	DN 100	DN 150	DN 200	DN 250	DN 300	DN 350	DN 400	DN 450	D 500
70	148	194	228	285	399	559	776	1084	1437	1825	2191	2590	2944	3423
80	173	226	266	332	465	652	904	1264	1677	2129	2555	3020	3433	3992
90	199	260	305	382	535	749	1039	1452	1926	2445	2934	3469	3943	4584
100	226	295	347	434	607	850	1180	1648	2185	2774	3329	3937	4474	5203
110	253	332	390	487	682	955	1325	1852	2456	3118	3742	4424	5028	5847
120	282	369	434	543	761	1065	1477	2064	2738	3477	4172	4932	5606	6519
130	313	409	482	602	843	1180	1637	2286	3032	3850	4621	5463	6209	7219
140	344	450	530	662	927	1299	1803	2518	3340	4241	5089	6017	6839	7952
150	377	494	581	726	1017	1424	1976	2760	3661	4648	5578	6595	7495	8716
160	412	539	634	792	1110	1554	2156	3012	3996	5073	6089	7199	8181	9514
170	448	587	68	863	1207	1691	2345	3276	4346	5518	6622	7829	8898	10346
180	486	636	748	935	1309	1832	2542	3552	4711	5983	7178	8487	9646	11216
190	526	687	808	1010	1415	1980	2748	3839	5093	6467	7761	9175	10428	12125
200	567	741	872	1089	1526	2135	2964	4140	5492	6973	8367	9893	11244	13074
210	609	797	938	1172	1641	2297	3188	4454	5907	7501	9002	10642	12096	14065
220	654	855	1007	1258	1762	2467	3423	4781	6341	8053	9663	11425	12985	15099

6.12 – O isolamento térmico das tubagens.

Embora seja possível efetuarem-se cálculos rigorosos para se definirem as espessuras de isolamento técnica e economicamente mais adequadas às várias situações encontradas nas instalações a vapor, na prática as espessuras usadas são baseadas em valores práticos de referência, como os apresentados nas Tabelas 6.6 e 6.7. Só em casos particulares de elevada exigência e por isso muito raros, é que se procede ao cálculo das espessuras do isolamento térmico.

Por isso estas duas tabelas são aqui apresentadas como referência.

Nas instalações a vapor os únicos equipamentos que não podem ser isolados termicamente são os conjuntos de purga, pois só assim estes dispositivos funcionarão corretamente.

Tabela 6.6 – Espessura sugerida, em milímetros, para isolamento em lã de vidro.

DN	Temperatura máxima de operação [°C]							
	100	150	200	250	300	350	400	420
20	30	30	30	30	50	50	50	50
25	30	30	50	50	50	50	50	50
32	30	30	50	50	50	50	50	50
50	30	30	50	50	50	50	80	80
65	30	30	50	50	50	80	80	80
80	30	50	50	50	50	80	80	80
100	50	50	50	50	50	80	80	100
150	50	50	50	50	80	80	80	100
200	50	50	50	50	80	80	80	100
250	50	50	50	50	80	80	100	100
300	50	50	50	50	80	80	100	100
350	50	50	50	50	80	80	100	100
400	50	50	50	50	80	80	100	100
450	50	50	50	50	80	80	100	100
500	50	50	50	50	80	80	100	100
600	50	50	50	50	80	80	100	100
> 600	50	50	80	80	100	100	100	150
Equipamentos	50	50	80	80	100	100	100	150

De: Norwegian Technology Standards Institution

Tabela 6.7 – Espessura sugerida, em milímetros, para isolamento em lã mineral.

DN	Gama de temperaturas [°C]					
	< 200	200 a 300	300 a 370	370 a 500	500 a 600	600 a 650
< 25	25	25	40	50	50	70
40	25	40	40	50	50	70
50	25	40	40	50	70	80
80	25	40	40	70	70	80
100	25	40	40	70	70	90
150	25	40	40	70	80	90
200	40	40	50	70	80	90
250	40	40	50	70	80	100
300	40	50	50	70	80	100
350	40	50	50	80	80	100
400	50	50	50	80	90	100
450	50	50	50	80	90	100
500	50	50	50	80	90	100
600	50	50	50	80	90	100

6.13 - A re-evaporação dos condensados (vapor de flash).

Quando do vapor a alta pressão se recolhe condensado, este estará igualmente a uma pressão elevada e pode acontecer que ao ser descarregado do purgador para uma pressão mais baixa da linha de condensados o líquido se re-evapore. Na linha de condensados passará a existir assim uma mistura de vapor e de condensado. A existência de vapor levará a condições de obstrução ao escoamento do líquido, isto é do condensado, e por outro lado constata-se um desaproveitamento do potencial energético deste vapor, agora formado. Então, sempre que existam condensados a alta pressão, estes deve ser conduzidos a um reator adequado onde se fará a respetiva descompressão ou re-evaporação, obtendo-se o que na linguagem corrente se chama vapor de flash, ou mais corretamente vapor de descompressão ou de re-evaporação. Este vapor será seguidamente enviado para uma linha de baixa pressão e desta para dispositivos que possam usar o potencial térmico agora disponível. O reator é conhecido como tanque de re-evaporação ou re-evaporador, Figura6.17.

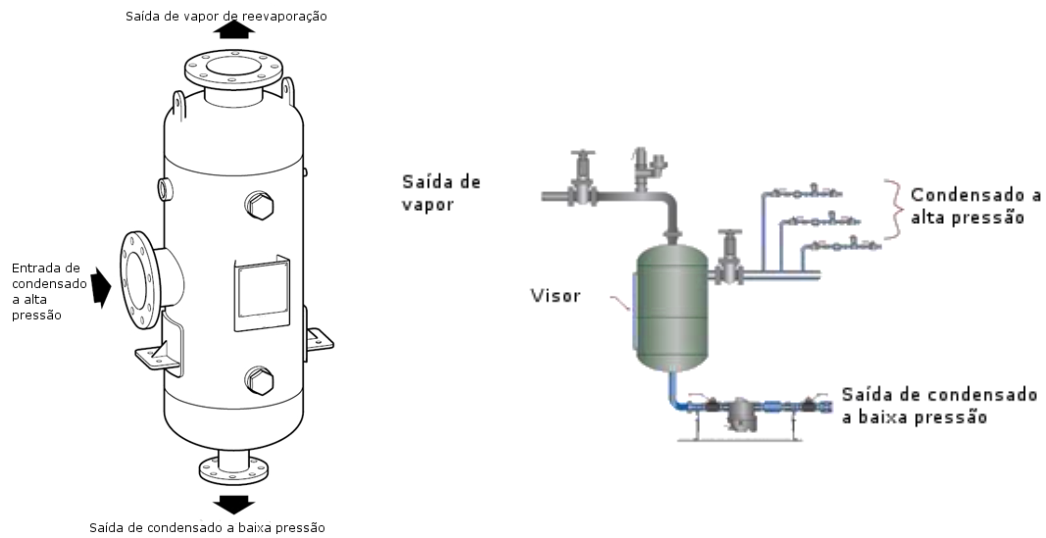


Figura 6.17 – Re- evaporador e respetivas ligações.

Para se maximizar a produção de vapor de re- evaporação haverá que evitar ao máximo o subarrefecimento do condensado a alta pressão.

7 - INSTALAÇÕES A TERMOFLUIDO.

7.1 - Instalações industriais de transferência de calor a termofluido.

Em muitos processos industriais sempre que é necessário transferir energia sob a forma de calor usa-se normalmente vapor de água ou água quente sob pressão. No entanto, a sua utilização está, de um modo geral, limitada a temperaturas de funcionamento iguais ou inferiores a 200 °C. As instalações de água quente sob pressão até nem são muito comuns na grande maioria dos países, embora sejam recomendadas para temperaturas até 220 °C desde que a pressão de funcionamento seja superior à pressão de saturação, correspondente à temperatura máxima de serviço considerada.

Tabela 11.1
Pressão e temperatura de saturação
da água.

T [°C]	p abs. [atm]
20	0,0231
40	0,0728
60	0,1893
80	0,4675
100	1
120	1,96
140	3,5674
160	6,1008
180	9,899
200	15,351
220	22,904
230	27,62
240	33,05
260	46,342
280	63,371
300	84,813
320	111,45
340	144,21

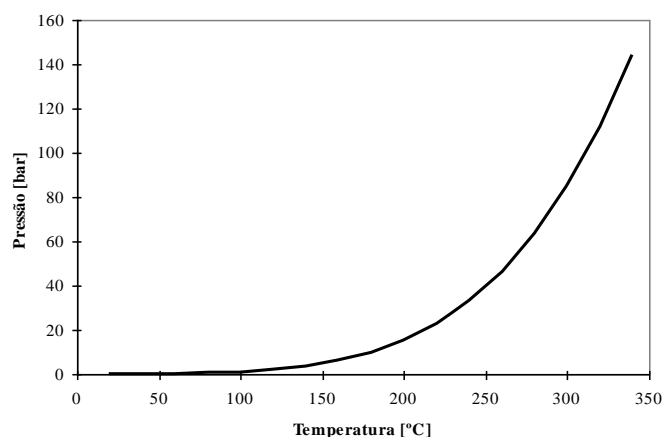


Figura 7.1 - Curva de pressão de saturação da água em função da temperatura.

Os problemas associados ao emprego da água como fluido transportador de calor dizem essencialmente respeito ao rápido crescimento da pressão de saturação da água com a temperatura acima dos 200 °C e mesmo o uso do vapor de água fica pouco atractivo acima dos 300 °C pois a esta temperatura a pressão de saturação da água já é de 85 atm! Por estas razões desenvolveram-se fluidos térmicos que pudessem trabalhar a temperaturas superiores aos 200 °C e que apresentassem pressões de saturação relativamente baixas.

Os fluidos térmicos são fluidos sintéticos caracterizados por possuírem capacidades razoáveis de transferência de calor, ausência de toxicidade, boa

estabilidade térmica, limites de inflamabilidade suficientemente elevados e baixo custo de aquisição e de operação. Para as temperaturas de utilização mais baixas são utilizados derivados do petróleo. Funcionam normalmente entre os 180 °C e os 400 °C. Compostos de silicone permitem um funcionamento seguro até os 430 °C. Para a gama de funcionamento entre os 260 °C e os 540 °C existem misturas de sais inorgânicos que são empregues na fase líquida e apresentam coeficientes de transferência de calor elevados e boa estabilidade térmica. Dos 450 °C até aos 1100 °C empregam-se o mercúrio e os metais liquefeitos como o sódio e o potássio, ou então misturas destes dois. Embora estes fluidos sejam conhecidos por funcionarem normalmente na fase líquida, também podem ser aplicados em situações onde existam mudanças de fase líquido vapor. O caso do emprego do mercúrio em ciclos de Rankine é sobejamente conhecido. No entanto são aplicações muito pouco frequentes e que envolvem grandes riscos operacionais.

Neste texto vão apenas ser considerados dignos de análise os termofluidos orgânicos e a funcionar unicamente na fase líquida.

7.2 - Sistemas só em fase líquida.

Como se disse antes estes fluidos têm grande aceitação prática sendo as razões principais da sua larga utilização as seguintes:

- Permitem o funcionamento das instalações para grandes diferenças de temperaturas;
- Permitem variar a quantidade de calor transferida no processo por simples ajuste do caudal de líquido a escoar junto às superfícies de transferência;
- Possibilitam o aquecimento e o arrefecimento num mesmo sistema;
- As instalações que funcionam com estes fluidos têm arranque rápido;
- Os fluidos térmicos permitem que as instalações que com eles funcionem, tenha uma resposta rápida a mudanças de carga;
- Em funcionamento normal quando se desliga a instalação não é necessário ventilar ou purgar a instalação.

7.3 - Comparação entre fluidos de transferência de calor.

7.3.1 - Água quente a alta pressão.

Vantagens do emprego da água quente a alta pressão:

- Coeficiente de transferência de calor elevado;
- Estabilidade térmica excelente;
- Fluido não tóxico e ausência de inflamabilidade;
- É desnecessário o uso de purgadores e sistemas de purga das instalações;
- Pequeno diâmetro das tubulações;

- Normalmente as instalações usam um único diâmetro de tubagem, ou quanto muito as variações de diâmetro são bastante limitadas;

- O fluido é barato;

- As flutuações do consumo de energia são relativamente fáceis de controlar.

Comparativamente às instalações a vapor o seu controlo é mais fácil.

Desvantagens do emprego da água quente a alta pressão:

- O fluido é corrosivo se comparado com os termofluidos;

- Elevada pressão de vapor para temperaturas elevadas;

- Requer um sistema de pressurização do fluido para se trabalhar só na fase líquida;

- A velocidade de circulação do líquido deve ser elevada obrigando a uma bomba dispendiosa;

- As instalações que usam água quente a alta pressão exigem regulação e controlo cuidado do seu funcionamento;

- A caldeira de água quente requer a presença permanente de fogueiro,

- Tratamento de água necessário.

7.3.2 - Vapor de água.

Vantagens do emprego do vapor de água:

- Elevado coeficiente de transferência de calor;

- Até uma pressão de 20 bar a relação entre a temperatura e a respetiva pressão de saturação é razoável;

- Calor latente elevado significando com isto que os caudais de fluido envolvidos podem ser bastante reduzidos,

- Estabilidade térmica do fluido excelente;

- Fluido não tóxico e ausência de inflamabilidade;

- Dados técnicos sobre o fluido, muito acessíveis;

- Baixo custo;

- Bomba de circulação nem sempre necessária;

- O vapor de água também pode ser usado como fluido de processo. Vapor direto.

Desvantagens do emprego do vapor de água:

- Fluido corrosivo;

- Pouco económico a temperaturas acima de 300 °C. Obriga ao uso de tubagens e acessórios de uma classe de pressão elevada (PN120);

- Necessita de sistemas de purga;

- Requer controlo e observação cuidadosa do funcionamento da caldeira;

- Sistema de pressurização é necessário;

- Perdas de calor elevadas associadas a fugas de vapor e funcionamento deficiente de purgadores;

- Tratamento de água necessário.

7.3.3 - Termofluidos orgânicos.

Vantagens do uso de termofluidos orgânicos:

- Baixa pressão de vapor;
- Sistemas não pressurizados, exceto a temperaturas bastante elevadas, acima dos 450 °C;
- Podem atingir facilmente os 340 °C;
- Como as instalações trabalham a temperaturas elevadas os diferenciais térmicos disponíveis para a transferência de calor são altos, possibilitando reduções nas superfícies de transferência de calor;
- Ausência de corrosões;
- Ausência de obrigatoriedade de exames periódicos às caldeiras;
- Ausência de incrustações;
- Economias de energia comparativamente ao vapor de água por menores perdas de fluido;
- Menores problemas de congelação no interior das tubagens durante o inverno em climas frios;
- Os reatores existentes podem ser facilmente transformados da utilização com vapor de água para a utilização do termofluido sem reforços estruturais adicionais.

Desvantagens do uso de termofluidos orgânicos:

- Coeficientes de transferência de calor inferiores aos da água;
- Fluidos altamente inflamáveis;
- Fluidos mais caros do que a água;
- Mudanças de viscosidade do fluido com o aumento da temperatura o que implica um arranque cuidadoso das instalações;
- Obrigatoriedade do emprego de uma bomba de circulação que é habitualmente bastante cara devida às altas temperaturas de funcionamento do fluido;
- É necessária uma purga de ar e voláteis muito bem executada durante o primeiro arranque da instalação. Este primeiro arranque é uma operação bastante laboriosa que demora várias horas;
- É necessário evitar a todo o custo e contacto do termofluido quente com o ar.

7.4 - Tipos de termofluidos orgânicos.

De um modo muito simplificado os termofluidos orgânicos classificam-se nas categorias seguintes:

- Ésteres orgânicos utilizados até aos 230 °C;
- Glicóis poliarquilenicos utilizados até aos 260 °C;
- Ésteres de silicatos utilizados até aos 350 °C;
- Ésteres policromáticos utilizados até aos 400 °C;
- Hidrocarbonetos sintéticos utilizados até aos 400 °C.

7.5 - Propriedades mais importantes a considerar na seleção dos termofluidos orgânicos.

A seleção de um termofluido orgânico para uma dada aplicação deverá seguir considerações técnicas e económicas tendo em atenção os aspetos seguidamente enunciados:

Custo - Os termofluidos orgânicos são dos termofluidos mais baratos à exceção dos ésteres. Realce-se que os sais inorgânicos também são dos termofluidos mais baratos, embora apresentem graves problemas de manuseamento e ambientais;

Toxicidade - Os termofluidos orgânicos habitualmente comercializados são moderadamente tóxicos. Têm odores caracteristicamente penetrantes que permitem a fácil e imediata deteção de fugas. No início da década de setenta certos termofluidos, que eram dos mais baratos, foram retirados do mercado por razões ambientais;

Ponto de fulgor e de inflamação - o ponto de fulgor é a menor temperatura à qual em condições especificadas laboratorialmente o seu vapor se inflama momentaneamente ao contacto com a chama. O ponto de inflamação é a menor temperatura à qual a ignição acima referida resulta na persistência da chama. Estas duas temperaturas servem para indicar o grau de volatilidade do óleo e o seu maior ou menor grau de degradação;

Temperatura de auto-inflamação - é a temperatura à qual o óleo, em condições especificadas, se inflama espontaneamente;

Estabilidade à oxidação - é a capacidade do termofluido em contacto com o ar “resistir à oxidação”. Em princípio acima dos 70 °C o termofluido nunca deve entrar em contacto com o ar. O ar normalmente dissolve-se no termofluido até 10 % em volume. A oxidação do termofluido ocorre por estágios:

1° - Formam-se hidroperóxidos (ROOH);

2° - Estes reagem e dão álcoois, aldeídos, cetonas e ácidos que podem ser solúveis no próprio termofluido;

3° - Alguns destes compostos sofrem polimerização seguida de condensação sob a forma de gomas e lamas.

A oxidação dá azo a um aumento da viscosidade do termofluido e deposição das lamas e gomas formadas. A ocorrência destas deposições em zonas de transferência de calor ocasiona fenómenos de decomposição térmica das gomas e lamas (pirólise) com a consequente formação de incrustações e o aparecimento de fenómenos de corrosão. A sequência termina com a rotura das tubagens e muitas vezes o aparecimento de incêndios ou explosões. O cobre e as suas ligas são catalisadores das reacções de oxidação dos termofluidos orgânicos. A oxidação escurece o óleo dando-lhe em simultâneo um odor característico;

Estabilidade térmica - Esta é talvez a questão mais importante a ter em conta na escolha de um termofluido e está intimamente ligada com o assunto que se discutiu antes, a resistência do termofluido à oxidação.

A deterioração dos termofluidos ocorre por oxidação ou por decomposição térmica (cracking). Este fenómeno consiste na rotura das ligações moleculares o que leva à produção de hidrocarbonetos de menor peso molecular, ocasionando uma redução do ponto de fulgor e da viscosidade do fluido. Ocorre também a formação de compostos de maior peso molecular através da polimerização, formando-se lamas e resíduos sólidos carbonosos.

A decomposição térmica torna-se muito perigosa quando ocorre no interior dos tubos da caldeira, pois leva à existência de sobreaquecimentos nas zonas termicamente mais solicitadas da zona de transferência de calor verificando-se em consequência a formação de incrustações que aumentarão a resistência à transferência de calor da parede dos tubos para o termofluido, resultando finalmente na destruição das tubagens. Passa a existir assim o risco de introdução do termofluido na fornalha da caldeira, seguindo-se-lhe a sua inflamação forçada e consequentemente uma explosão.

Os fornecedores de termofluido prestam normalmente serviços de análise aos fluidos, recomendando trocas parciais e periódicas do óleo (semestralmente) por forma a garantir que a instalação de termofluido funcione nas melhores condições.

Devido a estas questões, as normas de construção e montagem de equipamentos e instalações de termofluido impõem limitações rigorosas quanto ao traçado das tubagens; as normas alemãs são neste aspecto as mais rigorosas.

7.6 - Principais constituintes de um sistema de transferência de calor a termofluido.

Uma instalação de transferência de energia térmica através de um termofluido é constituída essencialmente por uma caldeira, uma bomba de circulação, um vaso de expansão, um desgasificador, um tanque de recolha, condutas de ida e retorno do termofluido, válvulas de corte e de regulação de caudal, filtros e sistemas de purga.

Quando a instalação funciona unicamente na fase líquida é necessário haver um vaso de expansão, Figura 7.2. Se a instalação funciona com duas fases, líquido e vapor é necessário um tanque de evaporação (evaporador) e um tanque de recolha do condensado, Figura 7.3. Aqui apenas se estudam sistemas que funcionam unicamente na fase líquida, pois são estes os mais comuns e de maior facilidade de utilização.

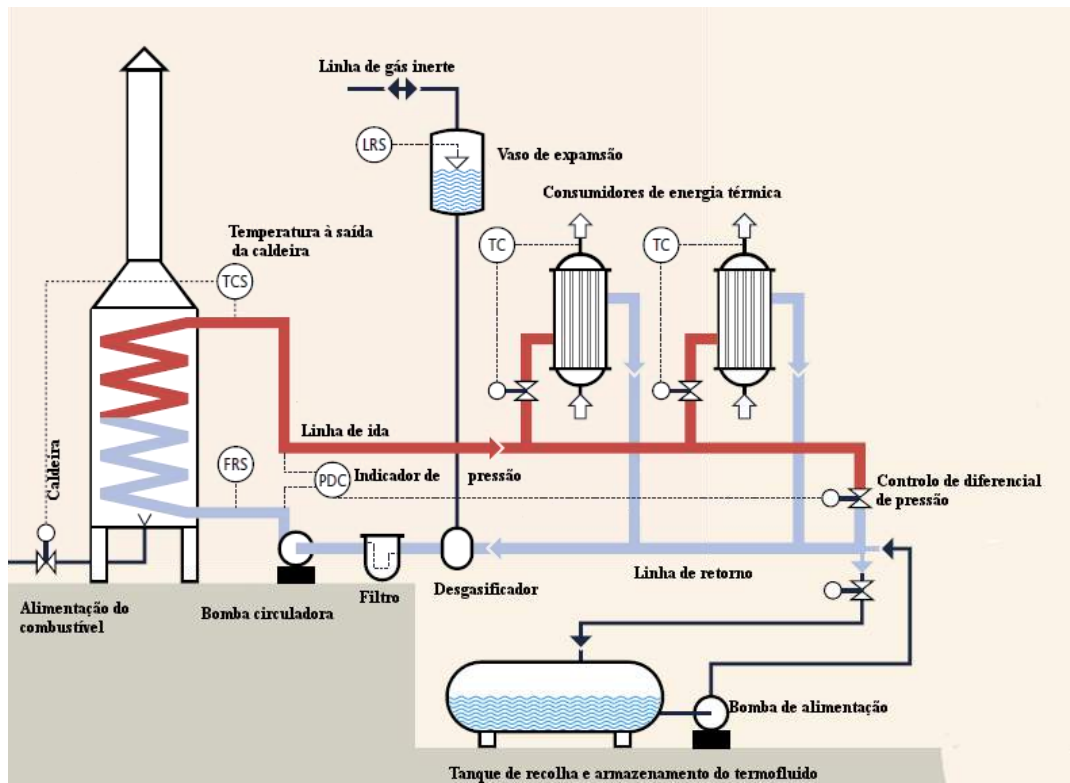


Figura 7.2 -Esquema de uma instalação de termofluido a funcionar só na fase líquida.

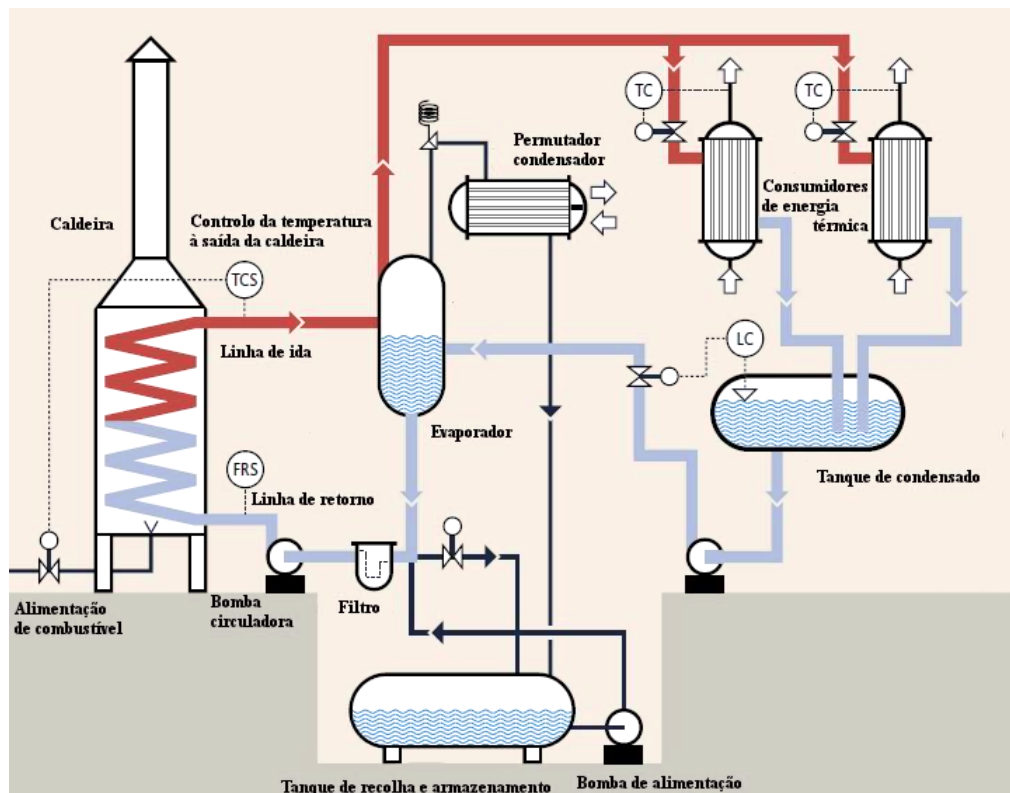


Figura 7.3 – Esquema de uma instalação de termofluido a funcionar com fase líquida e fase de vapor.

7.6.1 - Caldeira.

O principal componente de uma instalação de termofluido é logicamente a caldeira, que é constituída por uma fornalha na qual está montado o queimador, um feixe tubular dentro do qual escoo o termofluido a ser aquecido e o sistema de regulação e controlo do seu funcionamento. Do ponto de vista construtivo, as caldeiras de termofluido mais seguras são as que apresentam o feixe tubular sob a forma de uma ou mais serpentinas dispostas concentricamente, evitando-se assim curvas de pequeno raio de curvatura, mais propícias à formação de depósitos, com a consequente formação de incrustações por oxidação ou pirólise do termofluido e posterior rotura.

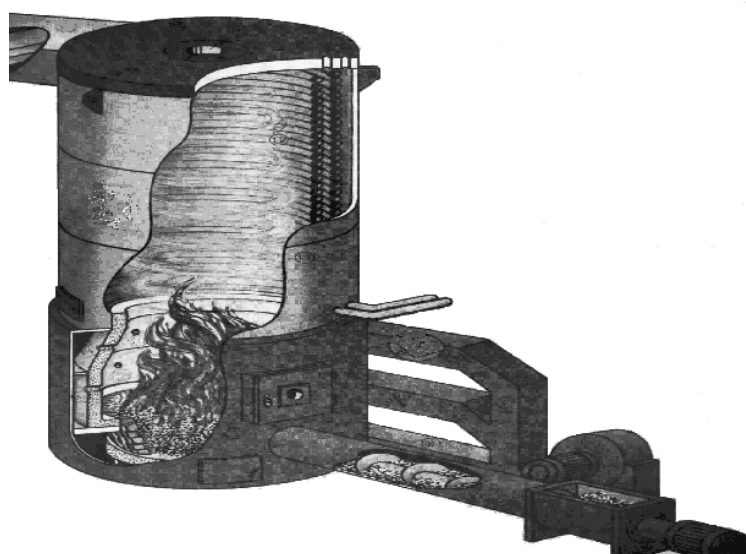


Figura 7.4 - Caldeira de termofluido preparada para queimar resíduos lenhosos.

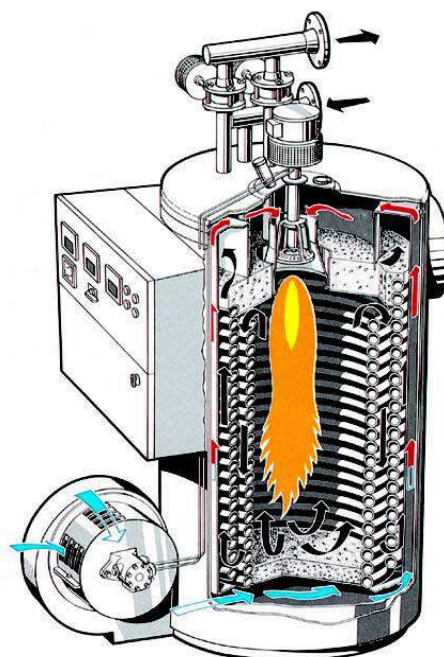


Figura 7.5 - Caldeira de termofluido queimando combustíveis líquidos ou gasosos.

Para se evitarem sobreaquecimentos do termofluido dentro do tubular, quando o fluido atravessa as zonas de maior intensidade de transferência térmica, a velocidade do termofluido no interior dos tubos nunca deverá ser inferior a 3 m/s.

7.6.2 - Bomba circuladora.

O segundo componente em termos de importância é a bomba circuladora. É normalmente uma máquina centrífuga sendo montada de preferência antes da caldeira, ponto da instalação onde as temperaturas do termofluido são mínimas. Trabalham com fluidos a alta temperatura e sem dispositivos de refrigeração. A sua lubrificação levanta enormes problemas sendo a solução mais simples a de se usar o próprio termofluido que está a ser bombeado e que atravessa as chumaceiras para o exterior lubrificando-as. Esta pequena perda de termofluido é economicamente irrelevante se comparada com um sistema de lubrificação mais elaborado.

7.6.3 - Vaso de expansão.

Destina-se a permitir a expansão do fluido térmico que pode atingir 25 % do volume ocupado pelo fluido a frio mas atinge 75 % de ocupação do seu volume quando o termofluido está quente, em operação normal. O vaso de expansão é colocado no ponto mais alto da instalação, normalmente no exterior. A sua colocação em local elevado garante que a pressão é suficientemente elevada no interior da tubagem e nomeadamente à entrada da bomba de circulação, para se evitar a cavitação. Por outro lado, a sua colocação em local frio e arejado permite um rápido arrefecimento do termofluido que enche o vaso, reduzindo-se ao mínimo riscos de contacto do termofluido quente com o ar, o qual poderá causar inflamações espontâneas de misturas formadas pelos voláteis libertados do termofluido com o ar ambiente.

Há alguma discussão quanto ao ponto de ligação da rede de termofluido ao vaso de expansão. Pode ver-se, por exemplo nas Figura 7.2 e 7.6, que a linha de expansão, isto é a linha, sempre sem obstruções, que liga a rede ao vaso de expansão, se encontra na admissão da bomba. Este é o ponto de menor pressão da rede e por isso mais favorável à libertação de voláteis. Esta disposição construtiva tem contudo a desvantagem de não proteger a caldeira contra subidas excessivas da pressão. Há por isso quem advogue a colocação da linha de expansão imediatamente após a saída da caldeira, permitindo protege-la de excessos de pressão. Em muitas instalações e esquemas construtivos, só existe linha de expansão, conectando a rede com o vaso de expansão, ao passo que há quem recomende uma segunda ligação entre a rede de termofluido e o topo do vaso de expansão, para a condução dos voláteis até este, ver Figura 7.7.

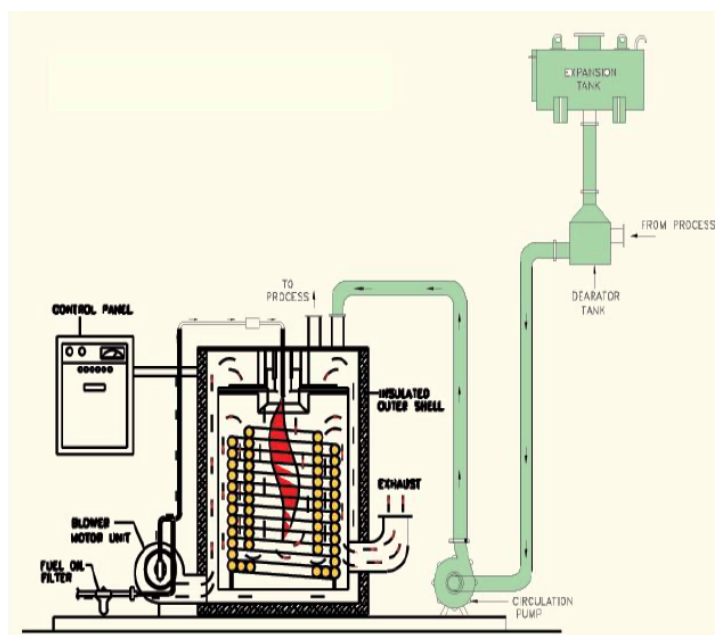


Figura 7.6 – Detalhe da colocação do vaso de expansão relativamente à caldeira.

Quando o grau de exigência operacional é maior, emprega-se uma almofada de gás inerte (normalmente o azoto) de modo a se evitar qualquer contacto do termofluido com o ar ambiente. Sem esta almofada de gás inerte o ar ambiente húmido irá contactar com o termofluido e este contacto acentua-se durante as fases de arrefecimento do termofluido em que este se contrai. Quando o termofluido arrefece abaixo da sua temperatura normal de funcionamento, como o volume ocupado pelo líquido no vaso de expansão descerá dos 75 para os 25 %, associada a esta descida do nível do termofluido virá uma aspiração do ar frio e húmido do ambiente, que ocupará espaço deixado livre pela descida do líquido. A contaminação do termofluido com o vapor de água existente no ar ambiente irá causar um aumento anormal de pressão no próximo ciclo de aquecimento do termofluido. Nestas circunstâncias o gás inerte é fornecido à pressão relativa de 0,2 a 0,3 bar de modo a minimizar por um lado o consumo de gás inerte e por outro o aumento de pressão no sistema ocasionado por esta almofada de gás pressurizado. Esquematicamente, a disposição construtiva recomendada é a da Figura 7.7.

A experiência recomenda, que para a linha de expansão se aplique um diâmetro de tubagem de $\frac{1}{3}$ a $\frac{1}{2}$ do diâmetro da linha principal até um máximo de 3". Para se determinar o volume do vaso expansão deve ter-se em consideração que estando a instalação a frio, o vaso de expansão deverá ter 25 % do seu volume ocupado por líquido (termofluido), enquanto que, estando a instalação a funcionar nas condições normais (portanto a quente), 75 % do volume do vaso de expansão deverá estar ocupado pelo líquido. Isto quer dizer que devido à expansão do termofluido líquido contido em toda a instalação e ocasionada pelo seu aquecimento, houve um acréscimo em 50 % do volume do vaso de expansão ocupado por esse mesmo líquido. Então

facilmente se compreende que o volume total do vaso de expansão deverá ser igual ao dobro do incremento do volume do termofluido contido em toda a instalação.

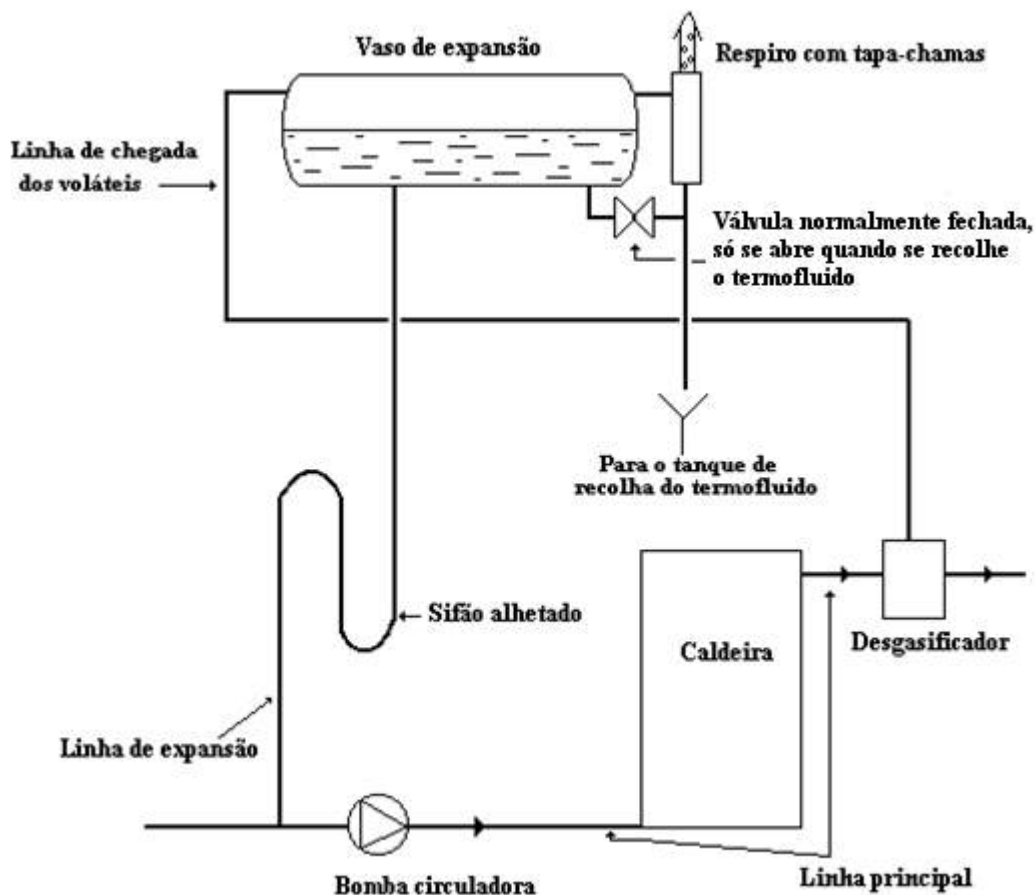


Figura 7.7 – Esquema de ligações do vaso de expansão.

Com efeito, tendo em atenção que:

V_c - volume de termofluido contido na caldeira;

V_t - volume de termofluido contido nas tubagens;

V_p - volume de termofluido contido nos permutadores de calor e reactores onde se processem transferências de calor;

V_d - volume do desgasificador;

$0,25V_e$ - volume ocupado a frio pelo termofluido no vaso de expansão.

β - coeficiente de dilatação volumétrica do termofluido.

Como 50% do volume do vaso de expansão deverá ser capaz de acomodar a expansão de todo o termofluido,

$$0,5 V_e = \beta (V_c + V_t + V_p + V_d + 0,25 V_e) \quad (7.1)$$

após simples manipulação,

$$V_e = \frac{2 \beta (V_c + V_t + V_p + V_d)}{1 - \frac{\beta}{2}} \quad (7.2)$$

Em termos construtivos embora seja muito frequente a disposição cilíndrica horizontal, esta oferece uma grande superfície de contacto do termofluido com o ar sendo por isso pouco recomendável. O vaso de expansão deverá ser cilíndrico vertical de forma a minimizar a superfície de contacto entre o líquido e o ar (o esquema da Figura 7.7 é pois meramente descritivo). A razão altura diâmetro adequada deverá andar entre 2 a 3:1. Como já se explicou, recomenda-se que se crie uma atmosfera neutra acima da superfície livre do líquido utilizando-se para tal o N_2 . No entanto devido aos custos inerentes a esta técnica, muitos instaladores ou utilizadores não a adotam, ficando o termofluido em contacto com o ar interior, que por sua vez contacta com o ar atmosférico através de um respiro equipado com tapa-chamas. A temperatura do termofluido no vaso de expansão nunca deverá ultrapassar os 50-60 °C. As limitações indicadas para o diâmetro da linha de expansão destinam-se a reduzir os efeitos da convecção natural na coluna de termofluido líquido, limitando perdas de calor da linha principal para o líquido contido no vaso de expansão e ainda a aumentar o tempo de deslocação, devido à maior perda de carga existente, do termofluido até ao vaso de expansão, garantindo-se um maior arrefecimento do líquido em expansão. O sifão alhetado limita a entrada de ar na linha principal e ao mesmo tempo promove o arrefecimento do termofluido durante o processo de expansão.

Não pode existir qualquer válvula ou outro dispositivo de corte da linha de expansão, isto é a tubagem que liga a linha de retorno do termofluido ao vaso de expansão nunca poderá ser obstruída.

7.6.4 - Desgasificador.

O desgasificador coloca-se à saída da caldeira e destina-se a promover a separação dos voláteis. Uma maneira fácil de conseguir esta separação é através da redução da velocidade do líquido na tubagem e para tal basta colocar-se um troço de maior diâmetro. Os desgasificadores mais simples adotam esta configuração construtiva.

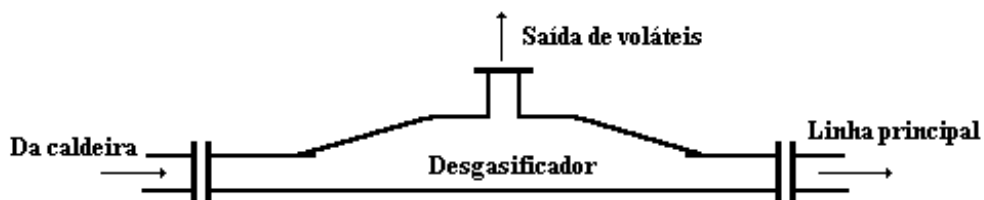


Figura 7.8 – Esquema de um desgasificador simples.

Há aproximações mais complexas que adotam para o desgasificador uma disposição construtiva em forma de ciclone.

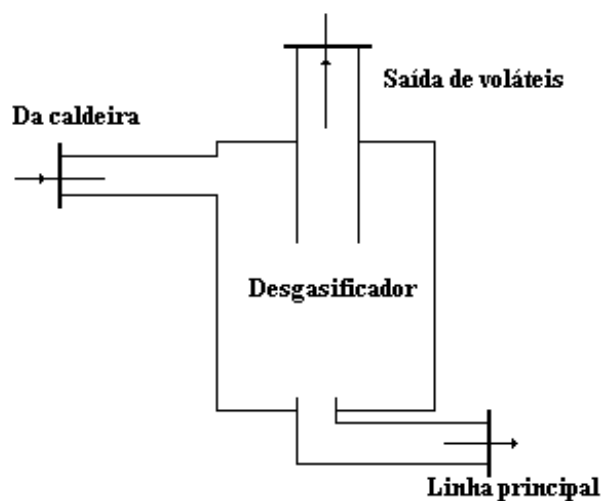


Figura 7.9 – Esquema de um desgasificador ciclônico.



Figura 7.10 – Imagem de um desgasificador.

O dimensionamento dos desgasificadores é na prática um processo empírico não havendo na literatura grande informação a este respeito.

No arranque a frio da instalação a extracção de voláteis faz-se não só através do desgasificador, mas também através de purgas estrategicamente colocadas ao longo das tubagens e particularmente nos pontos altos da instalação.

7.6.5 - Tanque de recolha do termofluido.

Este tanque coloca-se a um nível inferior ao da instalação de termofluido e destina-se à recolha de todo o termofluido existente nessa instalação. A sua

capacidade é pois igual, ou preferencialmente superior à da instalação. O tanque deverá estar equipado com bomba de trasfega para posterior enchimento de toda a instalação.

7.7 - Instalações de termofluido típicas.

Nas três figuras seguintes apresentam-se esquemas relativos a situações habitualmente encontradas em sistemas industriais e que mostram a grande versatilidade das instalações de transferência de calor por termofluido. Na Figura 7.11 apresenta-se um sistema que alimenta dois utilizadores diferentes mas que requerem o termofluido à mesma temperatura. Consoante as respectivas necessidades térmicas as válvulas de controlo de temperatura deixam passar para o respectivo permutador de calor mais ou menos óleo térmico. Se não houver consumo por parte dos utilizadores o óleo térmico é enviado de volta à caldeira. De notar a válvula de controlo de pressão situada na tubagem de ligação entre a conduta de ida e a de retorno do termofluido. Esta válvula é de importância fundamental para a segurança do sistema pois vai abrindo à medida que os utilizadores reduzem, por razões circunstanciais, o consumo de termofluido permitindo um equilíbrio de pressões entre as tubagens de ida e retorno. Por outro lado, se houver um imprevisto qualquer que bloqueie o acesso do termofluido aos consumidores, a sua pressão iria aumentar rapidamente na tubagem de ida e esta válvula irá actuar, abrindo-se mais, facilitando assim o retorno do termofluido à caldeira. Isto mantém o termofluido sempre a circular evitando a sua paragem, nomeadamente no interior da caldeira, local da instalação onde o termofluido atinge a temperatura máxima e onde por isso os riscos de acidente são bastante elevados.

Na Figura 7.12 apresenta-se um outro esquema, este para uma situação em que há dois utilizadores que requerem termofluido a temperaturas diferentes. Finalmente, na Figura 7.13, apresenta-se um esquema destinado a permitir a um dado utilizador usar tanto o termofluido para aquecimento como para arrefecimento.

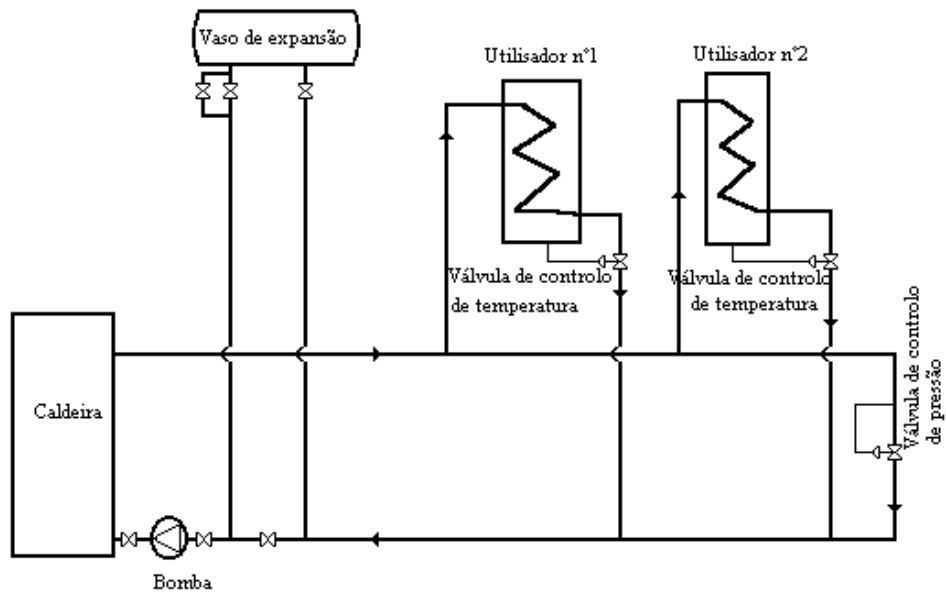


Figura 7.11- Instalação de termofluido para servir vários utilizadores à mesma temperatura.

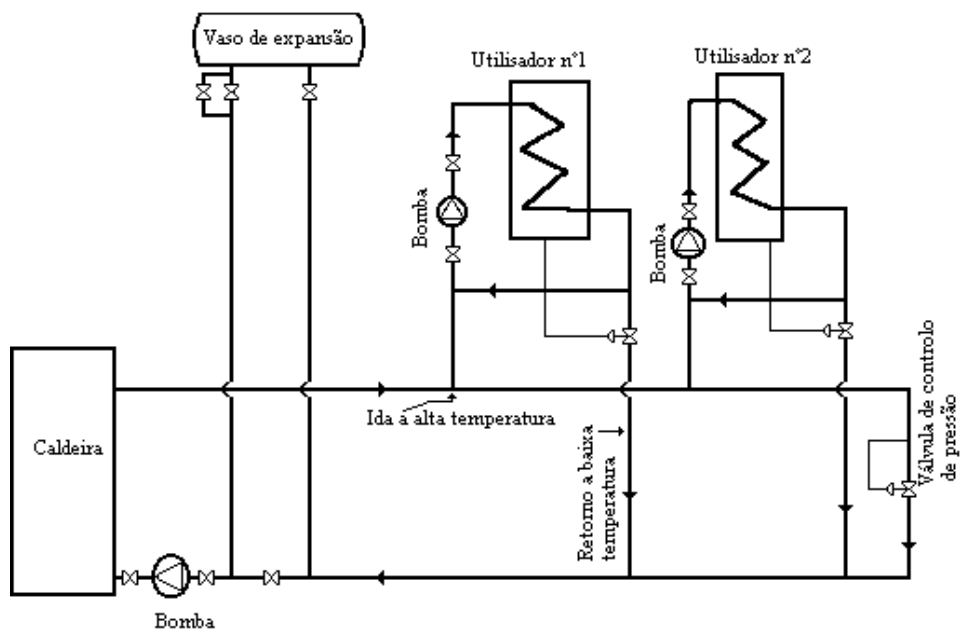


Figura 7.12 - Instalação de termofluido para servir vários utilizadores a diferentes temperaturas.

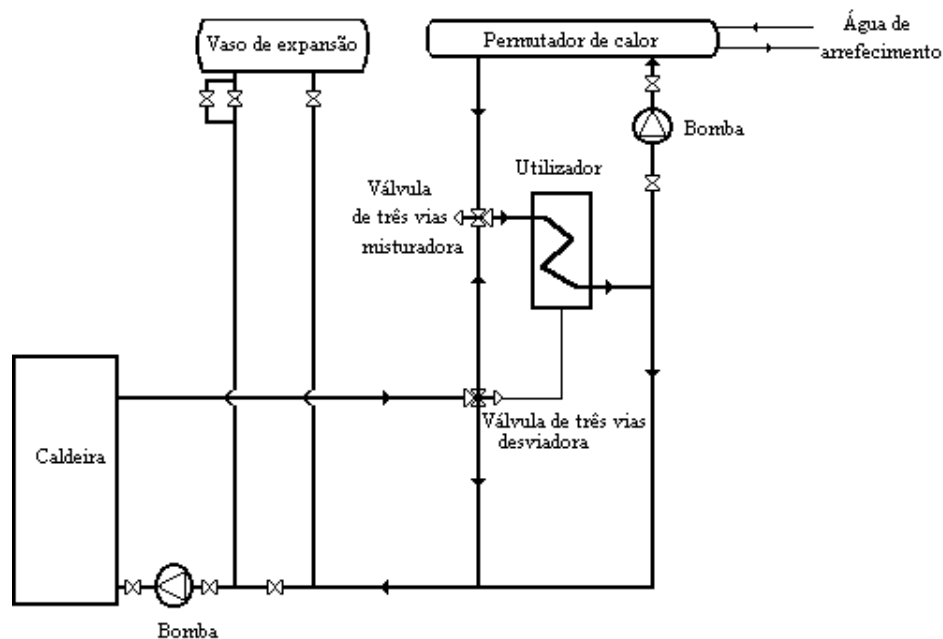


Figura 7.13 - Instalação de termofluido a servir um único utilizador mas com dupla finalidade, aquecimento e arrefecimento.

7.8 - Recomendações de projeto.

Para o dimensionamento das linhas principais, após se conhecer o caudal de termofluido necessário em função da quantidade de calor a transferir e do gradiente térmico aceitável para o termofluido entre a ida e o retorno deste à caldeira, deve adotar-se um diâmetro de tubagem tal que a velocidade média do termofluido esteja entre os 2 e os 3 m/s. Por outro lado, a perda de carga não deverá afastar-se muito dos 0,002 bar/m. Haverá pois que compatibilizar estas duas recomendações práticas. Nas superfícies e tubagens de transferência de calor nunca se deve trabalhar com velocidades médias do fluido abaixo dos 3 m/s. A gama de velocidades recomendada para esta zona vai dos 3 aos 5 m/s, o que permite garantir temperaturas não muito elevadas na camada limite, principalmente no caso mais perigoso que é a caldeira, evitando-se fenómenos de pirólise e conseqüente aumento da resistência à transferência de calor.

O diferencial de temperaturas entre a alimentação da caldeira e a saída do termofluido aquecido deverá estar entre os 50 e os 80 °C. Esta questão das limitações dos gradientes de temperatura nas zonas de transferência, principalmente nas caldeiras, leva a que as caldeiras de termofluido apresentem fluxos caloríficos inferiores aos das caldeiras de vapor de água ou água quente. Com efeito as caldeiras de água quente ou a vapor funcionam com valores de 126 a 158 kW/m² (potência calorífica trocada por unidade de superfície de transferência de calor) enquanto as de termofluido funcionam entre 16 e 38 kW/m².

As tubagens devem ser soldadas em tubo de aço ao carbono sem costura (por exemplo DIN 2448/EN 10220) em aços St 37.0 ou St 35.2.

Os acessórios a utilizar devem ser das classes de pressão PN 16 e PN 25. Antigamente, quando os materiais das juntas de vedação eram mais fracos, e as forças de aperto das flanges tinham de ser bem mais elevadas do que as atualmente empregues, os instaladores eram obrigados a utilizar acessórios das classes de pressão PN 25 e PN 40.

Devem ser colocadas purgas para ar e voláteis nos pontos altos da instalação assim como drenos nos pontos baixos. Para maior facilidade de actuação durante operações de manutenção e reparação parciais em componentes ou equipamentos, devem ser instaladas linhas dedicadas à recolha do termofluido por forma a que os vários setores da instalação possam ser desligados e esvaziados sem se afectar o restante da instalação, evitando-se uma paragem total motivada por um problema localizado. Por esta razão, deverão ser instaladas válvulas que possibilitem o seccionamento da instalação em zonas e as linhas de ida e retorno do termofluido devem ter um traçado tal que contemple esta eventualidade.

Não devem ser usadas tubagens e acessórios de cobre ou suas ligas, visto estas atuarem como catalisadores da oxidação do termofluido. O alumínio e suas ligas também não podem ser utilizados. As válvulas deverão ser em ferro fundido ou aço vazado ou aço inox. As válvulas de globo deverão ser equipadas com fole em aço inoxidável. Há fabricantes de termofluidos que não recomendam a utilização de ferro fundido devido à sua elevada porosidade.

7.9 - Enchimento e arranque da instalação.

O enchimento e o primeiro arranque da instalação deverão ser efetuados logo após a montagem e antes da instalação do isolamento térmico, sendo porém antecedido de um ensaio de pressão por recurso a ar comprimido. Durante este ensaio serão efetuados testes de estanquicidade com espuma de sabão, altura em que serão escovadas e limpas exteriormente as soldaduras.

Seguir-se-á então o enchimento da instalação com termofluido frio até que o nível do líquido no vaso de expansão chegue aos 25 %, fazendo-se em simultâneo a drenagem de resíduos. Arranca-se a bomba e a caldeira até que o termofluido atinja os 90 °C. Mantém-se a temperatura do termofluido neste valor e faz-se a purga da instalação, repetindo-se a drenagem de resíduos. Quando já não houver libertação de voláteis neste patamar dos 90 °C, sobe-se a temperatura do termofluido para os 120 °C e repete-se o procedimento de purga da instalação e drenagem de resíduos. Continua-se a subir a temperatura do termofluido repetindo-se todo este procedimento de 20 em 20 °C. A partir dos 220 °C pode-se deixar subir a temperatura da instalação até que se atinge a temperatura de funcionamento

A purga deve ser feita sempre que se arranca a instalação assim como uma vez por mês ou sempre que se introduz óleo novo.

7.10 - Propriedades físicas necessárias ao dimensionamento térmico.

Nesta secção apresentam-se propriedades físicas de alguns termofluidos. Este levantamento de dados não pretende ser exaustivo, mas somente permitir ao leitor ficar com uma ideia das ordens de grandezas das propriedades mais importantes para o dimensionamento térmico dos sistemas de termofluido. As propriedades relevantes são a massa específica, o calor específico, a condutibilidade térmica, a viscosidade dinâmica e a pressão de vapor. Além de tabelas destas propriedades retiradas das publicações editadas pelos produtores dos termofluidos aqui referidos, propõe-se, em alternativa, correlações para o cálculo dessas mesmas propriedades.

7.10.1 – Fórmulas para o cálculo das propriedades de alguns termofluidos.

i) TRANSCAL N (BP).

As fórmulas que seguidamente se apresentam foram obtidas de um folheto da BP referente a um termofluido com a designação comercial de TRANSCAL N (BP)

a) Calor específico.

$$c = 1,8 + 0,0036 T \quad (7.3)$$

ou levando em conta variações de densidade do fluido

$$c = \frac{4,187}{\sqrt{d}} (0,403 + 0,00081 T) \quad (7.4)$$

com $[c] = \text{kJ}/(\text{kg K})$, $[T] = ^\circ\text{C}$ e d a densidade do termofluido relativamente à água [-].

b) Massa específica.

$$\rho = 879,41 + 0,5992 T \quad (7.5)$$

com $[\rho] = \text{kg}/(\text{m}^3)$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

c) Condutibilidade térmica.

$$k_t = 0,1353 - \frac{0,0153}{195,52} T \quad (7.6)$$

ou, atendendo a variações de densidade do termofluido,

$$k_t = \frac{0,117}{d} (1 - 0,0054 T) \quad (7.7)$$

com $[k_t] = \text{W}/(\text{m K})$, $[T] = ^\circ\text{C}$ e d a densidade do termofluido relativamente à água [-].

ii) SYLTHERM 800 (DOW).

As fórmulas que seguidamente se apresentam foram obtidas de um folheto da Dow Chemical referente a um termofluido à base de silicone com a designação comercial de SYLTHERM 800 e recomendado para a gama de temperaturas de -40 a 400 °C.

a) Calor específico.

$$c = 0,0017 T + 1,5742 \quad (7.8)$$

com $[c] = \text{kJ}/(\text{kg K})$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

b) Massa específica.

$$\rho = -0,0005 T^2 - 0,8048 T + 952,5438 \quad (7.9)$$

com $[\rho] = \text{kg}/(\text{m}^3)$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

c) Condutibilidade térmica.

$$k_t = -0,00019 T + 0,13877 \quad (7.10)$$

com $[k_t] = \text{W}/(\text{m K})$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

d) Viscosidade dinâmica.

Para a viscosidade dinâmica propõe-se,

$$\mu = \exp \left[\frac{2888,5}{T + 365,68} - 12,013 \right] \quad (7.11)$$

com $[\mu] = \text{Pa s}$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

iii) SYLTHERM HF (DOW).

As fórmulas que seguidamente se apresentam foram obtidas de um folheto da Dow Chemical referente a um termofluido à base de silicone com a designação comercial de SYLTHERM HF e recomendado para a gama de temperaturas de -73 a 260 °C.

a) Calor específico.

$$c = 0,0025 T + 1,6326 \quad (7.12)$$

com $[c] = \text{kJ}/(\text{kg K})$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

b) Massa específica.

$$\rho = -1,011 T + 891,9798 \quad (7.13)$$

com $[\rho] = \text{kg}/(\text{m}^3)$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

c) Condutibilidade térmica.

$$k_t = -2,480 \times 10^{-4} T + 1,1196 \times 10^{-1} \quad (7.14)$$

com $[k_t] = \text{W}/(\text{m K})$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

d) Viscosidade dinâmica.

Para a viscosidade dinâmica propõe-se,

$$\mu = \exp \left[\frac{1393}{T + 274,308} - 11,028 \right] \quad (7.15)$$

com $[\mu] = \text{Pa s}$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

iv) DURATHERM S (DURATHERM).

As fórmulas que seguidamente se apresentam foram obtidas de um folheto da DURATHERM referente a um termofluido com a designação comercial de DURATHERM S e recomendado para a gama de temperaturas de -50 a 343 °C.

a) Calor específico.

$$c = 0,0017 T + 1,6274 \quad (7.16)$$

com $[c] = \text{kJ}/(\text{kg K})$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

b) Massa específica.

$$\rho = -0,4654 T + 975,74 \quad (7.17)$$

com $[\rho] = \text{kg}/(\text{m}^3)$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

c) Condutibilidade térmica.

$$k_t = -2,0295 \times 10^{-4} T + 1,3634 \times 10^{-1} \quad (7.18)$$

com $[k_t] = \text{W}/(\text{m K})$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

d) Viscosidade dinâmica.

Para a viscosidade dinâmica propõe-se,

$$\mu = \exp \left[\frac{2244,64}{T + 327,04} - 9,2949 \right] \quad (7.19)$$

com $[\mu] = \text{Pa s}$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

v) THERMINOL 68 (SOLUTIA).

As fórmulas que seguidamente se apresentam foram obtidas de um folheto da SOLUTIA referente a um termofluido com a designação comercial de THERMINOL 68 e recomendado para a gama de temperaturas de -20 a 370 °C.

a) Calor específico.

$$c = 3,224 \times 10^{-3} T + 1,5592 \quad (7.20)$$

com $[c] = \text{kJ}/(\text{kg K})$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

b) Massa específica.

$$\rho = -0,720 T + 1041,6 \quad (7.21)$$

com $[\rho] = \text{kg}/(\text{m}^3)$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

c) Condutibilidade térmica.

$$k_t = -7,9972 \times 10^{-5} T + 1,2512 \times 10^{-1} \quad (7.22)$$

com $[k_t] = \text{W}/(\text{m K})$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

d) Viscosidade dinâmica.

Para a viscosidade dinâmica propõe-se,

$$\mu = \exp \left[\frac{855,864}{T + 105,834} - 10,088 \right] \quad (7.23)$$

com $[\mu] = \text{Pa s}$ e $[T] = ^\circ\text{C}$.

7.10.2 – Tabelas de propriedades de alguns termofluidos.

Em alternativa às fórmulas anteriormente propostas apresentam-se seguidamente tabelas para alguns termofluidos.

Tabela 7.1
SLYTHERM 800

T	c	ρ	h_t	μ	p_{vap}
(°C)	(kJ/(kg/K))	(kg/m ³)	(W/m/K)	(Pa s)	(bar)
-40	1,506	990,61	0,1463	0,05105	0
-30	1,523	981,08	0,1444	0,03545	0
-20	1,54	971,68	0,1425	0,02586	0
-10	1,557	962,37	0,1407	0,01961	0
0	1,574	953,16	0,1388	0,01533	0
10	1,591	944,04	0,1369	0,01227	0
20	1,608	934,99	0,135	0,01003	0
30	1,625	926	0,1331	0,00832	0
40	1,643	917,07	0,1312	0,007	0,001
50	1,66	908,18	0,1294	0,00596	0,002
60	1,677	899,32	0,1275	0,00512	0,0042
70	1,694	890,49	0,1256	0,00443	0,0081
80	1,711	881,68	0,1237	0,00386	0,0146
90	1,728	872,86	0,1218	0,00339	0,0247
100	1,745	864,05	0,12	0,00299	0,04
110	1,762	855,21	0,1181	0,00265	0,0622
120	1,779	846,35	0,1162	0,00236	0,093
130	1,796	837,46	0,1143	0,00211	0,135
140	1,813	828,51	0,1124	0,00189	0,19
150	1,83	819,51	0,1106	0,0017	0,261
160	1,847	810,45	0,1087	0,00154	0,35
170	1,864	801,31	0,1068	0,00139	0,46
180	1,882	792,08	0,1049	0,00126	0,595
190	1,899	782,76	0,103	0,00115	0,756
200	1,916	773,33	0,1012	0,00105	0,956
210	1,933	763,78	0,0993	0,00096	1,168
220	1,95	754,11	0,0974	0,00088	1,424
230	1,967	744,3	0,0955	0,00081	1,717
240	1,984	734,35	0,0936	0,00074	2,048
250	2,001	724,24	0,0918	0,00069	2,421
260	2,018	713,96	0,0899	0,00063	2,836
270	2,035	703,51	0,088	0,00059	3,296
280	2,052	692,87	0,0861	0,00054	3,802
290	2,069	682,03	0,0842	0,0005	4,354
300	2,086	670,99	0,0824	0,00047	4,955
310	2,104	659,73	0,0805	0,00044	5,605
320	2,121	648,24	0,0786	0,00041	6,305
330	2,138	636,52	0,0767	0,00038	7,056
340	2,155	624,55	0,0748	0,00036	7,857
350	2,172	612,33	0,0729	0,00033	8,709
360	2,189	599,83	0,0711	0,00031	9,612
370	2,206	587,07	0,0692	0,00029	10,57
380	2,223	574,01	0,0673	0,00028	11,57
390	2,24	560,66	0,0654	0,00026	12,62
400	2,257	547	0,0635	0,00025	13,73

Tabela 7.2
SLYTHERM HF

T	c	ρ	h_t	μ	p_{vap}
(°C)	(kJ/(kg·K))	(kg/m ³)	(W/m·K)	(Pa·s)	(bar)
-73	1,453	965,78	0,1301	0,01646	0
-70	1,460	962,75	0,1293	0,01487	0
-60	1,485	952,64	0,1268	0,01081	0
-50	1,509	942,53	0,1244	0,00808	0
-40	1,534	932,42	0,1219	0,0062	0
-30	1,559	922,31	0,1194	0,00486	0
-20	1,583	912,2	0,1169	0,00388	0
-10	1,608	902,09	0,1144	0,00316	0
0	1,633	891,98	0,112	0,0026	0
10	1,657	881,87	0,1095	0,00218	0
20	1,682	871,76	0,107	0,00184	0
30	1,707	861,65	0,1045	0,00158	0
40	1,731	851,54	0,102	0,00137	0
50	1,756	841,43	0,0996	0,00119	0
60	1,780	831,32	0,0971	0,00105	0,0001
70	1,805	821,21	0,0946	0,00093	0,0001
80	1,830	811,1	0,0921	0,00083	0,0001
90	1,854	800,99	0,0896	0,00074	0,0002
100	1,879	790,88	0,0872	0,00067	0,0003
110	1,904	780,77	0,0847	0,00061	0,0005
120	1,928	770,66	0,0822	0,00056	0,0008
130	1,953	760,55	0,0797	0,00051	0,0011
140	1,977	750,44	0,0772	0,00047	0,0015
150	2,002	740,33	0,0748	0,00043	0,0021
160	2,027	730,22	0,0723	0,0004	0,0028
170	2,051	720,11	0,0698	0,00037	0,0037
180	2,076	710	0,0673	0,00035	0,0049
190	2,101	699,89	0,0648	0,00033	0,0063
200	2,125	689,78	0,0624	0,00031	0,008
210	2,150	679,67	0,0599	0,00029	0,0101
220	2,174	669,56	0,0574	0,00027	0,0126
230	2,199	659,45	0,0549	0,00026	0,0155
240	2,224	649,34	0,0524	0,00024	0,0189
250	2,248	639,23	0,05	0,00023	0,0229
260	2,273	629,12	0,0475	0,00022	0,0274

Tabela 7.3
DURATHERM S

T (°C)	c (kJ/kg/K)	ρ (kg/m ³)	h_t (W/m/K)	μ (Pa s)	p_{vap} (bar)
-50	1,551	999,85	0,145	0,3342	0
-40	1,561	997,36	0,144	0,28704	0
-34	1,57	994,86	0,143	0,2401	0
-29	1,58	992,36	0,142	0,193401	0
-23	1,59	989,87	0,141	0,135355	0
-18	1,599	987,37	0,14	0,12348	0
-15	1,607	984,87	0,139	0,111655	0
-12	1,614	982,38	0,138	0,104525	0
-7	1,621	979,88	0,138	0,09742	0
-1	1,629	977,38	0,137	0,090359	0
0	1,636	974,89	0,136	0,083324	0
4	1,643	972,39	0,135	0,076333	0
10	1,651	969,9	0,134	0,069513	0
16	1,658	967,4	0,133	0,062717	0
21	1,665	964,9	0,132	0,055964	0
27	1,673	962,41	0,132	0,049247	0
32	1,68	959,91	0,131	0,042553	0
38	1,687	957,41	0,13	0,035903	0
43	1,696	954,92	0,129	0,03411	0
49	1,706	952,42	0,127	0,032316	0
54	1,715	949,92	0,126	0,03054	0
60	1,724	947,43	0,125	0,028773	0
66	1,733	944,93	0,124	0,027006	0
71	1,742	942,43	0,123	0,025257	0
77	1,751	939,94	0,122	0,023517	0
82	1,761	937,44	0,121	0,021777	0
88	1,77	934,95	0,119	0,020055	0
93	1,779	932,45	0,118	0,018341	0
99	1,788	929,95	0,117	0,016628	0
104	1,807	924,96	0,115	0,014522	0
110	1,816	922,46	0,114	0,014114	0
116	1,825	919,97	0,112	0,013708	0
121	1,834	917,47	0,111	0,013294	0,0021
127	1,843	914,97	0,11	0,012892	0,0025
132	1,852	912,48	0,109	0,012492	0,0029
138	1,862	909,98	0,108	0,012094	0,0033
143	1,871	907,48	0,107	0,011697	0,0037
149	1,88	904,99	0,106	0,011303	0,0041
154	1,89	902,49	0,104	0,010911	0,005
160	1,899	900	0,103	0,010512	0,0058
166	1,909	897,5	0,102	0,010124	0,0066
171	1,918	895	0,101	0,009738	0,0074
177	1,928	892,51	0,1	0,009354	0,0083
182	1,938	890,01	0,099	0,008971	0,0091
188	1,947	887,51	0,098	0,008591	0,0099
193	1,957	885,02	0,097	0,008213	0,0108

199	1,967	882,52	0,095	0,007837	0,0116
204	1,976	880,02	0,094	0,007454	0,0124
210	1,986	877,53	0,093	0,007082	0,0132
216	1,995	875,03	0,092	0,006711	0,0141
221	2,005	872,54	0,091	0,006343	0,0149
227	2,015	870,04	0,09	0,005977	0,0157
232	2,024	867,54	0,089	0,005613	0,0165
238	2,034	865,05	0,088	0,005251	0,0174
243	2,044	862,55	0,086	0,004882	0,0182
249	2,053	860,05	0,085	0,004524	0,019
254	2,063	857,56	0,084	0,004168	0,0199
260	2,072	855,06	0,083	0,003814	0,0207
266	2,082	852,56	0,082	0,003709	0,0256
271	2,092	850,07	0,081	0,003604	0,0305
277	2,101	847,57	0,08	0,0035	0,0354
282	2,111	845,07	0,079	0,003397	0,0403
288	2,121	842,58	0,078	0,003303	0,0452
293	2,13	840,08	0,077	0,003201	0,0501
299	2,14	837,59	0,076	0,003099	0,055
304	2,15	835,09	0,075	0,002998	0,0598
310	2,159	832,59	0,074	0,002897	0,0647
316	2,169	830,1	0,073	0,002797	0,0696
321	2,178	827,6	0,072	0,002698	0,1377
327	2,188	825,1	0,071	0,002599	0,2058
332	2,198	822,61	0,07	0,002501	0,2739
338	2,207	819,61	0,069	0,002401	0,342
343	2,217	817,62	0,067	0,002314	0,4101

Tabela 11.4
THERMINOL 68

T (°C)	c (kJ/(kg/K))	ρ (kg/m ³)	h_t (W/m/K)	μ (Pa s)	p_{vap} (bar)
-20	1,495	1056	0,127	0,94073	0
-10	1,527	1048,8	0,126	0,32242	0
0	1,559	1041,6	0,125	0,13434	0
10	1,591	1034,4	0,124	0,0652	0
20	1,624	1027,2	0,123	0,03568	0
30	1,656	1020	0,123	0,02146	0
40	1,688	1012,8	0,122	0,01392	0,0001
50	1,72	1005,6	0,121	0,00958	0,0002
60	1,753	998,4	0,12	0,00694	0,0003
70	1,785	991,2	0,12	0,00522	0,0005
80	1,817	984	0,119	0,00407	0,0008
90	1,849	976,8	0,118	0,00325	0,0014
100	1,882	969,6	0,117	0,00266	0,0022
110	1,914	962,4	0,116	0,00222	0,0035
120	1,946	955,2	0,116	0,00188	0,0053
130	1,978	948	0,115	0,00162	0,0079
140	2,011	940,8	0,114	0,00141	0,0116
150	2,043	933,6	0,113	0,00124	0,0167
160	2,075	926,4	0,112	0,0011	0,0237
170	2,107	919,2	0,112	0,00098	0,033
180	2,14	912	0,111	0,00088	0,0454
190	2,172	904,8	0,11	0,0008	0,0616
200	2,204	897,6	0,109	0,00073	0,0824
210	2,236	890,4	0,108	0,00066	0,109
220	2,268	883,2	0,107	0,00061	0,1425
230	2,301	876	0,107	0,00056	0,1844
240	2,333	868,8	0,106	0,00051	0,2361
250	2,365	861,6	0,105	0,00048	0,2996
260	2,397	854,4	0,104	0,00044	0,3767
270	2,43	847,2	0,103	0,00041	0,4607
280	2,462	840	0,103	0,00038	0,581
290	2,494	832,8	0,102	0,00036	0,7133
300	2,526	825,6	0,101	0,00034	0,8694
310	2,559	818,4	0,1	0,00032	1,0526
320	2,591	811,2	0,1	0,0003	1,2661
330	2,623	804	0,099	0,00028	1,5137
340	2,655	796,8	0,098	0,00026	1,7992
350	2,688	789,6	0,097	0,00025	2,1267
360	2,72	782,4	0,096	0,00024	2,5006
370	2,752	775,2	0,096	0,00023	2,9254

7.11 – O isolamento das instalações de termofluido.

Uma instalação a alta temperatura, como é o caso de uma rede de termofluido, terá logicamente de ser termicamente bem isolada. Muitos montadores usam para as redes de termofluido o mesmo isolamento que se usa para as instalações de vapor de água, lã de vidro, lã de rocha ou outro tipo de lã mineral. Contudo há um problema grave com o emprego deste tipo de isolamentos em redes de termofluidos, quando nestas se verificam fugas de fluido. Os termofluidos quando embebem estas lãs isolantes ficam com uma área superficial muito acrescida e passam a ser facilmente autoinflamáveis. Esta situação verificar-se-á como consequência da existência de uma fuga numa linha de termofluido, que por sua vez vai paulatinamente embebendo o isolamento. Havendo entrada de ar e contato deste com o termofluido na vizinhança de uma tubagem quente, ir-se-á verificar uma ignição e posterior propagação da chama, Figura 7.14.



Figura 7.14 – O resultado da mistura do termofluido com o material do isolamento térmico das tubagens. A amostra mais à esquerda refere-se ao vidro celular. As outras amostras são de várias lãs minerais.

Para se evitar este tipo de incidentes recomenda-se por um lado que as linhas de termofluido sejam perfeitamente estaques, que o acesso do ar ao seio do isolamento seja o mais possível limitado e finalmente que se use como material isolante o isolamento inorgânico de vidro celular conhecido pelo nome comercial de FOAMGLAS, ou outro tipo de espuma vidro celular equivalente.

A amostra mais à esquerda na Figura 7.14 apresenta o que se passa quando o isolamento é efetuado com vidro celular enquanto as outras amostras mostram o que poderá acontecer se forem empregues lãs minerais.

Anexo A - Termodinâmica. Revisão de Conceitos Básicos.

A.1 - Introdução.

A termodinâmica é a ciência que estuda as transformações recíprocas de energia sob qualquer forma, os processos para conseguir tal desiderato procurando definir o sentido das evoluções, a extensão dos referidos processos e as propriedades da matéria relacionadas com tais transformações de energia, não havendo preocupações quanto à natureza do mecanismo pelo qual se concretizam esses processos, nem com o modelo de constituição da matéria que se imagine para tal. É uma ciência baseada em quatro princípios básicos sustentados pela evidência experimental, as leis da Termodinâmica.

Sendo finalidade deste curso o estudo de técnicas avançadas para a análise de sistemas termodinâmicos, vamos de imediato rever alguns conceitos básicos apreendidos no estudo da Termodinâmica Clássica.

Iremos adoptar dois critérios de estudo:

- i) Análise de uma região englobando uma quantidade bem definida de matéria, o sistema termodinâmico. À superfície limite do sistema chama-se fronteira do sistema;
- ii) Análise de uma região do espaço que não engloba a mesma matéria durante o período em estudo, o volume de controlo. A superfície limite do volume de controlo é a superfície de controlo.

Tanto a fronteira do sistema como a superfície de controlo podem ser reais ou imaginárias, fixas ou móveis, rígidas ou deformáveis. Notemos no entanto, que enquanto a fronteira do sistema não permite trocas de matéria, a superfície de controlo permite-o. Por vezes, numa definição mais aligeirada de termos, há autores que designam o sistema termodinâmico por sistema fechado e o volume de controlo por sistema aberto.

Ao espaço e aos corpos não envolvidos pela fronteira do sistema ou pela superfície de controlo chama-se exterior. O termo exterior é restrito àquelas porções de matéria externas ao sistema ou volume de controlo que são afectadas pelas mudanças ocorridas no interior do sistema ou do volume de controlo. Sempre que hajam movimentos, a definição de sistema ou volume de controlo pressupõe o conhecimento de um sistema de referência inercial. Quando entre o sistema e o exterior não existam interacções dizemos que o sistema está isolado. A combinação do sistema, ou do volume de controlo, e o respectivo exterior constitui o universo, no sentido termodinâmico do termo.

As características pelas quais um sistema termodinâmico num dado instante pode ser descrito, sem vínculos à história vivida pelo mesmo, são as propriedades, variáveis de estado ou funções termodinâmicas. São grandezas macroscópicas que dependem do estado interno do sistema. Quando as variáveis que descrevem o sistema se modificam por qualquer modo que seja, espontaneamente, ou por influências externas, diz-se que o sistema sofreu uma mudança de estado. Sempre que não há forças por equilibrar no interior de um sistema ou não se exerçam forças entre o sistema e o exterior, diz-se que o sistema está num estado de equilíbrio mecânico. Se o sistema

em equilíbrio mecânico não tende a experimentar uma modificação espontânea da sua estrutura interna, tal como uma reacção química ou uma transferência de matéria de uma parte do sistema para outra, diz-se que o sistema se encontra num estado de equilíbrio químico. Existe equilíbrio térmico, quando não há mudança espontânea das variáveis de um sistema em equilíbrio mecânico e químico e todas as partes do sistema se encontram à mesma temperatura.

Quando as condições necessárias para os três tipos de equilíbrio estão satisfeitas, o sistema encontra-se em equilíbrio termodinâmico. Já se referiu que os estados de equilíbrio termodinâmico de um sistema se podem definir em função de variáveis macroscópicas nas quais não intervenha o tempo, conhecidas por variáveis de estado. Caso não se cumpram as condições necessárias para a verificação de qualquer um dos três tipos de equilíbrio que constituem o equilíbrio termodinâmico, o sistema não está em equilíbrio. Sendo assim, o sistema passa por uma série de estados que não podem ser definidos em função de variáveis de estado que se refiram ao sistema em conjunto.

Define-se processo quase estático, ou de quase equilíbrio, como sendo aquele em que o sistema em evolução apresenta um afastamento infinitesimal da situação de equilíbrio. Na prática, são possíveis processos em que o afastamento do equilíbrio não sendo infinitesimal é muito pequeno. Tais processos podem ser tratados como se fossem processos quase estáticos sem erro apreciável.

Para um sistema \underline{A} em equilíbrio termodinâmico consideremos uma fronteira imaginária limitando um subsistema \underline{a} , como se vê na Figura 3.1. Há determinadas propriedades cujo valor é comum aos dois sistemas, enquanto outras são diferentes. Por exemplo, \underline{A} e \underline{a} têm a mesma pressão e temperatura, mas têm volumes e massas diferentes. As primeiras são propriedades intensivas, não dependem da quantidade de matéria do sistema; as segundas são propriedades extensivas, dependem da quantidade de matéria do sistema. Conclusão, as propriedades intensivas caracterizam uma dada substância pura ou mistura homogênea de substâncias enquanto as propriedades extensivas caracterizam um dado corpo.

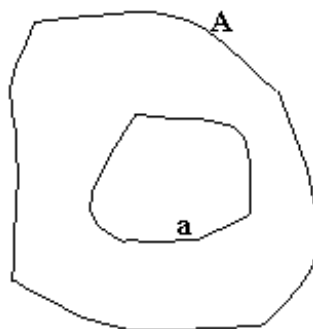


Figura A.1 - Sistema termodinâmico e um subsistema.

Denomina-se sistema químico a qualquer sistema termodinâmico que exerce sobre o exterior uma pressão hidrostática e uniforme na ausência de efeitos de superfície,

gravíticos, eléctricos ou magnéticos. Os sistemas químicos dividem-se por sua vez em:

i) Substância pura, que é um componente químico com composição química invariável e homogénea presente na fase sólida, líquida ou gasosa ou mistura de duas quaisquer delas, ou mistura das três fases;

ii) Mistura homogénea de diferentes componentes, tal como uma mistura de gases inertes, mistura de gases quimicamente activos ou uma solução;

iii) Mistura heterogénea, tal como uma mistura de diferentes gases em contacto com uma mistura de diferentes líquidos.

Vamos dedicarmo-nos no imediato a estudos de fenómenos em que intervêm substâncias puras. Para uma substância simples compressível (isto é, uma substância pura na ausência de movimentos, acção da gravidade, efeitos de superfície, magnéticos ou eléctricos) o seu estado termodinâmico é definido por duas propriedades (intensivas) independentes. Qualquer outra propriedade virá em função destas duas. Isto é, para qualquer sistema simples compressível existe sempre uma equação de estado que exprime uma relação entre as duas propriedades independentes e uma terceira propriedade delas dependente, unicamente válida para estados de equilíbrio. Por exemplo, para p , v e T , $v = v(T,p)$ ou $p = p(T,v)$ ou $T = T(p,v)$.

Uma equação de estado exprime as peculiaridades individuais de um sistema em contraste com as de outro e por conseguinte tem de ser determinada mediante a experimentação ou por uma teoria molecular. Uma equação de estado não é uma consequência teórica deduzida a partir da Termodinâmica mas constitui antes uma adição experimental. Dá os resultados de experiências nas quais se mediram as variáveis de estado de um sistema, com a maior precisão possível, mas dentro de um intervalo de valores limitados. Só tem por isso a precisão das experiências que conduziram à sua formulação e é válida unicamente nesse intervalo de valores medidos. Para a Termodinâmica o importante é que existe uma equação de estado e não a possibilidade de expressá-la em forma matemática. Em muitos casos (H_2O , CCl_2F_2 e outros fluidos frigorígenos) atendendo à complexidade matemática da equação de estado preferiu-se apresentá-la em forma de tabelas ou gráficos.

Se das propriedades termodinâmicas de um sistema somente duas se podem fazer variar arbitrariamente tomando todas as outras propriedades valores dependentes destas é possível representar o estado do sistema por um ponto, num plano referenciado por dois eixos cartesianos parametrizados por duas propriedades termodinâmicas. Ao ponto que representa o estado chama-se ponto figurativo do estado. Quando um sistema evolui quase estaticamente é possível registar-se sobre um diagrama os diferentes estados por que o sistema vai passando, obtendo-se necessariamente uma linha contínua. Teremos então o caminho ou trajectória efectuada pelo sistema, Figura A.2.

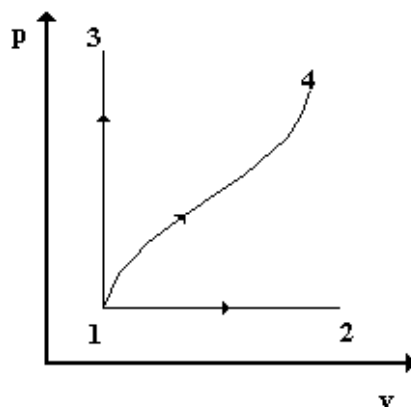
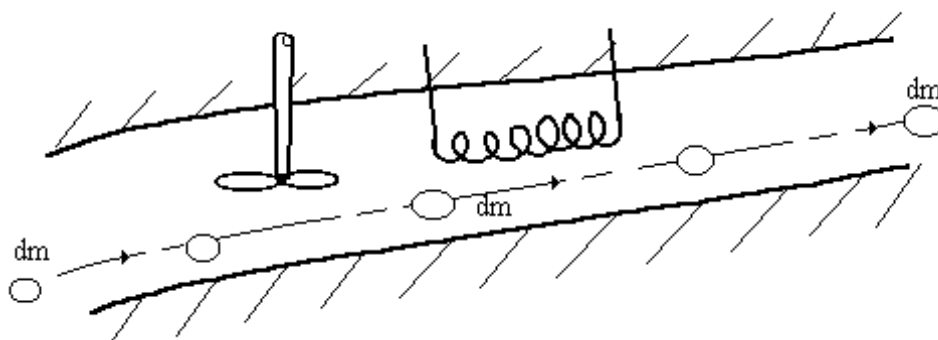


Figura A.2 - Diagrama de Clapeyron.

Quando o fluido evolui num volume de controlo também podemos registar a sua evolução. Imagine-se um sistema elementar (de massa dm) que sofre uma evolução quase estática ao atravessar o referido volume de controlo registando-se os valores assumidos pelas propriedades termodinâmicas (intensivas) em cada ponto ou instante, Figura 3.3.

Figura A.3 - Evolução de um sistema elementar de massa dm num volume de controlo.

Quando um sistema evolui segundo uma série de processos de modo a voltar ao seu estado inicial cumpriu-se um ciclo ou processo cíclico e num diagrama termodinâmico a evolução representa-se por uma linha fechada, Figura A.4.

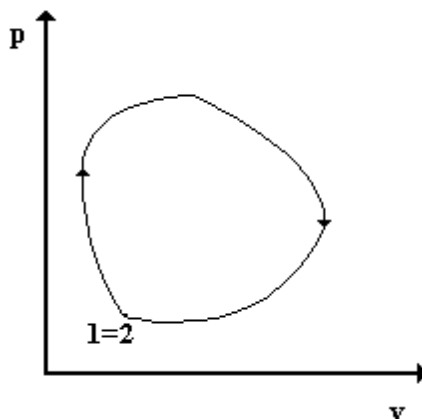


Figura 3.4 - Evolução de um sistema segundo um ciclo.

A.2 - Lei Zero da Termodinâmica.

Dois sistemas têm temperaturas idênticas quando não há mudanças nas suas características observáveis ao serem postos em contacto entre si. Essas características facilmente observáveis são conhecidas por propriedades termodinâmicas. Então, de acordo com a experiência, se dois corpos têm igualdade de temperatura com um terceiro, terão igualdade de temperatura entre si. Este princípio de equilíbrio térmico é geralmente denominado lei zero da Termodinâmica. Esta lei empírica constitui a base da medida da temperatura.

A.3 - Trabalho e calor.

Trabalho e calor são fenómenos em trânsito!

Trabalho é “algo” que aparece na fronteira quando um sistema muda o seu estado devido ao movimento de parte, ou do todo, da sua fronteira sob a acção de uma força. Também podemos dizer que um sistema realiza trabalho se o único efeito sobre o meio exterior puder ser o levantamento de um peso. Ao trabalho efectuado por uma parte do sistema sobre outra chama-se trabalho interno. Em Termodinâmica não se considera o trabalho interno e só tem significado o trabalho que implica a interacção entre o sistema e o exterior.

Para um sistema simples compressível a evoluir quase estaticamente entre dois estados de equilíbrio 1 e 2,

$${}_1W_2 = -\int_1^2 p \, dV \quad (\text{A.1})$$

ou, por kg de fluido de trabalho,

$${}_1w_2 = -\int_1^2 p \, dv \quad (\text{A.2})$$

Calor é “algo” que aparece na fronteira quando um sistema muda o seu estado devido a uma diferença finita de temperatura entre o sistema e o exterior. Um sistema nunca contém calor! O calor somente pode ser identificado quando atravessa a fronteira de um sistema termodinâmico.

Tanto o calor como o trabalho são fenómenos de fronteira e são métodos mediante os quais se varia a energia do sistema, energia essa que atravessa a fronteira do sistema. O trabalho e o calor são funções de linha e diferenciais inexactas, dependem do caminho percorrido pelo sistema.

$${}_1W_2 = \int_1^2 \delta W \quad (\text{A.3})$$

e

$${}_1Q_2 = \int_1^2 \delta Q \quad (\text{A.4})$$

Há duas convenções de sinais normalmente utilizadas para a qualificação das trocas energéticas, sob a forma de calor e trabalho, que um sistema termodinâmico sofre. Para convenção de sinais clássica o trabalho produzido por um sistema é positivo enquanto o trabalho fornecido ao sistema é negativo, enquanto por outro lado o calor transferido para o sistema é considerado positivo ao passo que o calor transferido do sistema é negativo.

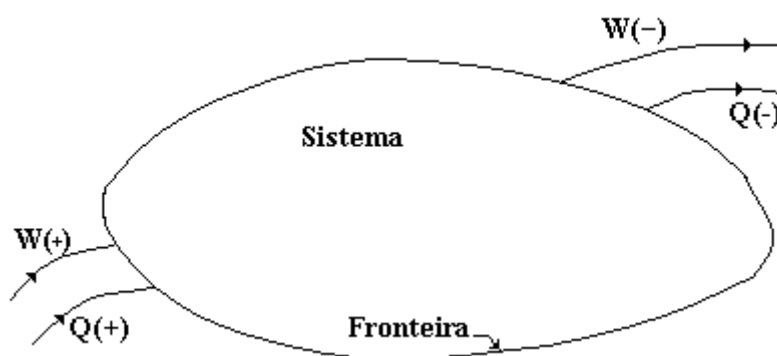


Figura A.5 - Convenção de sinais adotada para as trocas de energia entre o sistema e o exterior.

Uma convenção de sinais mais recente, ver Figura A.5, postula que tudo o que entra no sistema, seja trabalho ou calor, é positivo enquanto tudo o que sai é negativo. No presente texto vamos adotar a convenção clássica que, refira-se mais uma vez, está esquematizada na Figura A.5.

Um processo em que não há trocas de calor é um processo adiabático. Uma fronteira adiabática é aquela que não permite trocas caloríficas entre o sistema e o exterior enquanto uma fronteira diatérmica possibilita as ditas trocas.

Ao contrário das propriedades termodinâmicas (que são funções de ponto e diferenciais exactas) trabalho e calor não podem ser empregues na descrição do estado de um sistema mas, por outro lado, podem ser usados para descrever qualquer processo sofrido por um sistema durante uma mudança de estado entre dois estados quaisquer.

A.4 - Primeira Lei da Termodinâmica.

A.4.1 - Sistema termodinâmico.

Verifica-se, por via experimental, que quando um sistema evolui segundo um ciclo trocando calor e trabalho com o meio exterior, a adição do somatório das quantidades

de calor em jogo com somatório das quantidades de trabalho em jogo dá um resultado nulo,

$$\oint \delta Q + \oint \delta W = 0 \quad (\text{A.5})$$

Como consequência da igualdade anterior verifica-se que para qualquer mudança de estado sofrida pelo sistema entre os mesmos estados inicial e final,

$${}_1Q_2 + {}_1W_2 = \text{constante e independente do caminho percorrido}$$

Há então uma propriedade ou variável de estado, tal que, qualquer que seja o caminho percorrido pelo sistema entre 1 e 2,

$${}_1Q_2 + {}_1W_2 = E_2 - E_1 \quad (\text{A.6})$$

e para dois estados infinitamente próximos,

$$\delta Q + \delta W = dE \quad (\text{A.7})$$

A função E representa a energia contida no sistema associada ao estado mecânico (energia potencial E_p e energia cinética E_c) e associada ao estado termodinâmico (energia interna U).

$$E = E_p + E_c + U \quad (\text{A.8})$$

e num processo elementar,

$$dE = dE_p + dE_c + dU \quad (\text{A.9})$$

pelo que,

$$\delta Q + \delta W = dU + dE_p + dE_c \quad (\text{A.10})$$

ou

$${}_1Q_2 + {}_1W_2 = (U_2 - U_1) + mg(z_2 - z_1) + \frac{1}{2}m(c_2^2 - c_1^2) \quad (\text{A.11})$$

em que z é a cota [m] e c é a velocidade [m/s].

A energia interna U é uma função de estado (propriedade extensiva) e comporta todas as energias relativas a todos os tipos de movimento e de acção mútua entre as

moléculas constituintes do sistema; energia de translação, energia de rotação das moléculas, energia de vibração dos átomos, energia de acção inter-molecular, energia inter-atómica, energia do nível electrónico, energia inter-nuclear, etc. A energia interna específica, definida por $u=U/m$, é uma propriedade termodinâmica intensiva que pode ser utilizada para a definição do estado termodinâmico de um sistema. Para um kg de matéria constituinte do sistema a primeira lei pode ser escrita como,

$${}_1q_2 + {}_1w_2 = (u_2 - u_1) + g(z_2 - z_1) + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) \quad (\text{A.12})$$

e, em muitos casos desprezando as variações de energia potencial e cinética,

$${}_1q_2 + {}_1w_2 = (u_2 - u_1) \quad (\text{A.13})$$

A entalpia é uma propriedade termodinâmica matematicamente derivada definida por,

$$H = U + pV \quad (\text{A.14})$$

ou, em termos específicos,

$$h = u + p v \quad (\text{A.15})$$

e tem importância fundamental na aplicação da Primeira Lei da Termodinâmica a processos de escoamento.

A.7 - Calores mássicos. Capacidade calorífica.

Define-se genericamente capacidade calorífica de um sistema termodinâmico como sendo,

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \quad (\text{A.35})$$

mas, como o seu valor é variável com o tipo de evolução, é necessário caracterizá-la. Define-se assim a capacidade calorífica a volume constante C_v e a capacidade calorífica a pressão constante C_p , e atendendo à diferenciação das equações (A.31) e (A.34) constata-se que,

$$C_v = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v \quad (\text{A.36})$$

$$C_p = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \quad (\text{A.37})$$

Note-se que os valores de C_v e C_p não são constantes. Somente nalguns casos, e dentro de limites razoáveis, se pode considerar em muitos problemas práticos as capacidades caloríficas constantes.

Define-se calor específico mássico a volume constante de uma substância como a capacidade calorífica a volume constante da unidade de massa dessa substância. Define-se calor específico mássico a pressão constante como a capacidade calorífica a pressão constante da unidade de massa dessa substância.

Designam-se respetivamente por,

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (\text{A.38})$$

e

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (\text{A.39})$$

A.8 - A experiência de Joule e suas consequências. Relação de Mayer.

Joule realizou uma experiência com o dispositivo mostrado na figura seguinte,

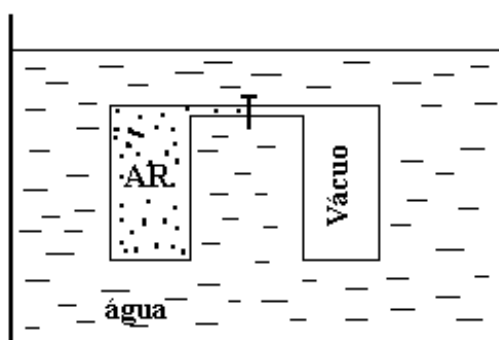


Figura A.4 – Experiência de Joule.

Um dos recipientes continha inicialmente ar a pressão elevada e outro estava vazio, estando ambos submersos num banho de água. Mediu a temperatura da água no início (igual à temperatura do ar), abriu a válvula de passagem e mediu a temperatura da água após a expansão do ar com a finalidade de medir a variação da temperatura do gás com base na medição da variação da temperatura da água. Não encontrou, porém,

qualquer variação da temperatura do líquido e conseqüentemente deduziu não ter havido qualquer variação da temperatura do ar.

Como interpretar estes resultados? A Primeira Lei da Termodinâmica permite concluir que a energia interna do gás permanece constante, pois não há trocas de calor entre o gás (sistema termodinâmico em análise) e a água (exterior) nem de trabalho, pois não há variação na forma dos recipientes que contêm o gás visto estes serem de paredes rígidas.

Da equação,

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad (\text{A.40})$$

conclui-se que,

$$dU = 0 ; dT = 0 \Rightarrow \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0 \quad (\text{A.41})$$

e da equação,

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial U}{\partial p} \right)_T dp \quad (\text{A.42})$$

conclui-se que,

$$dU = 0 ; dT = 0 \Rightarrow \left(\frac{\partial U}{\partial p} \right)_T = 0 \quad (\text{A.43})$$

Então, no caso de um gás perfeito U não é função nem da pressão nem da temperatura. A energia interna de um gás perfeito é somente função da temperatura.

A experiência de Joule não é muito rigorosa, pois a capacidade calorífica da água é de ordem muito superior à capacidade calorífica do ar, o que retira muita sensibilidade à detecção de variações de temperatura. No caso de gases reais, experiências mais precisas demonstram que há realmente variação de temperatura, como por exemplo no caso do ar. No entanto, para as condições em que se pode admitir para um gás comportamento de gás perfeito, a variação de temperatura é praticamente inexistente.

É possível agora aperfeiçoar o conceito de gás perfeito, é aquele que obedece à equação $pV = n\bar{R}T$ e para o qual $U = U(T)$.

Ainda no caso do gás perfeito, pode afirmar-se que o calor mássico a volume constante é unicamente função da temperatura, pois a energia interna específica também o é; assim, a restrição de $V = \text{constante}$ não tem significado, embora o nome se mantenha.

$$c_v = \frac{du}{dT} \quad (\text{A.44})$$

Da definição de entalpia específica $h = u + p v$ e como para um gás perfeito $p v = R T$, conclui-se que $h = u + R T$, o que prova que $h = h(T)$, porque cada uma das parcelas é unicamente função da temperatura. Sendo assim, as afirmações efetuadas para o calor específico a volume constante são igualmente válidas para o calor específico a pressão constante e por isso,

$$c_p = \frac{dh}{dT} \quad (\text{A.45})$$

É possível estabelecer uma relação entre o c_p e o c_v de um gás perfeito, chamada relação de Mayer,

$$c_p = \frac{dh}{dT} = \frac{d(u + R T)}{dT} = \frac{du}{dT} + R = c_v + R \quad (\text{A.46})$$

A.9 - escoamento em regime permanente.

Um fluido escoa em regime permanente (ou estacionário) através de um volume de controlo quando são obedecidas as seguintes condições:

- A fronteira do volume de controlo é fixa no tempo, $A(t) = A = \text{constante}$;
- As propriedades intensivas do fluido em cada ponto do volume de controlo são somente funções das coordenadas do ponto e não do tempo, $\tau(x, y, z, t) = \tau(x, y, z)$;
- Em cada secção da fronteira do volume de controlo onde haja escoamento as propriedades do fluido são uniformes e constantes no tempo, $\tau(x, y, z, t) \in A_j = \tau_j$;
- As potências calor e trabalho trocadas com o exterior são constantes no tempo, $\dot{Q}(t) = \dot{Q}$ e $\dot{W}(t) = \dot{W}$.

A.9.1 - Equação da continuidade.

Em face das considerações anteriores um balanço mássico ao volume de controlo permitirá obter,

$$\sum_j \dot{m}_j = 0 \quad (\text{A.47})$$

em que os caudais \dot{m}_j [kg/s] são considerados positivos quando entram no volume de controlo e negativos quando saem. Para o caso da Figura A.5 ter-se-á,

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 + \dot{m}_3 = 0 \quad (\text{A.48})$$

Ao se discriminarem os caudais entrados e saídos passa-se a usar os caudais em valores absolutos, isto é, a equação (A.47) dará,

$$\sum_{ent} \dot{m}_j = \sum_{sai} \dot{m}_j \quad (\text{A.49})$$

Para o caso da Figura A.5 e adotando esta convenção escreve-se que

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 + \dot{m}_3 \quad (\text{A.50})$$

O caudal mássico, com sinal intrínseco, é calculado através da seguinte expressão

$$\dot{m}_j = -\rho_j \vec{c}_j \cdot \hat{n}_j A_j \quad (\text{A.51})$$

ou, em valor absoluto, atendendo à já referida discriminação entre caudais entrados e saídos,

$$\dot{m}_j = \left| \rho_j \vec{c}_j \cdot \hat{n}_j A_j \right| \quad (\text{A.52})$$

onde \hat{n}_j é o versor da superfície A_j .

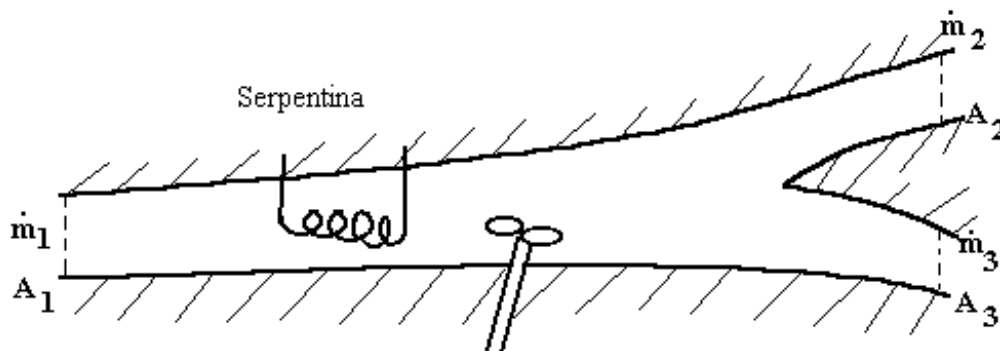


Figura A.5 - Volume de controlo em análise.

A.9.2 - Equação da primeira lei para o escoamento em regime permanente.

A extensão da primeira lei relativamente a um sistema termodinâmico ao caso de um volume de controlo com escoamento em regime permanente, com os sinais implícitos para os caudais mássicos, dá a seguinte relação

$$\dot{Q} + \dot{W} = -\sum_j \left(h_j + \frac{1}{2} c_j^2 + g z_j \right) \dot{m}_j \quad (\text{A.53})$$

ou discriminando os caudais mássicos entre entrados e saídos do volume de controlo,

$$\dot{Q} + \dot{W} = \sum_{\text{sai}} \left(h_j + \frac{1}{2} c_j^2 + g z_j \right) \dot{m}_j - \sum_{\text{ent}} \left(h_j + \frac{1}{2} c_j^2 + g z_j \right) \dot{m}_j \quad (\text{A.54})$$

Para o caso representado na Figura A.5,

$$\dot{Q} + \dot{W} = \left(h_2 + \frac{1}{2} c_2^2 + g z_2 \right) \dot{m}_2 + \left(h_3 + \frac{1}{2} c_3^2 + g z_3 \right) \dot{m}_3 - \left(h_1 + \frac{1}{2} c_1^2 + g z_1 \right) \dot{m}_1 \quad (\text{A.55})$$

A.10 - escoamento em regime uniforme.

Um fluido escoar-se em regime uniforme num volume de controlo quando se verificam as seguintes condições:

- As propriedades intensivas do fluido em cada ponto do volume de controlo são somente funções do tempo e não das coordenadas do ponto. Em cada instante há uniformidade dos valores das propriedades no volume de controlo, $\tau(x,y,z,t) = \tau(t)$;
- Em cada secção da fronteira onde haja escoamento as propriedades do fluido são uniformes e constantes no tempo, $\tau(x,y,z,t) \in A_j = \tau_j$.

Em suma, consideram-se nesta categoria de escoamentos os processos de enchimento e esvaziamento de reservatórios.

A.10.1 - Equação da continuidade.

Do balanço mássico efectuado ao volume de controlo com escoamento em regime uniforme, entre os instantes de tempo t e t' , conclui-se que,

$$m(t') - m(t) = \sum_j m_j \quad (\text{A.56})$$

em que:

$m(t)$ - é a massa contida no volume de controlo no instante t ;

$m(t')$ - é a massa contida no volume de controlo no instante t' ;

m_j - é a massa que passou através da superfície A_j durante o intervalo de tempo $(t'-t)$. De acordo com a convenção de sinais adoptada a massa que entra é positiva e a massa que sai é negativa, ou seja, nesta equação (A.56) as massas em transferência têm um sinal implícito.

Contudo, descriminando convenientemente as massas que entram e saem do volume de controle, estas irão agora aparecer em valor absoluto na equação da continuidade

$$m(t') - m(t) = \sum_{ent} m_j - \sum_{sai} m_j \quad (A.57)$$

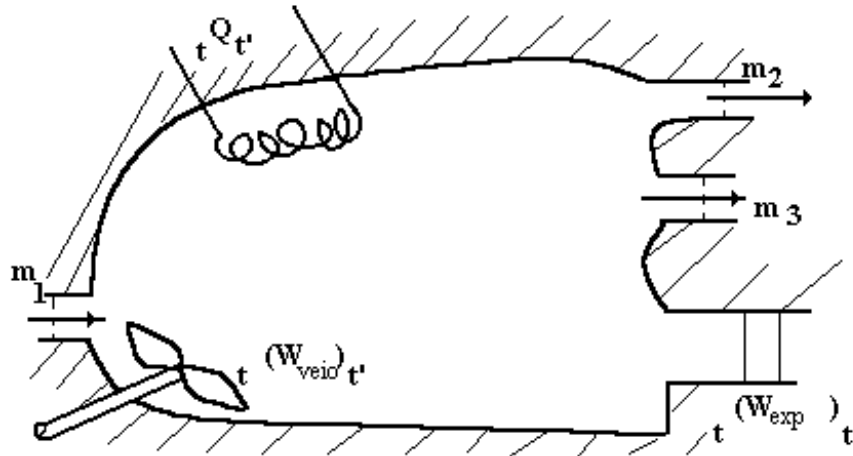


Figura A.6 - Exemplo de escoamento em regime uniforme.

A.10.2 - Equação da primeira lei para o escoamento em regime uniforme.

Neste caso a equação da primeira lei da termodinâmica toma a forma seguinte,

$${}_i Q_{t'} + {}_i W_{t'} = E(t') - E(t) - \sum_j \left(h_j + \frac{1}{2} c_j^2 + g z_j \right) m_j \quad (A.58)$$

ou, separando as massas que entram e saem do volume de controle, estas passarão a entrar em valor absoluto no balanço energético,

$${}_i Q_{t'} + {}_i W_{t'} = E(t') - E(t) + \sum_{sai} \left(h_j + \frac{1}{2} c_j^2 + g z_j \right) m_j - \sum_{ent} \left(h_j + \frac{1}{2} c_j^2 + g z_j \right) m_j \quad (A.59)$$

em que,

$$E(t) = m(t) \left[u(t) + \frac{1}{2} c(t)^2 + g z(t) \right] \quad (A.60)$$

$$E(t') = m(t') \left[u(t') + \frac{1}{2} c(t')^2 + g z(t') \right] \quad (A.61)$$

Como habitualmente se ignoram as variações de energia cinética e potencial a expressão anterior virá simplificada

$${}_i Q_{t'} + {}_i W_{t'} = m (t') u (t') - m (t) u (t) + \sum_{sai} m_j h_j - \sum_{ent} m_j h_j \quad (A.62)$$

Neste tipo de escoamento o trabalho ${}_i W_{t'}$, engloba não só o trabalho de veio como também o trabalho associado ao movimento da superfície do volume de controlo, ver Figura A.6.

A.11 - Segunda lei da Termodinâmica.

Chama-se reservatório térmico, foco calorífico, fonte calorífica ou fonte térmica a um sistema que, dentro de determinados limites suficientemente amplos, troca (cede ou recebe) calor sem alteração da temperatura. Na prática, uma fonte térmica é concretizada por:

- i) Um sistema de capacidade calorífica praticamente infinita, por exemplo o mar e a atmosfera;
- ii) Sistemas difásicos de uma substância pura a pressão constante;
- iii) Reacções de combustão ou reacções nucleares com carácter contínuo.

As fontes térmicas podem ser de dois tipos, fontes quentes (ou simplesmente fontes) e fontes frias (ou sorvedouros). Todos os processos termodinâmicos que têm lugar no interior das fontes térmicas são quase estáticos.

Reservatório de trabalho (ou reservatório de energia mecânica) é um sistema capaz de armazenar trabalho ou na forma de energia potencial (levantamento de um peso num campo gravítico) ou na forma de energia cinética (volante de inércia): este sistema absorve ou cede trabalho de modo que todos os processos que nele tenham lugar sejam quase estáticos.

Estes dois últimos conceitos conjuntamente com o conceito de processo quase estático têm como base a noção de reversibilidade. Dizemos que um dado processo (mudança de estado) é reversível quando ao ter lugar, é possível ser invertido (regresso ao estado inicial) sem deixar quaisquer vestígios no sistema ou no exterior. Caso não se verifiquem tais condições o processo é irreversível. Num processo reversível o desvio do equilíbrio é infinitesimal pelo que os conceitos de processo reversível e processo quase estático são equivalentes. Em face das afirmações efectuadas e tendo em conta que os processos reais se desenvolvem com uma velocidade finita, os processos reais são irreversíveis. Um ciclo é reversível se é apenas constituído por processos reversíveis. Quando tal ciclo reversível é invertido, todas as quantidades de calor e trabalho são invertidas em sentido sem que a sua grandeza seja afectada. Se algum dos processos constituintes de um ciclo é irreversível, o ciclo é irreversível.

O motor térmico é um dispositivo (ou sistema) que, operando segundo um ciclo termodinâmico, realiza trabalho, recebendo calor de uma fonte quente e cedendo calor a uma fonte fria, Figura A.7.

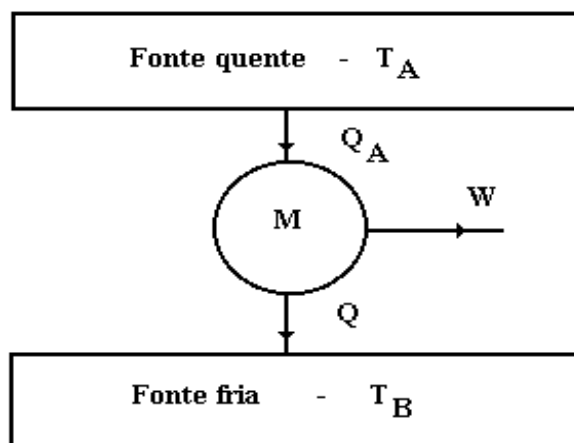


Figura A.7 - Representação esquemática de um motor térmico. Segundo a Primeira Lei da Termodinâmica: $Q_A + Q_B + W = 0$ ou $|Q_A| - |Q_B| = |W|$.

A substância para a qual e da qual o calor é cedido é o fluido de trabalho.

Sendo o objectivo de um motor térmico proporcionar trabalho ao exterior interessa saber qual a percentagem de energia, fornecida sob a forma de calor Q_A , que é convertida em trabalho, W . O rendimento térmico do motor, η_t , é a razão entre o trabalho realizado pelo motor e o calor que este recebe da fonte quente,

$$\eta_t = \frac{-W}{Q_A} = \frac{|W|}{|Q_A|} \quad (\text{A.63})$$

Como $|Q_A| - |Q_B| = |W|$,

$$\eta_t = 1 - \frac{|Q_B|}{|Q_A|} \quad (\text{A.64})$$

isto é, quanto maior for a proporção do calor fornecida ao sistema convertida em trabalho, maior é o rendimento do motor. Nunca se construiu um motor térmico que convertesse em trabalho todo o calor recebido de uma fonte quente sem ceder algum calor a uma fonte fria. Este enunciado negativo, resultado da experiência repetida, é o enunciado de Kelvin-Planck da Segunda Lei da Termodinâmica e que normalmente se enuncia do seguinte modo: “É impossível construir um dispositivo que opere num ciclo termodinâmico e que não produza outros efeitos para além do levantamento de um peso e troca de calor com um único reservatório térmico”. Isto significa que têm de estar envolvidos no processo pelo menos dois níveis de temperatura e que por isso é impossível construir um motor térmico com rendimento de 100 % ($Q_B \neq 0$ pela segunda lei).

Uma máquina frigorífica ou bomba de calor é um dispositivo que opera segundo um ciclo termodinâmico, transferindo calor de uma fonte a uma temperatura mais

baixa para outra a uma temperatura mais elevada, exigindo trabalho. O fluido que evolui neste dispositivo é denominado fluido refrigerante, fluido frigorífico ou fluido frigorígeno. Quando a finalidade pretendida com aquela máquina é extrair calor à fonte fria o dispositivo é chamado máquina frigorífica ou refrigerador. Quando a finalidade pretendida é fornecer calor à fonte quente o dispositivo é chamado bomba de calor.

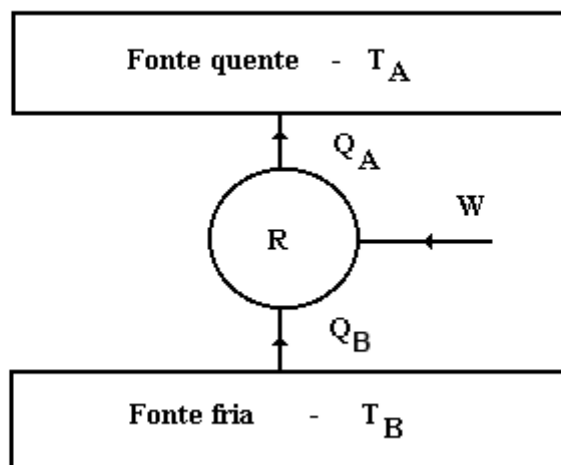


Figura A.8 - Representação esquemática de um refrigerador. Segundo a Primeira Lei da Termodinâmica: $Q_A + Q_B + W = 0$ ou $|Q_A| - |Q_B| = |W|$.

A eficiência de uma máquina frigorífica, ε_F , é a razão entre o calor retirado da fonte fria e o trabalho fornecido ao dispositivo,

$$\varepsilon_F = \frac{Q_B}{W} = \frac{|Q_B|}{|W|} = \frac{|Q_B|}{|Q_A| - |Q_B|} \quad (\text{A.65})$$

A eficiência de uma bomba de calor, ε_B , é a razão entre o calor fornecido à fonte quente e o trabalho fornecido ao dispositivo,

$$\varepsilon_B = \frac{-Q_A}{W} = \frac{|Q_A|}{|W|} = \frac{|Q_A|}{|Q_A| - |Q_B|} \quad (\text{A.66})$$

Para um mesmo ciclo, $\varepsilon_B = \varepsilon_F + 1$.

A constatação da impossibilidade a construção de uma máquina frigorífica ou bomba de calor que opere sem receber trabalho levou ao enunciado de Clausius da Segunda Lei da Termodinâmica: “É impossível construir um dispositivo que opere num ciclo termodinâmico e que não produza outros efeitos além da passagem de calor de um corpo frio para um corpo quente”. É possível converter integralmente trabalho em calor, como no caso de duas pedras friccionadas; mas este é um método pouco “eficaz” de produção de calor porque, o mesmo trabalho accionando uma bomba de

calor forneceria ao exterior uma maior quantidade de calor, $|Q_A|$. Esta quantidade de calor excede em valor absoluto o trabalho empregue no accionamento da bomba de calor, na quantidade de calor extraída à fonte fria (que é normalmente gratuito),

$$|Q_A| = |Q_B| + |W| \quad (\text{A.67})$$

Então, o trabalho é uma forma mais válida de transferência de energia do que o calor! O calor nunca pode ser transformado integral e continuamente em trabalho, ao passo que o trabalho, pode ser transformado integral e continuamente em calor, e se convenientemente usado, pode resultar num fornecimento de calor superior à quantidade de trabalho dispendida. Saliente-se portanto que, enquanto a primeira lei considera o calor e o trabalho como formas idênticas de transferência de energia, a segunda lei levanta a questão da qualidade das trocas de energia e vem assim estabelecer uma hierarquia para as trocas energéticas. É a partir da necessidade de se levar em consideração os aspectos qualitativos das trocas energéticas que se desenvolveu a análise exérgica. Sendo os ciclos reais constituídos por processos reversíveis são, como já foi afirmado, ciclos irreversíveis. A concepção original do ciclo reversível (trocando calor unicamente com duas fontes térmicas) deve-se a Nicolas Sadi Carnot, que concebeu um ciclo teórico, o Ciclo de Carnot. As figuras seguintes apresentam, de forma esquemática, comparações dos desempenhos entre ciclos reversíveis e irreversíveis.

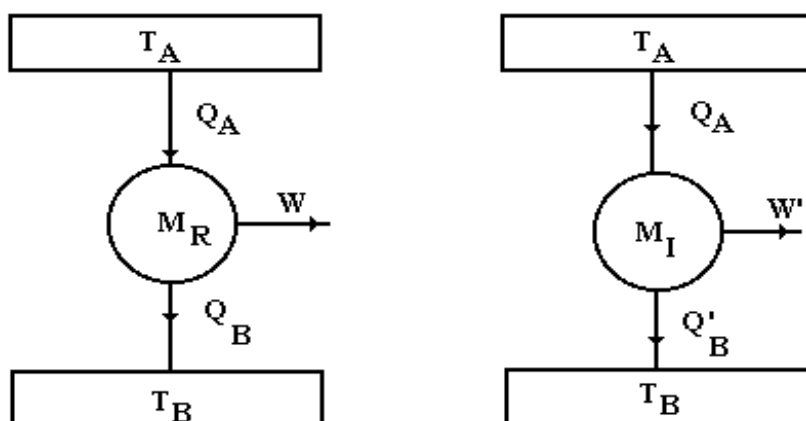


Figura A.9 - Comparação entre um motor térmico reversível (M_R) e um motor térmico irreversível (M_I). Constatação experimental, $|W| > |W'|$ e $|Q_B| > |Q'_B|$.

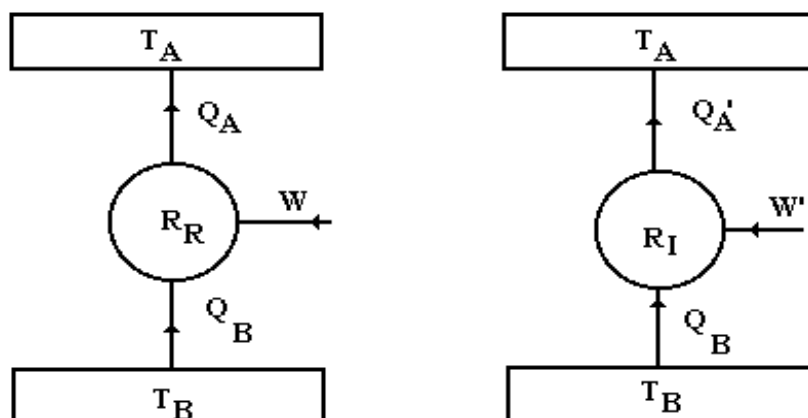


Figura A.10 - Comparação entre dois refrigeradores, um reversível (R_R) e um irreversível (R_I). Constatação experimental, $|W'| > |W|$ e $|Q'_A| > |Q_A|$.

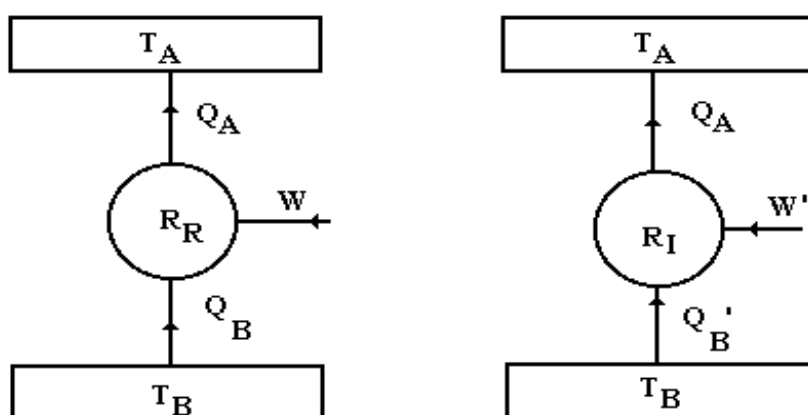


Figura A.11 - Comparação entre duas bombas de calor, uma reversível (R_R) e uma irreversível (R_I). Constatação experimental, $|W'| > |W|$ e $|Q'_B| < |Q_B|$.

A.12 - Máximo rendimento ou eficiência de ciclos térmicos.

Teorema de Carnot. - É impossível construir um motor térmico que opere apenas entre duas fontes térmicas e tenha um rendimento superior ao de um motor de Carnot que funcione entre as mesmas duas fontes térmicas. Isto é, demonstra-se que,

$$\eta \leq \eta_{rev} = \eta_C \quad (\text{A.68})$$

e também se conclui que a natureza do fluido de trabalho não influi no desempenho do Ciclo de Carnot e conseqüentemente no seu rendimento térmico, dependendo este

rendimento apenas das temperaturas a que são efectuadas as trocas de calor (isto é, das temperaturas das fontes térmicas).

É habitual chamar-se ao rendimento térmico do ciclo motor de Carnot rendimento de Carnot, η_C , ou factor de Carnot, θ .

$$\eta_C = \frac{T_A - T_B}{T_A} \quad (\text{A.69})$$

enquanto para o refrigerador de Carnot

$$\varepsilon_{RC} = \frac{T_B}{T_A - T_B} \quad (\text{A.70})$$

e para a bomba de calor de Carnot,

$$\varepsilon_{BC} = \frac{T_A}{T_A - T_B} \quad (\text{A.71})$$

sendo estes os valores máximos possíveis para o rendimento ou as eficiências dos referidos dispositivos térmicos, consequência das limitações impostas no Teorema de Carnot.

Para qualquer dispositivo a operar reversivelmente apenas entre duas fontes térmicas,

$$\frac{Q_A}{T_A} + \frac{Q_B}{T_B} = 0 \quad (\text{A.72})$$

enquanto que se o dispositivo for irreversível,

$$\frac{Q_A}{T_A} + \frac{Q_B}{T_B} < 0 \quad (\text{A.73})$$

pelo que de um modo geral se pode escrever que,

$$\frac{Q_A}{T_A} + \frac{Q_B}{T_B} \leq 0 \quad (\text{A.74})$$

ou, em valores absolutos,

$$\frac{|Q_A|}{T_A} \leq \frac{|Q_B|}{T_B} \quad (\text{A.75})$$

expressões válidas quer para motores térmicos quer para bombas de calor ou refrigeradores.

A segunda lei além de salientar a não equivalência entre as várias formas de transferência de energia indica-nos o sentido das transformações (reversíveis = ideais ou irreversíveis = reais). É que nunca se poderá ter,

$$\frac{Q_A}{T_A} + \frac{Q_B}{T_B} > 0 \text{ ou } \frac{|Q_A|}{T_A} > \frac{|Q_B|}{T_B} \quad (\text{A.76})$$

Tal é impossível! Como consequência da Segunda Lei da Termodinâmica foi derivada matematicamente uma nova propriedade termodinâmica, a entropia.

A.13 - Entropia.

A.13.1 - Desigualdade de Clausius.

Para um sistema termodinâmico a evoluir ciclicamente, quer funcionando como motor térmico, quer funcionando como refrigerador ou bomba de calor e trocando calor com duas ou mais fontes térmicas, demonstra-se que,

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (\text{A.77})$$

sendo a igualdade válida se o ciclo for reversível e a desigualdade para o caso do ciclo irreversível. Esta expressão é conhecida como a desigualdade de Clausius. Partindo desta desigualdade, que é válida para um sistema a evoluir ciclicamente, demonstra-se que estando o sistema a evoluir entre dois estados de equilíbrio quaisquer,

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (\text{A.78})$$

se a evolução for elementar ou,

$$S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (\text{A.79})$$

para um processo finito. A igualdade aplica-se a processos reversíveis enquanto que a desigualdade se aplica a processos irreversíveis.

A igualdade seguinte, é a definição da propriedade termodinâmica entropia,

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \quad \text{ou} \quad S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \quad (\text{A.80})$$

As equações (A.78) e (A.79) constituem a formulação matemática da Segunda Lei da Termodinâmica para um sistema. Num processo adiabático reversível sendo $\delta Q=0$ então $dS=0$, isto é $S = \text{constante}$. Evolução isentrópica é sinónimo de evolução adiabática e reversível.

A.13.2 - Princípio do aumento da entropia.

Quando do estudo da Termodinâmica Clássica constatou-se que para todos os processos reais o cálculo da variação da entropia do universo (termodinâmico) dava sempre um valor positivo ao passo que para processos reversíveis a entropia do universo (termodinâmico) se mantinha constante. Saliente-se ainda que para dois processos quaisquer sofridos pelo mesmo sistema entre idênticos estados extremos, mas em que um dos processos é reversível e o outro irreversível, no primeiro caso a variação de entropia era nula e no outro era positiva. Então, e ao contrário daquilo que sabemos para os sistemas termodinâmicos, em que a variação de entropia do sistema é independente do caminho percorrido pelo sistema, a variação de entropia do universo, associada aos processos percorridos ou sofridos por um dado sistema, é uma função de linha, isto é, depende do caminho percorrido pelo sistema em análise.

Analisando-se a evolução do universo,

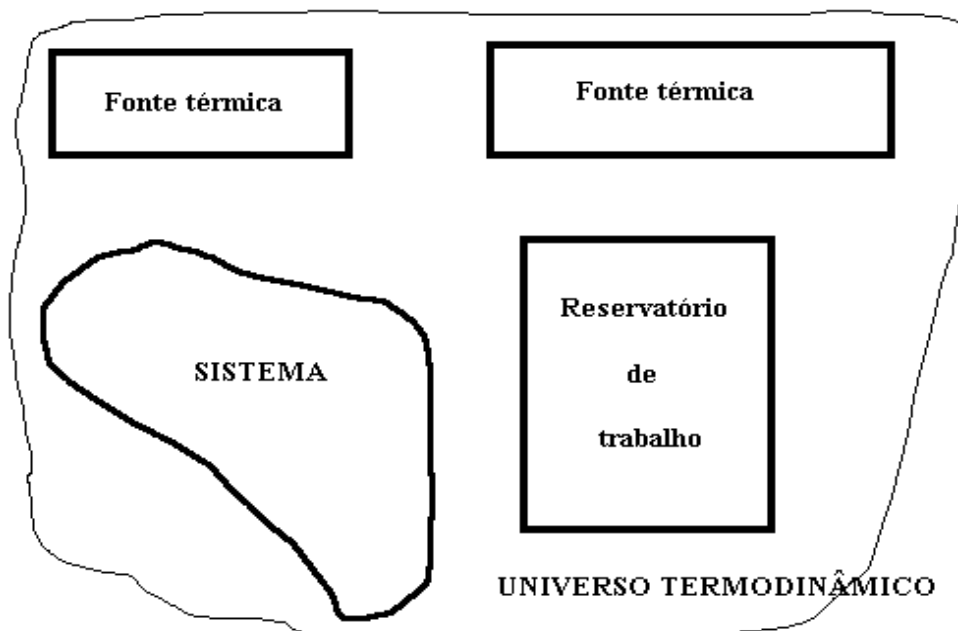


Figura A.12 - Universo termodinâmico.

constata-se que,

$$\delta\Pi = dS_{sist} + \sum_f dS_{fontes} \quad (\text{A.81})$$

ou,

$${}_1\Pi_2 = (S_2 - S_1)_{sist} + (S_2 - S_1)_f \quad (\text{A.82})$$

$(S_2 - S_1)_{sist}$ será sempre o mesmo quer o processo seguido pelo sistema seja reversível ou irreversível. $(S_2 - S_1)_f$ para cada fonte envolvida variará consoante o processo seguido visto as trocas de energia, sob a forma de calor, diferirem com o caminho percorrido pelo sistema. Então, a variação de entropia do universo será diferente de caso para caso; por isso escreveu-se $\delta\Pi$ em vez de $d\Pi$ e ${}_1\Pi_2$ em vez de $(S_2 - S_1)_{univ}$, já que se está em presença de uma função de linha.

$${}_1\Pi_2 = (S_2 - S_1)_{sist} - \sum \frac{Q_f}{T_f} \geq 0 \quad (\text{A.83})$$

vindo Q_f com sinal (intrínseco) relativamente ao sistema.

A.14 - Aplicação da segunda lei da Termodinâmica a volumes de controlo.

A.14.1 - Escoamento em regime permanente.

Partindo da formulação matemática da segunda lei para sistemas termodinâmicos e atendendo às características do escoamento em regime permanente já apresentadas, chega-se à relação,

$$-\sum_j \dot{m}_j s_j \geq \int \frac{\dot{q}_A}{T} dA \quad (\text{A.84})$$

em que \dot{q}_A é o fluxo calorífico unitário definido como,

$$\dot{q}_A = \lim_{\substack{dA \rightarrow 0 \\ dt \rightarrow 0}} \frac{\delta Q}{dA dt} \quad (\text{A.85})$$

é a quantidade de calor trocada na unidade de tempo por cada elemento, dA , da superfície de controlo, Figura A.13.

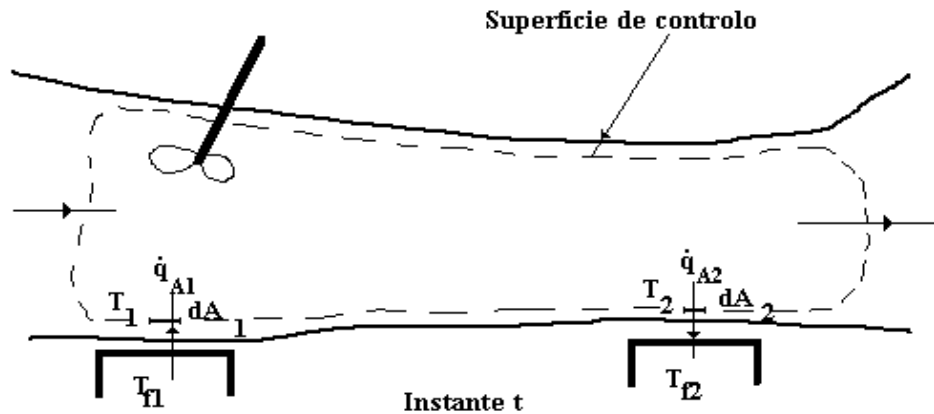


Figura A.13 - Volume de controle com escoamento em regime permanente. Significado do fluxo calorífico unitário.

Separando os caudais mássicos entrados dos caudais saídos, todos os caudais aparecerão agora em valor absoluto,

$$\sum_{sai} \dot{m}_j s_j - \sum_{ent} \dot{m}_j s_j \geq \int_A \frac{\dot{q}_A}{T} dA \quad (\text{A.86})$$

Mas, a resolução do integral $\int_A \frac{\dot{q}_A}{T} dA$ é na maioria dos casos impossível, visto obrigar ao conhecimento da temperatura em todos os pontos da superfície do volume de controle (superfície de controlo), assim como ao conhecimento também pontual de \dot{q}_A . São excepção os processos adiabáticos,

$$\int_A \frac{\dot{q}_A}{T} dA = 0 \Rightarrow \sum_{sai} \dot{m}_j s_j \geq \sum_{ent} \dot{m}_j s_j \quad (\text{A.87})$$

assim como os processos isotérmicos,

$$\int_A \frac{\dot{q}_A}{T} dA = \frac{\dot{Q}}{T} \Rightarrow \sum_{sai} \dot{m}_j s_j - \sum_{ent} \dot{m}_j s_j \geq \frac{\dot{Q}}{T} \quad (\text{A.88})$$

sendo as igualdades válidas para os processos reversíveis e as desigualdades para os irreversíveis.

É normalmente mais fácil e de maior utilidade calcular-se a variação de entropia do universo, ou mais correctamente a taxa de variação de entropia do universo. Isto acontece assim porque, por um lado, associadas às massas em trânsito no volume de

controlo há entradas e saídas de entropia para e do exterior, e por outro lado é mais fácil discriminar as várias fontes térmicas com as quais o volume de controlo troca calor e daí conhecerem-se as respectivas temperaturas do que, como já se afirmou, conhecer valores pontuais da temperatura nos locais da superfície de controlo por onde se dão as trocas caloríficas.

Para um processo termodinâmico elementar que tenha lugar num volume de controlo,

$$\frac{\delta\Pi}{dt} = \frac{dS_{vc}}{dt} + \frac{dS_{ext}}{dt} \quad (\text{A.89})$$

mas, atendendo à definição de escoamento em regime permanente, $\frac{dS_{vc}}{dt} = 0$, pelo que,

$$\dot{\Pi} = -\sum_j \dot{m}_j s_j - \sum_f \frac{\dot{Q}_f}{T_f} \geq 0 \quad (\text{A.90})$$

ou, considerando em parcelas separadas os caudais mássicos entrados e saídos, que assim passam a ser considerados em valor absoluto,

$$\dot{\Pi} = \sum_{sai} \dot{m}_j s_j - \sum_{ent} \dot{m}_j s_j - \sum_f \frac{\dot{Q}_f}{T_f} \geq 0 \quad (\text{A.91})$$

em que:

$\sum_{sai} \dot{m}_j s_j$ é a taxa de aumento de entropia do exterior devido às massas que saem do volume de controlo e entram no exterior;

$\sum_{ent} \dot{m}_j s_j$ é a taxa de diminuição de entropia do exterior devido às massas que entram no volume de controlo e saem do exterior;

$\sum_f \frac{\dot{Q}_f}{T_f}$ é a taxa de variação de entropia da fonte térmica f . Se \dot{Q}_f entra no volume de controlo $-\dot{Q}_f < 0$ e a entropia da fonte diminui. Se \dot{Q}_f sai do volume de controlo $-\dot{Q}_f > 0$ e a entropia da fonte aumenta. Portanto, \dot{Q}_f tem sempre sinal intrínseco relativamente ao volume de controlo.

A.14.2 - Escoamento em regime uniforme.

Para um escoamento em regime uniforme entre dois instantes de tempo t e t' , obtém-se,

$$S(t') - S(t) - \sum_j m_j s_j \geq \int_A \frac{q_A}{T} dA \quad (\text{A.92})$$

onde $S(t) = m(t) s(t)$ e $S(t') = m(t') s(t')$. Discriminando as massas entradas e as massas que saem, estas passarão a entrar em valor absoluto,

$$S(t') - S(t) + \sum_{\text{sai}} m_j s_j - \sum_{\text{ent}} m_j s_j \geq \int_A \frac{q_A}{T} dA \quad (\text{A.93})$$

As críticas relativas à dificuldade de resolução do integral, formuladas na análise do escoamento em regime permanente, são igualmente válidas para o regime uniforme, ressaltando-se os processos adiabáticos,

$$S(t') - S(t) + \sum_{\text{sai}} m_j s_j - \sum_{\text{ent}} m_j s_j \geq 0 \quad (\text{A.94})$$

e os isotérmicos,

$$S(t') - S(t) + \sum_{\text{sai}} m_j s_j - \sum_{\text{ent}} m_j s_j \geq \frac{Q}{T} \quad (\text{A.95})$$

De um modo geral, será pois mais fácil calcular-se o aumento de entropia do universo, ${}_t\Pi_{t'}$,

$${}_t\Pi_{t'} = S(t') - S(t) - \sum_j m_j s_j - \sum_f \left(\frac{{}_t Q_{t'}}{T} \right)_f \geq 0 \quad (\text{A.96})$$

ou, caso se separem as massas entradas das saídas, e considerando estas em valor absoluto,

$${}_t\Pi_{t'} = S(t') - S(t) + \sum_{\text{sai}} m_j s_j - \sum_{\text{ent}} m_j s_j - \sum_f \left(\frac{{}_t Q_{t'}}{T} \right)_f \geq 0 \quad (\text{A.97})$$

A.15 - Relações termodinâmicas da entropia.

Considere-se um sistema termodinâmico constituído por uma substância simples compressível. Sejam 1 e 2 estados possíveis dessa substância aos quais correspondem os valores $(T_1, s_1, u_1, p_1, v_1, h_1)$ e $(T_2, s_2, u_2, p_2, v_2, h_2)$, respetivamente para as propriedades referidas. Tais propriedades não dependem do caminho seguido pelo sistema e, portanto, podemos relacioná-las calculando a sua variação segundo uma

transformação qualquer entre esses dois estados. Escolhendo uma transformação reversível e atendendo a que a substância em questão é simples compressível, $\delta w = -p dv$, pode escrever-se,

$${}_1q_2(r) + {}_1w_2(r) = u_2 - u_1 \quad (\text{A.98})$$

e, em termos elementares,

$$\delta q + \delta w = du \quad (\text{A.99})$$

$$T ds - p dv = du \quad (\text{A.100})$$

ou,

$$T ds = du + p dv \quad (\text{A.101})$$

Atendendo à definição de entalpia, a equação anterior pode ser rearranjada,

$$h = u + p v \quad (\text{A.102})$$

$$dh = du + p dv + v dp \quad (\text{A.103})$$

$$du + p dv = dh - v dp \quad (\text{A.104})$$

logo, de (A.101),

$$T ds = dh - v dp \quad (\text{A.105})$$

Assim, entre dois estados de equilíbrio de uma substância simples compressível, a variação das suas propriedades termodinâmicas pode ser calculada por integração das expressões (A.101) ou (A.105), segundo uma transformação reversível entre os dois estados. Por exemplo,

$$s_2 - s_1 = \int_{12(r)} \frac{1}{T} (du + p dv) \quad (\text{A.106})$$

em que a escolha de uma evolução reversível conveniente, por exemplo uma isotérmica, permite relacionar T , u , p e v durante o percurso e assim resolver o integral.

A.16 - Entropia do gás perfeito.

Para esta secção é necessário que o leitor se lembre da definição de gás perfeito. Para a unidade de massa do gás perfeito sabe-se que,

$$p v = R T \quad (\text{A.107})$$

então,

$$\ln p + \ln v = \ln R + \ln T \quad (\text{A.108})$$

e derivando,

$$\frac{dp}{p} + \frac{dv}{v} = \frac{dT}{T} \quad (\text{A.109})$$

Atendendo ainda às definições dos calores específicos mássicos para os gases perfeitos,

$$du = c_v dT, \quad dh = c_p dT \quad \text{e} \quad c_p - c_v = R \quad (\text{A.110})$$

Se $\gamma = c_p/c_v$ podem escrever-se as expressões seguintes,

$$\frac{R}{c_v} = \gamma - 1 \quad \text{e} \quad \frac{R}{c_p} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \quad (\text{A.111})$$

A expressão (A.101) pode agora desenvolver-se segundo,

$$T ds = du + p dv = c_v dT + p dv \quad (\text{A.112})$$

e como $p = \frac{R T}{v}$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \quad (\text{A.113})$$

continuando, mas tendo em atenção a equação (A.109),

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R \left(\frac{dT}{T} - \frac{dp}{p} \right) \quad (\text{A.114})$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \quad (\text{A.115})$$

Voltando à equação (A.113) e utilizando novamente (A.109),

$$ds = c_v \left(\frac{dp}{p} + \frac{dv}{v} \right) + R \frac{dv}{v} \quad (\text{A.116})$$

chega-se a,

$$ds = c_v \frac{dp}{p} + c_p \frac{dv}{v} \quad (\text{A.117})$$

Se um gás perfeito sofre uma evolução adiabática reversível, $ds = 0$ vem da expressão (A.117) que,

$$0 = c_v \frac{dp}{p} + c_p \frac{dv}{v} \quad (\text{A.118})$$

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dv}{v} = 0 \quad (\text{A.119})$$

e integrando,

$$\ln p + \gamma \ln v = \text{constante} \quad (\text{A.120})$$

ou,

$$p v^\gamma = \text{constante} \quad (\text{A.121})$$

De modo semelhante e nas mesmas condições operativas, $ds = 0$, conclui-se das expressões (A.109) e (A.113) que,

$$\frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \frac{dv}{v} = 0 \Rightarrow T v^{\gamma-1} = \text{constante} \quad (\text{A.122})$$

e que,

$$\frac{dT}{T} - \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{dp}{p} = 0 \Rightarrow T p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{constante} \quad (\text{A.123})$$

A.17 - Evoluções politrópicas.

Verifica-se que na prática as compressões e expansões dos gases podem ser descritas com bastante exatidão por uma função do tipo,

$$p v^k = \text{constante} \quad (\text{A.124})$$

A este tipo de evoluções dá-se o nome genérico de politrópicas, sendo o expoente k designado por expoente da politrópica ou expoente politrópico. Este expoente pode tomar qualquer valor real entre zero e infinito, sendo que alguns valores notáveis estão a seguir discriminados, para o caso do fluido ter comportamento de gás perfeito:

$k = 0$	evoluções isobáricas;
$k = 1$	evoluções isotérmicas;
$k = \gamma$	evoluções isentrópicas;
$k = \infty$	evoluções isocóricas ou isométricas.

Quando k não toma qualquer um destes valores particulares, diz-se que se está perante uma evolução politrópica propriamente dita.

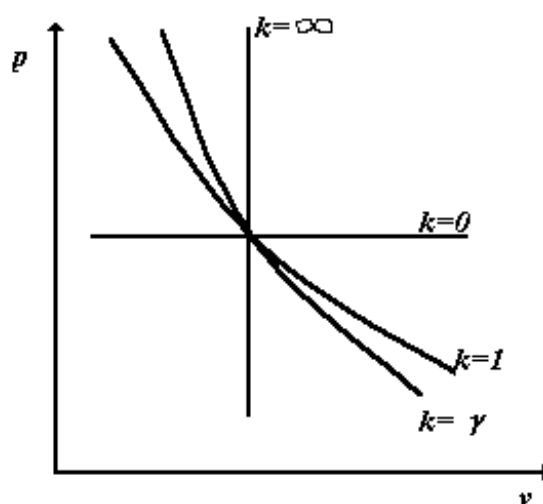


Figura A.14 – Evoluções politrópicas para um gás perfeito.

A.18 - Rendimento de uma transformação real.

Ao se conceber uma máquina térmica pretende-se obter determinado efeito à custa de um consumo energético. Já se analisou anteriormente o conceito de rendimento térmico de uma máquina que opera segundo um ciclo termodinâmico. Interessa agora definir o rendimento de uma máquina em que se verifica o escoamento de um fluido que sofre uma transformação não-cíclica entre a entrada e saída dessa máquina. São exemplos concretos deste tipo de máquinas, as turbinas, os compressores e bombas e os bocais ou tubeiras.

Para a definição do desempenhos destas máquinas convém recordar que todas as transformações reais são irreversíveis em maior ou menor grau e que uma máquina será tanto mais perfeita quanto mais se aproximar da máquina ideal correspondente, ou seja, da máquina que consuma um mínimo de energia, ou daquela que dá azo à máxima produção de trabalho útil, em suma quanto menores forem as irreversibilidades dos processos.

Assim, o rendimento de uma transformação real, ou da máquina térmica que lhe está associada, é a comparação das energias produzidas ou gastas no processo ideal e no caso real, traduzida sempre pelo quociente da menor pela maior grandeza.

Então podem ser consideradas as seguintes situações.

a) Turbina adiabática:

$$\eta_{st} = \frac{w_i}{w_s} \quad (\text{A.125})$$

onde,

w_i - é o trabalho produzido na transformação adiabática irreversível (real);

w_s - é o trabalho produzido na transformação isentrópica.

b) Compressor adiabático:

$$\eta_{sc} = \frac{w_s}{w_i} \quad (\text{A.126})$$

c) Compressor isotérmico:

$$\eta_{Tc} = \frac{w_T}{w_r} \quad (\text{A.127})$$

onde,

w_T - é o trabalho produzido na transformação isotérmica.

d) Tubeira adiabática:

$$\eta_{stu} = \frac{c_i^2}{c_s^2} \quad (\text{A.128})$$

onde,

c_i - é a velocidade real (irreversível) à saída da tubeira;

c_s - é a velocidade à saída da tubeira em condições de escoamento isentrópico.

A.19 - Temperatura média de fonte quente ou fonte fria.

Como é de conhecimento geral o Ciclo Motor de Carnot é aquele que apresenta o rendimento térmico máximo entre duas temperaturas, T_A e T_B .

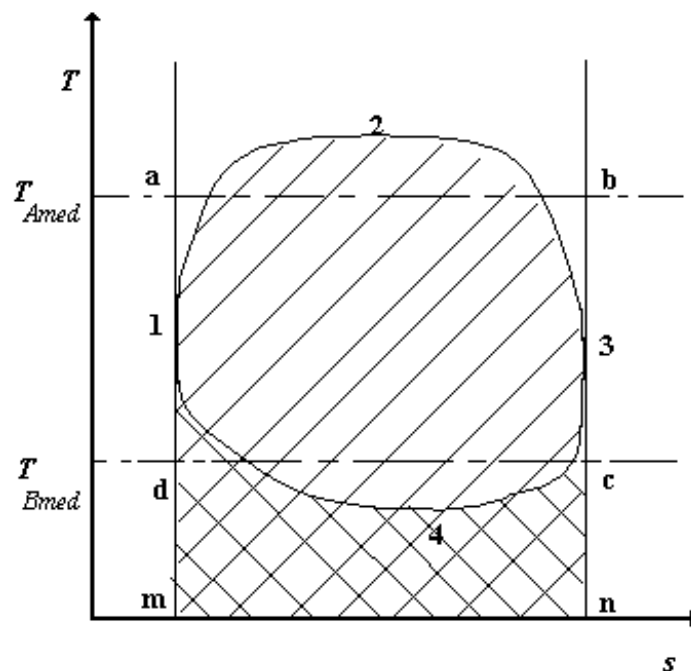


Figura A.15 – Definição do conceito de temperatura média de fonte quente e de fonte fria.

Por tal motivo é, muitas vezes útil, a comparação entre os rendimentos de outros ciclos com o do ciclo de Carnot que funcione entre as mesmas temperaturas extremas que aqueles, Figura A.15. Tal comparação é em muitos casos simples utilizando-se o conceito de temperatura média de fonte quente (ou de fonte fria) e que é a temperatura à qual o fluido absorveria a mesma quantidade de calor das fontes quentes ou rejeitaria às fontes frias. Esta temperatura é pois uma média pesada dependente das quantidades de calor trocadas quer com as fontes quentes, quer com as fontes frias. Assim, da Figura 7.7, tem-se,

$$T_{Amed} = \frac{q_A}{S_n - S_m} \quad (\text{A.129})$$

$$T_{Bmed} = \frac{q_B}{S_m - S_n} \quad (\text{A.130})$$

onde,

q_A é a quantidade de calor total absorvida das fontes quentes, pela unidade de massa do fluido de trabalho, durante um ciclo;

q_B é a quantidade de calor total rejeitada para as fontes frias, pela unidade de massa do fluido de trabalho, durante um ciclo.

Como se pode depreender, com a ajuda da Figura A.12, é pois possível determinar o rendimento térmico do ciclo pela determinação do Ciclo de Carnot equivalente. O rendimento será então,

$$\eta = 1 - \frac{T_{Bmed}}{T_{Amed}} \quad (\text{A.131})$$

fórmula esta aplicável a qualquer ciclo termodinâmico. O mesmo se poderá dizer das fórmulas (A.129) e (A.130).

O rendimento do Ciclo de Carnot que funciona entre as mesmas temperaturas extremas do ciclo [1,2,3,4] da Figura A.15 será,

$$\eta_c = 1 - \frac{T_4}{T_2} \quad (\text{A.132})$$

de valor superior ao do ciclo em exemplo.

Nos casos reais, o que sucede geralmente, é não haver uma sucessão de fontes térmicas com as quais o fluido troca calor com diferença nula de temperaturas; há, sim, uma chama ou algo equivalente que aquece o fluido através de um diferencial finito de temperaturas e há um fluido à temperatura ambiente (ar atmosférico, água de rios, lagos ou do mar) que atua como fonte fria. Daqui, a vantagem da comparação de um ciclo dado com o de Carnot entre as mesmas temperaturas extremas. Se, na realidade, é possível atingir aqueles valores extremos, pena é que seja só numa fase muito reduzida do ciclo; bom seria realmente, poder absorver todo o calor (ou rejeitá-lo) a essas temperaturas extremas.

Com base na Figura A.12, pode dizer-se que o ciclo [1,2,3,4] que passa ser internamente reversível, desaproveita as potencialidades das fontes quentes e frias de que dispõe, pelo que tem menor rendimento do que em princípio poderia e que seria o rendimento de um Ciclo Motor de Carnot a funcionar entre T_2 e T_4 .

A.20 - Casos particulares do escoamento em regime permanente.

A.20.1 - Compressão ou expansão adiabáticas de um fluido.

Vai ser considerado agora um caso muito frequente em instalações industriais, a compressão adiabática de um fluido num compressor ou numa bomba e para o qual vão ser desprezadas as variações de energia cinética e potencial entre a entrada e a saída do compressor ou bomba. Ou em alternativa uma expansão adiabática de um fluido numa turbina, desprezando-se igualmente aquelas variações de energia cinética e potencial, o que é igualmente uma boa aproximação a um caso real muito frequente.

Da equação da primeira lei para o regime permanente pode escrever-se que,

$${}_1w_2 = h_2 - h_1 = \int_1^2 dh \quad (\text{A.133})$$

recorrendo às expressões (A.105) e considerando que para uma evolução real se pode escrever que $T ds = \delta q - \delta w_f$, onde δw_f é um termo que contabiliza o trabalho de fricção. Atenção que de acordo com a convenção de sinais adotada, trabalho que sai de um sistema ou volume de controlo é negativo, e por isso na expressão de definição do trabalho perdido por fricção ou trabalho dissipado, $T ds = \delta q - \delta w_f$, aplica-se o sinal menos. Então combinado agora esta definição com a equação A (105)

$$dh = T ds + v dp = \delta q - \delta w_f + v dp \quad (\text{A.134})$$

donde,

$${}_1w_2 = \int_1^2 dh = \int_1^2 (\delta q - \delta w_f + v dp) \quad (\text{A.135})$$

mas, dadas as condições de adiabaticidade consideradas,

$${}_1w_2 = - (w_f)_2 + \int_1^2 v dp \quad (\text{A.136})$$

e sendo a evolução reversível (e adiabática com já se tinha antes considerado), ou seja isentrópica o que significa que o trabalho de fricção é nulo, segundo a equação (A.136) chega-se a,

$${}_1w_2 = \int_1^2 v dp \quad (\text{A.137})$$

Se o fluido for incompressível a integração simplifica-se,

$${}_1w_2 = v (p_2 - p_1) \quad (\text{A.138})$$

Como os líquidos podem, na maioria das situações encontradas na prática, ser considerados fluidos incompressíveis, esta expressão é aplicada normalmente ao cálculo do trabalho de compressão de um líquido num processo adiabático reversível em regime permanente.

Da análise das expressões (A.137) e (A.138) pode concluir-se que do ponto de vista de economia de energia é conveniente comprimir um fluido quando este está na fase líquida ao invés de o comprimir na fase de vapor, dado que no primeiro caso o

volume específico é bastante reduzido, ressentindo-se isso no trabalho necessário à compressão, para um mesmo grau de compressão ($p_2 - p_1$).

B - Equações Básicas para o Escoamento de Fluidos.

B.1 - Introdução.

Na análise de sistemas térmicos haverá logicamente que se efectuar cálculos de perdas de carga de diversos tipos de escoamentos, muitas vezes para se quantificarem consumos de energia associados à movimentação dos diversos fluidos encontrados nos vários processos tecnológicos existentes nas instalações em estudo. Propõe-se assim uma rápida recapitulação dos principais temas e conceitos ligados a esta matéria, assim como a introdução de novos temas. O modo mais simples de o fazer é estabelecer uma ligação aos conceitos termodinâmicos, concretamente à primeira lei, atrás revista e daí avançar-se para noções mais gerais. No entanto os temas cobertos são-no de um modo muito limitado pelo que convirá efectuar-se uma revisão mais profunda da Mecânica dos Fluidos.

B.2 - Balanço energético total.

Retomando a equação da primeira lei da Termodinâmica para um escoamento em regime permanente

$$\dot{Q} + \dot{W} = \sum_{\text{saí}} \left(h_j + \frac{1}{2} c_j^2 + g z_j \right) \dot{m}_j - \sum_{\text{ent}} \left(h_j + \frac{1}{2} c_j^2 + g z_j \right) \dot{m}_j \quad (\text{B.1})$$

e considerando que o volume de controlo em análise é o da Figura B.1 de modo que

$$\dot{Q} + \dot{W} = \left(h_2 + \frac{1}{2} c_2^2 + g z_2 \right) \dot{m}_2 - \left(h_1 + \frac{1}{2} c_1^2 + g z_1 \right) \dot{m}_1 \quad (\text{B.2})$$

e sendo $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$, dividindo ambos os membros da equação anterior pelo valor absoluto do caudal mássico,

$$q + w = (h_2 - h_1) + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) + g (z_2 - z_1) \quad (\text{B.3})$$

Pretendendo-se escrever a equação anterior para um processo elementar num escoamento em regime permanente, ela fica com a forma,

$$\delta q + \delta w = dh + c dc + g dz \quad (\text{B.4})$$

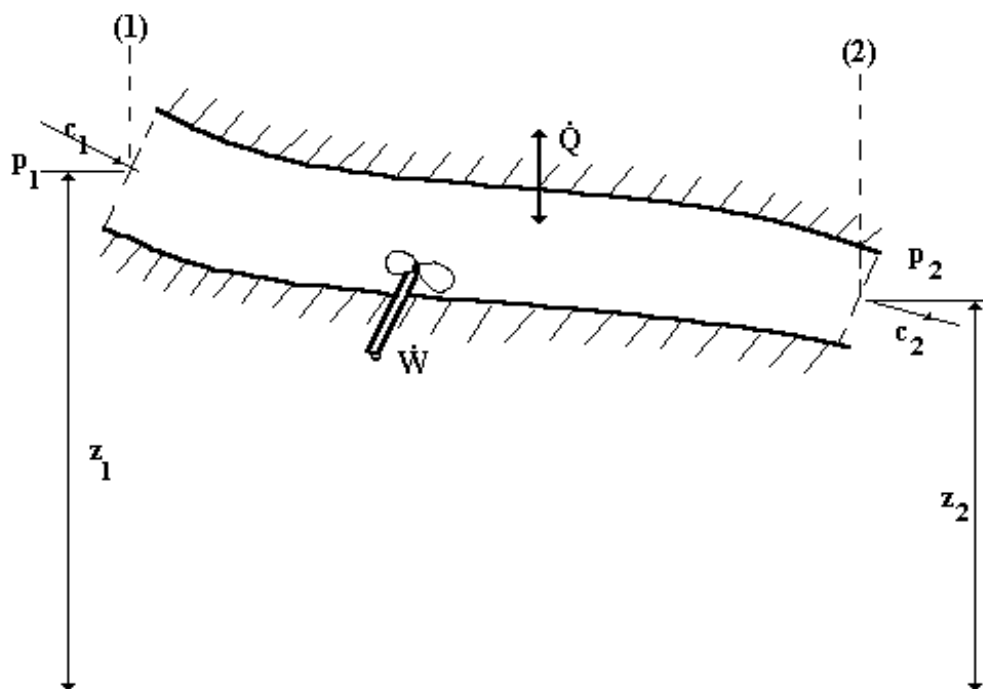


Figura B.1 - Volume de controle com escoamento em regime permanente.

B.3 - Balanço de energia mecânica.

Considere-se novamente o escoamento de uma unidade de massa de fluido mas em que inevitavelmente se tem de levar em consideração efeitos da fricção e em que não existam em jogo trabalhos anormais (magnéticos, eléctricos, superficiais ou químicos). Também aqui é válida a equação (B.1). Porém, havendo efeitos viscosos haverá calor gerado no seio do fluido por fricção. Ora, já se sabe que num processo real qualquer,

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (\text{B.5})$$

que pode ser reescrita em termos específicos mássicos,

$$T ds \geq \delta q \quad (\text{B.6})$$

A desigualdade existente na inequação anterior pode ser eliminada introduzindo-se um termo que contabilize o calor gerado por fricção, que será diferente de zero nos processos reais e logicamente nulo nos processos internamente reversíveis, termo esse normalmente designado por trabalho de fricção, de modo que,

$$T ds = \delta q + \delta w_f \Rightarrow \int T ds + q + w_f \quad (\text{B.7})$$

Combinando esta última equação com a equação (B.1),

$$T ds - \delta w_f - \delta w = dh + c dc + g dz \quad (\text{B.8})$$

Porém das relações entre as propriedades termodinâmicas sabe-se que,

$$dh = T ds + v dp \quad (\text{B.9})$$

e substituindo-a na equação anterior,

$$\frac{dp}{\rho} + c dc + g dz - \delta w_f - \delta w = 0 \quad (\text{B.10})$$

ou, integrando entre dois pontos 1 e 2 do escoamento,

$$\int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + g(z_2 - z_1) - {}_1w_2 - {}_1(w_f)_2 = 0 \quad (\text{B.11})$$

Chama-se a atenção do leitor para o facto de que estas duas equações, a (B.10) e a (B.11), normalmente aparecem nos livros de Mecânica dos Fluidos com uma formulação ligeiramente diferente. Tal acontece porque a convenção de sinais empregue para o trabalho, em muitas situações práticas onde o objetivo primeiro de uma instalação é a produção de trabalho, é a oposta da usada na Termodinâmica. Por outras palavras, se o trabalho que sai for considerado positivo enquanto o que entra é que se considera negativo, este par de equações toma a formulação seguinte,

$$\frac{dp}{\rho} + c dc + g dz + \delta w_f + \delta w = 0 \quad (\text{B.12})$$

ou,

$$\int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + g(z_2 - z_1) + {}_1w_2 + {}_1(w_f)_2 = 0 \quad (\text{B.13})$$

De qualquer modo, no desenvolvimento que se segue a escolha da convenção de sinais para o trabalho é irrelevante. Estas duas equações, quer a da forma diferencial quer a da forma integral, representam a perda de energia mecânica do fluido (transformação em energia interna devido à fricção do escoamento) quando este esco

ao longo de uma tubagem. No caso especial em que não há trabalho de veio envolvido, do fluido sobre o exterior ou vice-versa e ainda em que o trabalho de atrito é tão pequeno que pode ser desprezado (por isso é que a escolha da convenção de sinais para o trabalho deixa de ser importante),

$$\frac{dp}{\rho} + c \, dc + g \, dz = 0 \quad (\text{B.14})$$

ou

$$\int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) + g (z_2 - z_1) = 0 \quad (\text{B.14})$$

que são respectivamente a forma diferencial e integrada da Equação de Bernoulli.

Para o caso particular do fluido ser incompressível ($\rho = \text{constante}$), a solução do integral fica facilitada e a equação de Bernoulli pode ser então escrita,

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{c_1^2}{2} + g \, z_1 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{c_2^2}{2} + g \, z_2 \quad (\text{B.16})$$

B.4 - Trabalho de bombagem e ventilação.

Para se impulsionarem os fluidos ao longo das tubagens haverá logicamente que despende trabalho na sua movimentação. A determinação do trabalho ao veio necessário para o cumprimento de tal objectivo encontra-se por aplicação da equação de energia ao volume de controlo que englobe o dispositivo movimentador do fluido.

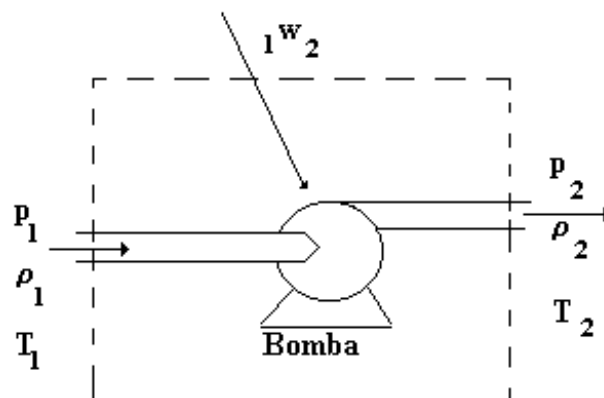


Figura B.2 - Trabalho de bombagem ou ventilação.

Nestes casos, as variações de energia cinética e potencial assim como a importância das perdas por fricção são desprezáveis, pelo que a aplicação da equação (B.11) dá uma expressão muito simples

$${}_1w_2 = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} \quad (\text{B.17})$$

Para fluidos incompressíveis como é o caso dos líquidos,

$$({}_1w_2)_{ideal} = \frac{(p_2 - p_1)}{\rho} = \frac{\Delta p}{\rho} \quad (\text{B.18})$$

Repare-se que sendo $p_2 > p_1$, caso de uma bombagem $\Delta p > 0$, pelo que o trabalho em jogo é positivo, isto é, há fornecimento de trabalho ao volume de controlo. Conhecido o valor absoluto do caudal mássico de fluido incompressível a ser bombeado, \dot{m} pode escrever-se que,

$$({}_1\dot{W}_2)_{ideal} = \dot{m} \frac{\Delta p}{\rho} = c A \Delta p \quad (\text{B.19})$$

sendo c a velocidade média de escoamento do fluido e A a área da secção recta da conduta.

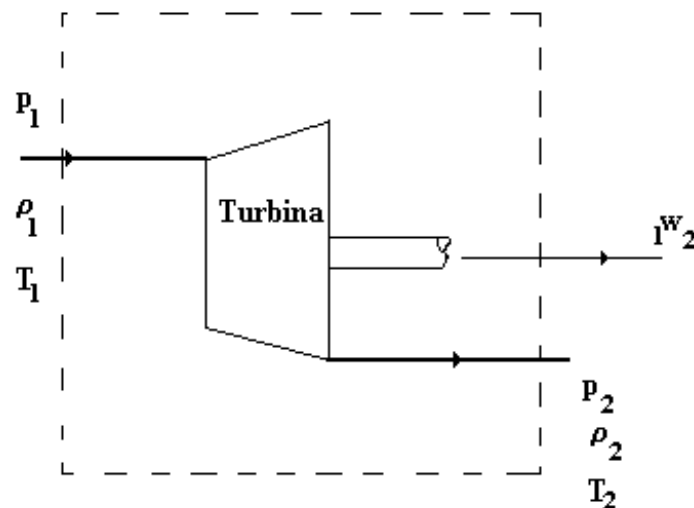


Figura B.3 - Trabalho de expansão.

Para gases assumindo o comportamento de gás perfeito para o fluido e considerando que a compressão ou expansão ideais são isentrópicas,

$$\begin{aligned}
 ({}_1W_2)_{ideal} &= \int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right] = c_p (T_2 - T_1) = \\
 &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} R T_2 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]
 \end{aligned} \tag{B.20}$$

onde $\gamma = c_p/c_v$, $p v^\gamma = const \Rightarrow T/p^{(\gamma-1)/\gamma} = const$, R é a constante particular do gás, $R = \bar{R}/M$ e M é a sua massa molecular. A potência em jogo será também

$$({}_1\dot{W}_2)_{ideal} = \dot{m} ({}_1W_2)_{ideal} \tag{B.21}$$

Nos processos reais de bombagem ou ventilação, existirão logicamente irreversibilidades devidas aos efeitos de fricção e trocas caloríficas com o ambiente, sendo por isso necessário corrigir os trabalhos ideais calculados anteriormente. Parte do trabalho de bombagem ou ventilação será consumido no vencimento dos atritos viscosos, assim como para compensar as perdas caloríficas para o exterior e assim sendo, o trabalho real será, em valor absoluto, superior ao trabalho ideal

$$({}_1\dot{W}_2)_{real} = \frac{({}_1\dot{W}_2)_{ideal}}{\eta_s} \tag{B.22}$$

em que η_s é o rendimento isentrópico da máquina e toma valores nas seguintes gamas:

- 0,55 a 0,75 para um ventilador centrífugo;
- 0,60 a 0,80 para um ventilador Roots;
- 0,80 a 0,90 para um ventilador axial ou compressor alternativo de dois andares.

Na operação inversa, expansão do fluido, como por exemplo numa turbina que idealmente é isentrópica e para a qual são igualmente válidas as equações (B.20) e (B.21), apenas muda o sinal do trabalho em jogo e nunca o seu valor absoluto, já a existência de irreversibilidades vai ocasionar uma redução no valor absoluto do trabalho, ou potência debitada pela máquina, pelo que,

$$({}_1\dot{W}_2)_{real} = \eta_s ({}_1\dot{W}_2)_{ideal} \tag{B.23}$$

B.5 - O escoamento de fluidos Newtonianos incompressíveis em tubagens.

Fluidos Newtonianos são aqueles em que o movimento relativo das camadas de fluido é proporcional à tensão de corte existente no seu seio. Muitos fluidos encontrados na vida real pertencem a esta categoria, como por exemplo a água líquida,

líquidos que tenham moléculas muito simples (álcoois, óleos, benzeno, hidrocarbonetos líquidos como o butano ou o propano, etc) e todos os gases. Pastas, suspensões, fluidos biológicos (como por exemplo o sangue), suspensões de sólidos e outras misturas são exemplos de fluidos não-Newtonianos e não serão considerados neste texto, que se referirá unicamente aos fluidos Newtonianos. Como tal, doravante não serão feitas mais referências a estas duas grandes categorias de fluidos, subentendendo-se nas exposições seguintes qual a sua gama de aplicação.

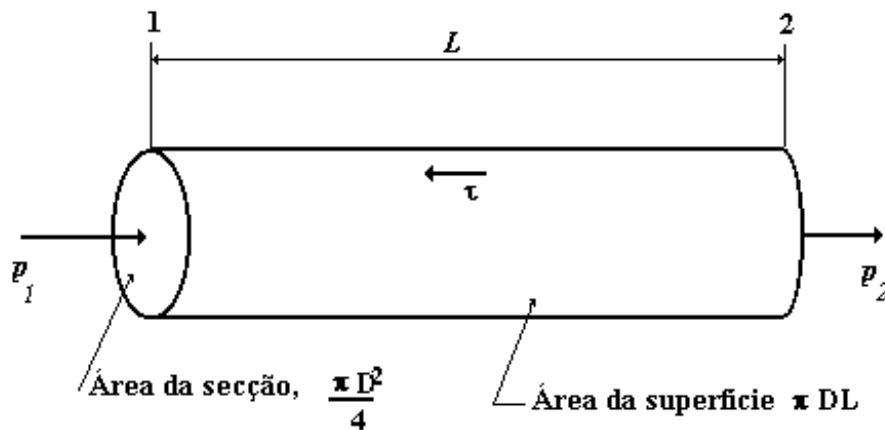


Figura B.4 - Balanço de forças numa secção de uma tubagem.

Quando um fluido escoar numa tubagem alguma da sua energia mecânica é dissipada pela fricção. A razão entre a perda de energia por fricção e a energia cinética do fluido é o factor de fricção,

$$f_F = \frac{f_D}{4} = \frac{\tau_w}{\rho \frac{c^2}{2}} \quad (\text{B.24})$$

em que f_F é conhecido como factor de fricção de Fanning e f_D é conhecido por factor de Fricção de Darcy e τ_w , quociente entre a força de fricção e a área da superfície do tubo, é a tensão de corte na parede do tubo. Um balanço a um elemento de tubo tal como explicado na Figura B.4 permite relacionar esta tensão de corte na parede com a energia (trabalho) de fricção, ou ainda com a queda de pressão sofrida pelo fluido para vencer o atrito viscoso,

$$L \pi D \tau_w = -\frac{\pi D^2}{4} \rho w_f = \frac{\pi D^2}{4} \Delta p_f \quad (\text{B.25})$$

o que substituindo na equação (B.24) e arranjando-a dá, em termos de trabalho de fricção que foi dissipado,

$$w_f = -4 f_F \frac{L}{D} \frac{c^2}{2} = -f_D \frac{L}{D} \frac{c^2}{2} \quad (\text{B.26})$$

ou, em termos da perda de carga de fricção

$$\Delta p_f = 4 f_F \frac{L}{D} \frac{c^2}{2} \rho = f_D \frac{L}{D} \frac{c^2}{2} \rho \quad (\text{B.27})$$

Repare-se no sinal menos que acompanha o trabalho de fricção na equação (B.25) e por consequência nas expressões do trabalho de fricção definidas em (B.26). Na prática trabalha-se com o conceito de perda de carga de fricção, tendo o conceito de trabalho de fricção um interesse essencialmente académico.

O factor de fricção depende da velocidade do escoamento, das propriedades do fluido, massa específica ρ , e viscosidade dinâmica μ , do diâmetro da tubagem D e sua rugosidade ε , sob a forma de uma relação que genericamente se representa por,

$$f = f \left[\left(\text{número de Reynolds} \right), \left(\text{rugosidade do tubo, } \varepsilon \right) \right] \quad (\text{B.28})$$

em que o número de Reynolds é uma combinação adimensional de propriedades do fluido e condições do escoamento e da tubagem,

$$\text{Re} = \frac{\rho c D}{\mu} = \frac{\text{forças de inércia}}{\text{forças viscosas}} \quad (\text{B.29})$$

A equação (B.11) referente ao balanço de energia mecânica entre dois pontos de uma conduta é normalmente escrita em termos de pressão ficando com a forma,

$$\rho \int \frac{dp}{\rho} + \frac{\rho}{2} (c_2^2 - c_1^2) + \rho g (z_2 - z_1) - \rho w_2 + \Delta p_f = 0 \quad (\text{B.30})$$

Na ausência de trabalho de veio, tal como é o caso dum fluido a escoar através de um tubo, e relembrando que estamos a considerar unicamente fluidos incompressíveis,

$$(p_2 - p_1) + \frac{\rho}{2} (c_2^2 - c_1^2) + \rho g (z_2 - z_1) + \Delta p_f = 0 \quad (\text{B.31})$$

tendo em atenção que, para o escoamento do fluido numa tubagem, existirá, devido à energia perdida para se vencer o atrito viscoso, uma redução de pressão do fluido e que portanto $p_2 < p_1$, ou seja definindo-se que $\Delta p = p_1 - p_2$,

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho (c_2^2 - c_1^2) + \rho g (z_2 - z_1) + \Delta p_f \quad (\text{B.32})$$

e,

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho (c_2^2 - c_1^2) + \rho g (z_2 - z_1) + \Delta p_f \quad (\text{B.33})$$

ou,

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho (c_2^2 - c_1^2) + \rho g (z_2 - z_1) + 4 f_F \frac{L}{D} \frac{c^2}{2} \rho \quad (\text{B.34})$$

se escrita em termos do factor de Fanning, ou

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho (c_2^2 - c_1^2) + \rho g (z_2 - z_1) + f_D \frac{L}{D} \frac{c^2}{2} \rho \quad (\text{B.35})$$

se escrita em termos do factor de Darcy.

O número de Reynolds é uma medida da importância da energia dissipada em efeitos viscosos. Quando o peso desta perda por efeitos viscosos é preponderante, o numerador terá um peso maior e o número de Reynolds toma valores até 2300 e o escoamento diz-se laminar. Acima dos 4000 os efeitos das forças de inércia são dominantes e o escoamento diz-se turbulento. Para valores de Re entre 2300 e 4000 existe uma zona de transição.

Para o regime laminar deduz-se teoricamente que

$$f_F = \frac{16}{\text{Re}} \Leftrightarrow f_D = \frac{64}{\text{Re}} \quad (\text{B.36})$$

Para o regime turbulento foram obtidas experimentalmente correlações sendo a mais conhecida a de Colebrook

$$\frac{1}{\sqrt{f_F}} = -4,0 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{1,255}{\text{Re} \sqrt{f_F}} \right) \quad (\text{B.37})$$

ou,

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = -2,0 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{f_D}} \right) \quad (\text{B.38})$$

As relações de Colebrook têm a desvantagem de apresentarem o factor de atrito de forma implícita, obrigando assim a um cálculo iterativo. A expressão desenvolvida por Churchill e que se apresenta seguidamente, tem pelo seu lado a vantagem de nos apresentar o factor de atrito de uma forma explícita e facilitar assim bastante o cálculo.

$$f_F = 2 \times \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \Leftrightarrow f_D = 8 \times \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (\text{B.39})$$

$$A = \left[2,457 \ln \frac{1}{\left(\frac{7}{\text{Re}} \right)^{0,9} + \frac{0,27 \varepsilon}{D}} \right]^{16} \quad (\text{B.40})$$

$$B = \left(\frac{37.530}{\text{Re}} \right)^{16} \quad (\text{B.41})$$

Uma outra alternativa igualmente interessante, porque também apresenta o factor de atrito de forma explícita, é a equação de Pavlov *et al.*,

$$\frac{1}{\sqrt{f_F}} = -4,0 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \left(\frac{6,81}{\text{Re}} \right)^{0,9} \right) \quad (\text{B.42})$$

ou

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = -2,0 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \left(\frac{6,81}{\text{Re}} \right)^{0,9} \right) \quad (\text{B.43})$$

Uma outra equação aplicável à determinação do factor de fricção é a equação de Chen que apresenta também a vantagem de permitir a determinação imediata do factor de fricção, que está explícito na equação,

$$\frac{1}{\sqrt{f_F}} = -4 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7065} - \frac{5,0452 \log A}{\text{Re}} \right) \quad (\text{B.44})$$

ou,

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = -2 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7065} - \frac{5,0452 \log A}{\text{Re}} \right) \quad (\text{B.45})$$

onde,

$$A = \left[\left(\frac{\varepsilon}{D} \right)^{1,1098} \right] / 2,8257 + (7,149 / \text{Re})^{0,8981} \quad (\text{B.46})$$

Para escoamento turbulento em tubagens de paredes lisas a equação de Blasius revela-se de grande utilidade pela sua simplicidade,

$$f_D = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}} \Leftrightarrow f_F = \frac{0,0791}{\text{Re}^{0,25}} \quad (\text{B.47})$$

embora também se possa utilizar uma forma simplificada da equação de Pavlov *et al.*,

$$\frac{1}{\sqrt{f_F}} = 3,6 \log \left(\frac{6,81}{\text{Re}} \right) \quad (\text{B.48})$$

ou,

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = 7,2 \log \left(\frac{6,81}{\text{Re}} \right) \quad (\text{B.49})$$

Quando o número de Reynolds nos indica que uma dada situação em estudo se encontra em regime de transição, haverá logicamente grandes incertezas quanto ao cálculo das perdas de carga embora seja sensato procurar-se em termos de projecto a situação que apresente perspectivas de maior perdas de carga de molde a ficarmos salvaguardados.

Uma equação mais recente desenvolvida num trabalho de doutoramento realizado em Portugal levou à definição da equação de Branco *et al* (2001)

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = -1,85 \log \left(\left(\frac{\varepsilon / D}{3,7} \right)^{0,925} + 10 \left(\frac{(\log \text{Re})^{1,285}}{1,804 \text{Re}^{0,0073}} \right) \right) \quad (\text{B.50})$$

a qual apresenta uma incerteza de $\pm 1\%$ desde que $0 < \varepsilon/D < 0,005$.

B.6 - Perdas localizadas.

Os sistemas de tubagens têm como já vimos contracções, expansões, válvulas, mudanças de direcção, etc., factores que irão incrementar as perdas por fricção. O modo mais simples de calcular estas perdas adicionais, que por vezes têm um peso notável no cômputo das perdas totais, será a de se considerar um comprimento equivalente por cada acidente de tubulação em consideração de modo que,

$$L_{eqt} = L + \sum_{\text{componentes}} (L_{equiv})_{\text{componentes}} \quad (\text{B.51})$$

Tabela B.1
Comprimentos equivalentes em regime turbulento.

Tipo de peça	L_{equiv}/D
Alargamento gradual	12
Cotovelo (joelho) a 90 °	45
Cotovelo (joelho) a 45 °	20
Curva longa a 90 °	30
Curva longa a 45 °	15
Cotovelo (joelho) a 180 °	75
Entrada em tubo à face da parede	17
Entrada em tubo saliente à parede	30
Redução gradual	6
Saída de tubulação	35
Tê usado c/cotovelo. Entrada p/haste.	90
Tê usado c/cotovelo. Entrada p/braço.	60
Tê passagem directa.	20
Válvula globo toda aberta.	300
Válvula angular toda aberta.	170
Válvula gaveta toda aberta.	7
Válvula gaveta ¾ aberta.	40
Válvula gaveta ½ aberta.	200
Válvula gaveta ¼ aberta.	900
Válvula de retenção.	100
Válvula de pé c/crivo.	250

Em escoamento turbulento os comprimentos equivalentes são independentes do número de Reynolds do escoamento, pelo que basta entrar com os comprimentos

equivalentes dos vários acessórios que aparecem na tubagem. Infelizmente, em escoamento laminar os comprimentos equivalentes variam notavelmente com o número de Reynolds e de um modo distinto consoante os acessórios ou componentes em consideração. Para o escoamento em regime turbulento a Tabela B.1 apresenta comprimentos equivalentes típicos para os acessórios e situações de utilização mais frequentes.

Para o escoamento laminar com já se disse a perda de carga localizada varia com o regime de escoamento de um modo distinto consoante a tipo de acessório em jogo. Na Tabela B.2, que se segue, referem-se dois casos bem estudados tanto para escoamento laminar como turbulento.

Tabela B.2

Tipo de peça	L_{equiv}/D
Expansão súbita de d para D . Escoamento laminar em d . Escoamento turbulento em d .	$\frac{Re}{32} \left[1 - \left(\frac{d^2}{D^2} \right) \right]^2$ $\frac{1}{4} (f_{F, em d}) \left[1 - \left(\frac{d^2}{D^2} \right) \right]^2$
Contração súbita de D para d . (Não é válido p/escoamentos gasosos a alta velocidade em que $p_1/p_2 \geq 2$). Escoamento laminar em d . Escoamento turbulento em d .	$\frac{Re}{160} \left[1,25 - \left(\frac{d^2}{D^2} \right) \right]$ $\frac{1}{10} (f_{F, em d}) \left[1,25 - \left(\frac{d^2}{D^2} \right) \right]$

O comprimento equivalente dos acessórios e componentes também pode ser calculado através do conhecimento dos respectivos coeficientes de perda de carga localizados, atendendo a que,

$$L_{eq} = \frac{K D}{f_D} \quad (B.52)$$

B.7 - Rugosidades típicas.

Como se viu das equações anteriores em escoamento turbulento, há que levar em consideração a rugosidade das tubagens no cálculo das perdas de carga. A tabela seguinte apresenta, por conseguinte, os valores adequados às tubagens mais comuns.

Tabela B.3

Material	Rugosidade ε [mm]	Coefficiente de atrito [-]
Ferro galvanizado novo		
- com costura	0,15 a 0,20	0,012 a 0,06
-sem costura	0,06 a 0,15	0,009 a 0,012
Aço ao carbono	0,045	
Ferro fundido		
-revestido com asfalto	0,3 a 0,9	0,014 a 0,10
-revestido com cimento	0,05 a 0,15	0,012 a 0,06
-usado e sem revestimento	0,40 a 12,0	0,02 a 1,5
Cimento ou amianto		
-novo	0,05 a 0,1	0,009 a 0,058
-usado	0,60	0,10 a 0,15
PVC e cobre	0,015	0,009 a 0,05

Os valores da rugosidade da tabela são, na maioria dos casos, para tubos novos. O conhecimento da rugosidade após uso revela-se por vezes difícil, já que depende do tipo de utilização que uma dada instalação teve e da agressividade dos fluidos que nela circulam. De um modo geral Colebrook desenvolveu, por análise de situações reais, uma equação muito simples que permite conhecer a variação da rugosidade ao longo do tempo, desde que se conheça o seu valor para o tubo novo, ε_0 .

$$\varepsilon_t = \varepsilon_0 + \alpha t \quad (\text{B.53})$$

Não existem porém na literatura valores de α que permitam o emprego útil da equação (B.53) às diversas situações que aparecem na prática.

B.8 - Tubagens com água a alta temperatura.

Trata-se de uma situação particular bastante bem estudada, por via teórica ou experimental e para a qual se desenvolveram empiricamente equações bastante fiáveis. Da experiência dos projectistas nesta área sabe-se que as rugosidades em tubos de aço comercial soldado em que circula água quente não são tão altas como as sugeridas por Moody, o que ocasiona menores factores de fricção do que os obtidos pelo diagrama de Moody. Geiringer (Geiringer, P.L., “High Temperature Water Heating”, John Wiley and Sons, 1963) sugere as seguintes correlações:

$$f_D = \frac{0,4075}{\text{Re}^{0,274}} \text{ válida para } 4 \times 10^3 \leq \text{Re} \leq 6 \times 10^4 \quad (\text{B.54})$$

$$f_D = \frac{0,220}{\text{Re}^{0,217}} \text{ válida para } 6 \times 10^4 \leq \text{Re} \leq 3 \times 10^5 \quad (\text{B.55})$$

$$f_D = \frac{0,0542}{\text{Re}^{0,1061}} \text{ válida para } 3 \times 10^5 \leq \text{Re} \leq 1,5 \times 10^6 \quad (\text{B.56})$$

$$f_D = \frac{0,0227}{\text{Re}^{0,0449}} \text{ válida para } 1,5 \times 10^6 \leq \text{Re} \leq 5,5 \times 10^6 \quad (\text{B.57})$$

Estas equações aplicam-se apenas a tubos em aço e na gama de Reynolds que vai desde 4×10^3 até 8×10^4 . Só podem ser utilizadas desde que o diâmetro normalizado do tubo seja igual ou inferior a 1" e na gama de Reynolds que vai de 2×10^4 até $5,5 \times 10^6$ em tubagens com diâmetros normalizados iguais ou superiores a 1".

B.9 - Termos de energia potencial e energia cinética.

Na resolução de problemas de Mecânica dos Fluidos em que existe a necessidade de se considerarem os termos de energia potencial e cinética é possível, na maioria das situações que aparecem, efectuarem-se simplificações. Assim, no caso do fluido em análise ser um líquido, podem normalmente desprezar-se os termos da energia cinética, dadas as baixas velocidades envolvidas. Em contrapartida, em situações em que o fluido é um gás, são os termos de energia potencial que podem ser desprezados, já que agora o peso da coluna de fluido vem normalmente irrisório. Em casos duvidosos podem-se avaliar todos os termos da equação da energia e eliminar as parcelas de peso desprezável.

B.10 - Avaliação da parcela referente à variação de pressão.

Na equação da energia mecânica existe uma parcela, $\int \frac{dp}{\rho}$ que pode ser resolvida do seguinte modo:

- Para líquidos em que $\rho \approx \text{constante}$, $\int \frac{dp}{\rho} = \frac{1}{\rho} (p_2 - p_1) = -\frac{\Delta p}{\rho}$, usando-se a definição anterior de que $\Delta p = p_1 - p_2$;

- Para gases perfeitos em que as variações de massa específica (ou densidade) são pequenas, pode-se utilizar um valor médio para a massa específica e considerar então o gás como fluido incompressível.

$$\tilde{\rho} = \frac{1}{\tilde{v}} = \frac{\tilde{p} M}{\bar{R} \tilde{T}} \quad (\text{B.58})$$

em que, $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{p} = \frac{p_1 + p_2}{2} \\ \tilde{T} = \frac{T_1 + T_2}{2} \end{array} \right.$ e \bar{R} é a constante universal dos gases perfeitos.

Havendo grandes variações de pressão ou densidade do gás, o que se verifica sempre que $p_1/p_2 > 2$ ou $\rho_1/\rho_2 > 2$, estar-se-á em presença de um escoamento de um fluido compressível sendo necessário um tratamento especial que foge aos objectivos do presente texto.

B.11 - Condutas não circulares.

Sempre que as condutas onde se verifica o escoamento em estudo tenham secção não circular podem ser utilizadas todas as equações aqui referidas desde que no diâmetro da tubagem se entre com o conceito de diâmetro hidráulico, definido por,

$$d_H = 4 \left(\frac{\text{área da secção recta}}{\text{perímetro molhado}} \right) \quad (\text{B.59})$$

C – Tabelas sobre tubagens.

C.1 - Introdução.

As tabelas que seguidamente se apresentam estão baseadas nas normas DIN 2448, esta descontinuada, e na EN 10220 que a substituiu e referem-se a tubos de aço sem costura.

Na Tabela C.1 apresenta a relação entre os diâmetros nominais tanto em mm como em polegadas e os diâmetros externos.

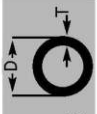
Tabela C.1 -

Diâmetro nominal - DN - (mm)	Diâmetro nominal - NPS - (polegadas)	Diâmetro externo (DIN 2448) (mm)
6	1/8	10,2
8	1/4	13,5
10	3/8	17,2
15	1/2	21,3
20	3/4	26,9
25	1	33,7
32	1 1/4	42,4
40	1 1/2	48,3
50	2	60,3
65	2 1/2	76,1
80	3	88,9
90	3 1/2	101,6
100	4	114,3
125	5	139,7
150	6	168,3
200	8	219,1
250	10	273
300	12	323,9
350	14	355,6
400	16	406,4
450	18	457,2
500	20	508
550	22	558,8
600	24	610

Na Tabela C.2 apresenta-se uma pequena parte dos diâmetros de tubagens conforme a norma acima referida, e de interesse para as instalações de ar comprimido, vapor de água e termofluido.

Estão representadas as espessuras de parede normais e acima. Em termos de projeto são as espessuras normalmente recomendadas são a espessura normal ou valores imediatamente acima. A sua escolha tem a ver com a gama de pressões do fluido que escoará pelo interior dessas tubagens. Embora lá se indiquem alguns diâmetros externos

Tabela C.3 – Tabela de diâmetros e massa por metro de comprimento do tubo de aço sem costura conforme EN 10220.



EN 10220

kg/m = (D - T) x T x 0,0246615

No liability for any omissions or inaccuracies

D (mm)	T (mm)	kg/m																											
		1.2	1.4	1.6	1.8	2	2.3	2.6	2.9	3.2	3.6	4	4.5	5	5.4	5.6	6.3	7.1	8	8.8	10	11	12.5	14.2	16	17.5	20	22.2	25
17.2	1.6	0.438	0.504	0.568	0.630	0.691	0.777	0.859	0.937	1.01	1.10	1.18	1.26	1.34	1.41	1.48	1.55	1.62	1.69	1.76	1.83	1.90	1.97	2.04	2.11	2.18	2.25	2.32	2.39
18.0	1.8	0.474	0.546	0.616	0.684	0.750	0.845	0.936	1.02	1.11	1.21	1.3	1.39	1.48	1.56	1.64	1.72	1.80	1.88	1.96	2.04	2.12	2.20	2.28	2.36	2.44	2.52	2.60	2.68
19.0	2.0	0.516	0.594	0.668	0.744	0.816	0.917	1.01	1.11	1.21	1.31	1.41	1.51	1.61	1.70	1.79	1.88	1.97	2.06	2.15	2.24	2.33	2.42	2.51	2.60	2.69	2.78	2.87	2.96
20.0	2.2	0.556	0.642	0.726	0.808	0.888	1.00	1.12	1.23	1.33	1.46	1.58	1.71	1.85	1.97	2.10	2.24	2.38	2.52	2.66	2.80	2.94	3.08	3.22	3.36	3.50	3.64	3.78	3.92
21.3	2.4	0.595	0.687	0.777	0.868	0.956	1.08	1.20	1.32	1.43	1.57	1.71	1.86	2.01	2.12	2.26	2.41	2.56	2.71	2.86	3.01	3.16	3.31	3.46	3.61	3.76	3.91	4.06	4.21
25.0	2.8	0.704	0.815	0.925	1.03	1.13	1.29	1.44	1.58	1.72	1.90	2.07	2.28	2.47	2.61	2.75	2.90	3.05	3.20	3.35	3.50	3.65	3.80	3.95	4.10	4.25	4.40	4.55	4.70
26.9	3.0	0.761	0.880	0.998	1.11	1.23	1.40	1.56	1.72	1.87	2.07	2.26	2.49	2.70	2.86	3.02	3.18	3.34	3.50	3.66	3.82	3.98	4.14	4.30	4.46	4.62	4.78	4.94	5.10
31.8	3.6	0.905	1.05	1.19	1.33	1.47	1.67	1.87	2.07	2.26	2.50	2.74	3.03	3.32	3.62	3.96	4.30	4.64	4.98	5.32	5.66	6.00	6.34	6.68	7.02	7.36	7.70	8.04	8.38
32.0	3.8	0.923	1.07	1.21	1.35	1.49	1.69	1.89	2.09	2.28	2.53	2.78	3.08	3.37	3.68	4.02	4.36	4.70	5.04	5.38	5.72	6.06	6.40	6.74	7.08	7.42	7.76	8.10	8.44
33.7	4.0	0.952	1.10	1.24	1.38	1.52	1.72	1.92	2.10	2.29	2.55	2.80	3.10	3.39	3.70	4.04	4.38	4.72	5.06	5.40	5.74	6.08	6.42	6.76	7.10	7.44	7.78	8.12	8.46
38.0	4.5	1.09	1.26	1.44	1.61	1.78	2.02	2.27	2.51	2.75	3.05	3.35	3.72	4.07	4.34	4.67	4.93	5.41	5.92	6.34	6.91	7.40	7.90	8.40	8.90	9.40	9.90	10.40	10.90
40.0	4.8	1.15	1.33	1.52	1.70	1.87	2.14	2.40	2.65	2.90	3.23	3.55	3.94	4.32	4.61	4.75	5.24	5.74	6.31	6.91	7.40	7.90	8.40	8.90	9.40	9.90	10.40	10.90	11.40
48.4	5.5	1.22	1.42	1.61	1.80	1.99	2.27	2.55	2.82	3.09	3.44	3.79	4.21	4.61	4.93	5.08	5.61	6.18	6.79	7.29	7.90	8.51	9.09	9.66	10.24	10.82	11.40	11.98	12.56
48.3	5.5	1.39	1.62	1.84	2.06	2.28	2.61	2.93	3.25	3.56	3.97	4.37	4.86	5.34	5.71	5.90	6.53	7.21	7.95	8.57	9.45	10.1	11.0	11.9	12.8	13.7	14.6	15.5	16.4
51.0	6.0	1.47	1.71	1.95	2.18	2.42	2.76	3.10	3.44	3.77	4.21	4.64	5.16	5.67	6.07	6.27	6.94	7.69	8.48	9.16	10.1	10.9	11.9	12.8	13.7	14.6	15.5	16.4	17.3
57.0	6.5	1.56	1.82	2.07	2.32	2.56	2.93	3.30	3.65	4.01	4.47	4.93	5.49	6.04	6.47	6.68	7.41	8.21	9.08	9.81	10.9	11.7	12.8	13.7	14.6	15.5	16.4	17.3	18.2
60.3	7.0	1.65	1.93	2.21	2.49	2.77	3.17	3.57	3.97	4.37	4.84	5.31	5.88	6.43	6.87	7.15	8.00	8.89	9.81	10.7	11.7	12.8	13.7	14.6	15.5	16.4	17.3	18.2	19.1
63.5	7.5	1.74	2.04	2.34	2.64	2.94	3.37	3.79	4.21	4.63	5.10	5.57	6.15	6.71	7.16	7.48	8.36	9.28	10.2	11.1	12.2	13.3	14.4	15.5	16.6	17.7	18.8	19.9	21.0
70.0	8.0	2.04	2.37	2.70	3.03	3.38	3.84	4.32	4.80	5.27	5.80	6.31	6.80	7.27	7.74	8.00	8.89	9.90	11.0	12.2	13.3	14.4	15.5	16.6	17.7	18.8	19.9	21.0	22.1
76.1	8.5	2.22	2.58	2.94	3.30	3.65	4.19	4.71	5.24	5.75	6.44	7.11	7.95	8.77	9.42	9.74	10.8	12.1	13.4	14.6	16.3	17.7	19.6	21.6	23.9	26.2	28.1	30.8	33.0
88.9	10.0	2.60	3.02	3.44	3.87	4.29	4.91	5.53	6.15	6.76	7.57	8.38	9.37	10.3	11.1	11.5	12.8	14.3	16.0	17.4	19.5	21.4	23.6	26.2	28.8	31.0	33.6	36.5	39.4
101.6	11.5	2.97	3.46	3.95	4.43	4.91	5.63	6.35	7.06	7.77	8.70	9.63	10.8	11.9	12.8	13.3	14.8	16.5	18.5	20.1	22.6	24.6	27.5	30.6	33.8	36.3	39.2	42.2	45.2
114.3	13.0	3.35	3.90	4.45	5.00	5.55	6.37	7.18	7.98	8.87	9.93	10.9	12.2	13.2	13.7	15.3	17.2	19.4	21.5	23.9	26.7	29.8	33.1	36.6	40.2	43.9	47.6	51.4	55.2
127.0	14.5	3.73	4.34	4.95	5.56	6.17	7.10	8.01	8.91	9.81	10.9	12.0	13.3	14.3	14.8	16.6	18.6	20.9	23.2	25.9	28.9	32.2	35.7	39.4	43.2	47.1	51.0	54.9	58.8
139.7	16.0	4.11	4.76	5.41	6.06	6.71	7.74	8.64	9.54	10.4	11.6	12.7	14.1	15.1	15.6	17.6	19.8	22.2	24.7	27.6	30.9	34.4	38.1	42.0	46.0	50.0	54.0	58.0	62.0
152.4	17.5	4.49	5.18	5.87	6.52	7.17	8.22	9.12	10.0	10.9	12.2	13.4	14.6	15.6	16.1	18.2	20.6	23.1	25.7	28.6	32.1	35.7	39.4	43.4	47.4	51.4	55.4	59.4	63.4
165.1	19.0	4.87	5.60	6.33	7.06	7.79	8.84	9.74	10.6	11.5	12.8	14.0	15.3	16.3	16.8	19.0	21.5	24.1	26.8	29.7	33.3	37.0	40.8	44.8	48.8	52.8	56.8	60.8	64.8
177.8	20.5	5.25	6.02	6.80	7.53	8.26	9.31	10.2	11.1	12.0	13.4	14.6	15.9	16.9	17.4	19.7	22.3	24.9	27.7	30.6	34.3	38.1	42.0	46.0	50.0	54.0	58.0	62.0	66.0
193.7	22.0	5.63	6.44	7.26	8.00	8.73	9.78	10.6	11.5	12.4	13.8	15.1	16.4	17.4	17.9	20.3	22.9	25.5	28.4	31.3	35.0	38.9	42.8	46.8	50.8	54.8	58.8	62.8	66.8
219.1	24.5	6.01	6.86	7.72	8.47	9.22	10.27	11.1	12.0	12.9	14.4	15.7	17.0	18.0	18.5	21.0	23.6	26.2	29.1	32.0	35.7	39.6	43.5	47.4	51.4	55.4	59.4	63.4	67.4
223.0	25.0	6.10	7.00	7.88	8.64	9.40	10.45	11.3	12.2	13.1	14.6	15.9	17.2	18.2	18.7	21.2	23.8	26.4	29.3	32.2	35.9	39.8	43.7	47.6	51.5	55.4	59.3	63.2	67.1
233.9	26.0	6.29	7.22	8.12	8.89	9.66	10.71	11.6	12.5	13.4	14.9	16.2	17.5	18.5	19.0	21.5	24.1	26.7	29.6	32.5	36.2	40.1	44.0	47.9	51.8	55.7	59.6	63.5	67.4
244.5	27.0	6.48	7.44	8.36	9.14	9.91	10.96	11.8	12.7	13.6	15.1	16.4	17.7	18.7	19.2	21.7	24.3	26.9	29.8	32.7	36.4	40.3	44.2	48.1	52.0	55.9	59.8	63.7	67.6
254.0	28.0	6.67	7.66	8.59	9.38	10.15	11.20	12.1	13.0	13.9	15.4	16.7	18.0	19.0	19.5	22.0	24.6	27.2	30.1	33.0	36.7	40.6	44.5	48.4	52.3	56.2	60.1	64.0	67.9
264.6	29.0	6.86	7.88	8.83	9.64	10.41	11.46	12.3	13.2	14.1	15.6	16.9	18.2	19.2	19.7	22.2	24.8	27.4	30.3	33.2	36.9	40.8	44.7	48.6	52.5	56.4	60.3	64.2	68.1
275.2	30.0	7.05	8.09	9.06	9.88	10.65	11.70	12.6	13.5	14.4	15.9	17.2	18.5	19.5	20.0	22.5	25.1	27.7	30.6	33.5	37.2	41.1	45.0	48.9	52.8	56.7	60.6	64.5	68.4
285.8	31.0	7.24	8.29	9.28	10.11	10.88	11.93	12.8	13.7	14.6	16.1	17.4	18.7	19.7	20.2	22.7	25.3	27.9	30.8	33.7	37.4	41.3	45.2	49.1	53.0	56.9	60.8	64.7	68.6
296.4	32.0	7.43	8.49	9.49	10.33	11.10	12.15	13.0	13.9	14.8	16.3	17.6	18.9	19.9	20.4	22.9	25.5	28.1	31.0	33.9	37.6	41.5	45.4	49.3	53.2	57.1	61.0	64.9	68.8
307.0	33.0	7.62	8.69	9.70	10.55	11.32	12.37	13.2	14.1	15.0	16.5	17.8	19.1	20.1	20.6	23.1	25.7	28.3	31.2	34.1	37.8	41.7	45.6	49.5	53.4	57.3	61.2	65.1	69.0
317.6	34.0	7.81	8.89	9.92	10.78	11.55	12.60	13.5	14.4	15.3	16.8	18.1	19.4	20.4	20.9	23.4	26.0	28.6	31.5	34.4	38.1	42.0	45.9	49.8	53.7	57.6	61.5	65.4	69.3
328.2	35.0	8.00	9.09	10.14	11.01	11.78	12.83	13.7	14.6	15.5	17.0	18.3	19.6	20.6	21.1	23.6	26.2	28.8	31.7	34.6	38.3	42.2	46.1	50.0	53.9	57.8	61.7	65.6	69.5
338.8	36.0	8.19	9.29	10.36	11.24	12.01	13.06	13.9	14.8	15.7	17.2	18.5	19.8	20.8	21.3	23.8	26.4	29.0	31.9	34.8	38.5	42.4	46.3	50.2	54.1	58.0	61.9	65.8	69.7
349.4	37.0	8.38	9.49	10.58	11.47	12.24	13.29	14.2	15.1	16.0																			

Na Tabela C.3 são dadas informações sobre outras espessuras de parede e ainda a massa de aço por metro linear de tubo. Também se apresenta toda a gama de diâmetros considerada na norma. E novamente se chama a atenção do leitor para a necessidade de se escolherem unicamente os diâmetros indicados na Tabela C.1, por serem os comercialmente transacionados.

D – Propriedades de transporte para o ar e a água.

D.1 - Introdução.

As tabelas que seguidamente se apresentam referem-se a propriedades destinadas ao cálculo de fenómenos de transporte de alguns fluidos. Aplicam-se pois a problemas de Mecânica dos Fluidos (Transporte de quantidade de Movimento), Transferência de Calor e Transferência de Massa.

Tabela D1 – Propriedades de transporte do ar.

T [°C]	c_p [kJ/(kg K)]	k_t [W/(m K)]	$\mu/10^{-6}$ [Pa s]	$Pr = \mu c_p / k_t$
-100	1,01	0,016	12	0,75
0	1,01	0,024	17	0,72
100	1,02	0,032	22	0,70
200	1,03	0,039	26	0,69
300	1,05	0,045	30	0,69
400	1,07	0,051	33	0,70
500	1,10	0,056	36	0,70
600	1,12	0,061	39	0,71
700	1,14	0,066	42	0,72
800	1,16	0,071	44	0,73

Tabela D2 – Propriedades de transporte do vapor de água.

T [°C]	c_p [kJ/(kg K)]	k_t [W/(m K)]	$\mu/10^{-6}$ [Pa s]	$Pr = \mu c_p / k_t$
-50	0,79	0,011	11	0,79
0	0,83	0,015	14	0,78
100	0,92	0,022	18	0,75
200	1,00	0,030	22	0,73
300	1,06	0,038	26	0,72
400	1,11	0,046	29	0,71
500	1,16	0,053	32	0,70
600	1,20	0,061	35	0,69
700	1,23	0,069	38	0,68
800	1,25	0,078	41	0,67

Os valores das Tabelas D1 e D2 são corretos para a pressão de $1 \text{ atm} = 1,013 \times 10^5 \text{ Pa}$. Podem contudo ser usados para outras pressões, pois o erro envolvido é desprezável.

Tabela D3. Propriedades de transporte da água líquido e vapor saturado.

Temp.	Volume específico		Calor específico a pressão constante		Condutibilidade térmica		Viscosidade dinâmica		Número de Prandtl		Temp.
	[°C]	[m ³ /kg]	[kJ/(kg K)]		[W/(m K)]		[Pa s]		[$\mu c_p/k_t$]		
	v_l	v_v	c_{p_l}	c_{p_v}	k_{t_l}	k_{t_v}	$\mu_l / 10^{-3}$	$\mu_v / 10^{-6}$	Pr_l	Pr_v	
0,01	0,00100	206,2	4,217	1,854	0,569	0,0173	1,755	8,8	13,02	0,942	0,01
10	0,00100	106,4	4,193	1,860	0,587	0,0185	1,301	9,1	9,29	0,915	10
20	0,00100	57,8	4,182	1,866	0,603	0,0191	1,002	9,4	6,95	0,918	20
30	0,00100	32,9	4,179	1,885	0,618	0,0198	0,797	9,7	5,39	0,923	30
40	0,00101	19,5	4,179	1,885	0,632	0,0204	0,651	10,1	4,31	0,930	40
50	0,00101	12,05	4,181	1,899	0,643	0,0210	0,544	10,4	3,53	0,939	50
60	0,00102	7,68	4,185	1,915	0,653	0,0217	0,462	10,7	2,96	0,947	60
70	0,00102	5,05	4,190	1,936	0,662	0,0224	0,400	11,1	2,53	0,956	70
80	0,00103	3,41	4,197	1,962	0,670	0,0231	0,350	11,4	2,19	0,966	80
90	0,00104	2,36	4,205	1,992	0,676	0,0240	0,311	11,7	1,93	0,976	90
100	0,00104	1,673	4,216	2,028	0,681	0,0249	0,278	12,1	1,723	0,986	100
125	0,00107	0,770	4,254	2,147	0,687	0,0272	0,219	13,3	1,358	1,047	125
150	0,00109	0,392	4,310	2,314	0,687	0,0300	0,180	14,4	1,133	1,110	150
175	0,00112	0,217	4,389	2,542	0,679	0,0334	0,153	15,6	0,990	1,185	175
200	0,00116	0,127	4,497	2,843	0,665	0,0375	0,133	16,7	0,902	1,270	200
225	0,00120	0,0783	4,648	3,238	0,644	0,0427	0,1182	17,9	0,853	1,36	225
250	0,00125	0,0500	4,867	3,772	0,616	0,0495	0,1065	19,1	0,841	1,45	250
275	0,00132	0,0327	5,202	4,561	0,582	0,0587	0,0972	20,2	0,869	1,56	275
300	0,00140	0,0216	5,762	5,863	0,541	0,0719	0,0897	21,4	0,955	1,74	300
325	0,00153	0,0142	6,861	8,440	0,493	0,0929	0,0790	23,0	1,100	2,09	325
350	0,00174	0,00880	10,10	17,15	0,437	0,1343	0,0648	25,8	1,50	3,29	350
360	0,00190	0,00694	14,6	25,1	0,400	0,168	0,0582	27,5	2,11	3,89	360
374,15	0,00317	0,00317	∞	∞	0,24	0,24	0,045	45,0	∞	∞	374,15

