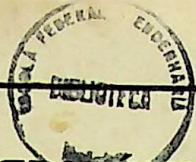


TESE
171



TESE N. 171

DO ELETROTECNICO DE

UEM DE MECÂNICA



Considerações sobre os ciclos teóricos das Máquinas Motoras a gás sem e com recuperação

Eng. Zulcy de Souza

Itajubá — Minas Gerais

1967

Class. 621.541.004.15:536 (043.2)

Cutt. 3719c

Tempo 171

INSTITUTO ELETROTÉCNICO DE ITAJUBÁ
CENTRO DE MECÂNICA



Tese

CONSIDERAÇÕES SÔBRE OS CICLOS TEÓRICOS DAS
MÁQUINAS MOTORAS A GÁS SEM E COM RECUPERAÇÃO

Eng. Zulcey de Souza

Itajubá - Minas Gerais
1966

Esta publicação, foi possível, graças ao convênio assinado entre a CAPES e o Instituto Eletrotécnico de Itajubá - Centro de Mecânica - 1965.

- P R Ó L O G O -

Quando em 1832, em plena maturidade, faleceu Carnot, talvez não esperasse que seu irmão Hippolyte, 46 anos depois levasse à Academia de Ciências, seus manuscritos, "Réflexions sur la puissance motrice du feu" e "Notes sur le mathématiques, la physique e autres sujets". Muito menos esperava ele a consagração de seus manuscritos, através de um princípio de uma ciência, em última análise, um princípio universal. Seu ciclo teórico formou e forma o alicerce inatingível de todas as máquinas. Vários pesquisadores, teóricos e práticos, têm ideado ciclos, construído máquinas, visando aproximar seu rendimento ao da máquina ideada por Carnot. Entretanto, na maioria dos casos, estes rendimentos, mesmo nos ciclos teóricos comparativos, se afastam bastante daqueles obtidos pelo ciclo de Carnot entre os mesmos limites de temperaturas. Já há algum tempo, nas escolas e principalmente na indústria das máquinas térmicas, lançou-se mão da recuperação de parte do calor lançado ao meio para melhoria, se não diretamente do rendimento da máquina propriamente dita, pelo menos de todo o conjunto de máquinas e aparelhos que formam a instalação. Assim, nas instalações de Motores Diesel, é o calor dos gases de escape, em parte, aproveitado para vários fins. Citamos o caso das Indústrias Químicas, que necessitam de vapor pa-

seus processos, podendo este vapor ser obtido com auxílio do calor dos gases de escape. Já, nas grandes instalações Diesel marítimas, pode, parte dos gases, ser aproveitada para produzir vapor, que por sua vez, aciona rá uma unidade geradora a vapor, produzindo parte da energia necessária às várias instalações do barco. Com isto, é conseguida não sómente uma economia de combustível, mas também de espaço, o que permitirá o aumento da carga. Nos dois exemplos citados não há propriamente um aumento do rendimento do ciclo. Fato, que também, de maneira bem ampla podemos dizer dos sistemas de turbo - carregamento de motores Diesel, onde visa-se principalmente a aumento da relação potência-peso. Entretanto, nas instalações de turbinas a gás, tanto em ciclo aberto como fechado, sabemos que a recuperação de parte do calor dos gases de escape, para aquecimento do fluido de trabalho antes da câmara de combustão ou dos trocadores de calor, melhora sensivelmente o rendimento dos ciclos. Muitos outros exemplos poderíamos citar, entretanto preferimos simplesmente dizer, que talvez pela recuperação da energia contida nos gases de escape podemos elevar consideravelmente o rendimento dos ciclos das máquinas térmicas, e, mesmo teóricamente alcançarmos rendimentos iguais aos do ciclo de Carnot, com outros ciclos teóricos. O que acabamos de afirmar, fato isoladamente já

conhecido, será demonstrado de uma maneira completamente geral na segunda parte deste trabalho.

A exemplificação desta afirmação somente poderá ser feita de maneira ampla se for determinada uma fórmula geral para o rendimento dos vários ciclos das máquinas térmicas. Constituirá um dos objetivos da primeira parte deste trabalho a obtenção desta fórmula.

Feitas estas observações preliminares, passaremos imediatamente aos objetivos do trabalho. Ficaremos imensamente satisfeitos se este trabalho tiver alguma utilidade de caráter didático, científico ou prático, mesmo que seja daqui a 40 anos ...

Obrigado

O autor.

CONSIDERAÇÕES SÔBRE OS CICLOS TEÓRICOS DAS MÁQUINAS MOTORAS A GÁS, SEM E COM RECUPERAÇÃO.

1 - INTRODUÇÃO

As considerações que desenvolveremos, temos seguintes objetivos:

— Obtenção de uma fórmula geral para o rendimento dos ciclos teóricos das máquinas motoras a gás, de modo a permitir uma rápida visão e análise de conjunto, desde que sejam alguns parâmetros fixados.

— Estabelecimento de um princípio geral para recuperação de parte do calor perdido no escape das citadas máquinas.

Para a obtenção destes objetivos, faremos algumas hipóteses, de modo que os resultados obtidos, como limites máximos, possuirão remotas probabilidades de serem alcançados. Entretanto, o grau desta probabilidade em alguns casos, é bem maior do que aquele correspondente à realização do ciclo de Carnot. De um modo geral, os resultados obtidos servirão principalmente para a apreciação da tendência das várias grandezas em jogo.

Como parte prática, faremos alguns exemplos, que esclarecerão bastante o assunto teoricamente estudado.

2 - HIPÓTESES FUNDAMENTAIS

Nos desenvolvimentos teóricos serão ob-

servadas as seguintes hipóteses:

- A máquina será considerada como um sistema fechado, sendo desprezado o atrito mecânico interno e externo.
- O fluido de trabalho segue a equação $p.v = R.T$, possuindo calores específicos constantes.
- A resistência térmica nos recuperadores de calor é nula.
- Todo o estudo terá por base a relação entre a temperatura ou estado térmico da fonte quente e da fria, ou vice-versa .

A primeira hipótese implica, caso existam, na substituição dos processos de admissão, escapamento e queima do fluido de trabalho, por trocas de calor com fontes térmicas existentes no meio exterior, sendo estas trocas realizadas sem perdas.

Para satisfazer a segunda hipótese, tomaremos como fluido de trabalho o ar seco como gás perfeito e com calores específicos constantes. Para facilidade de expressão, o ar seco, com estas características, será denominado, "ar ideal".

A terceira hipótese implica em terem os recuperadores de calor rendimento unitário. Assim, figura 1, para o clássico recuperador de correntes paralelas sentidos opostos, sendo (1) o fluido que cede calor e

(2) o que recebe; temos:

$$\eta = \frac{T_{le} - T_{ls}}{T_{le} - T_{2s}} = \frac{T_{2e} - T_{2s}}{T_{le} - T_{2s}}, \text{ devemos ter } T_{ls} = T_{2s} \text{ e}$$

$$T_{2e} = T_{le}.$$

Uma tal hipótese sómente poderá ser satisfeita se a superfície do transmissor for infinita.

Finalmente, a última hipótese foi feita, por depender o ciclo de Carnot sómente da citada relação, no que diz respeito a seu rendimento.

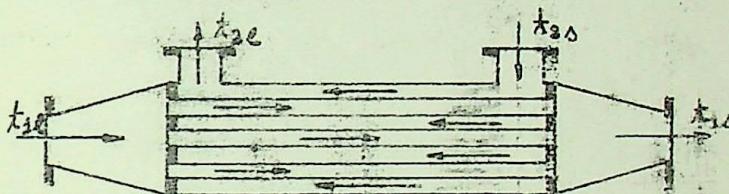


Fig. 2

3 - CICLO TEÓRICO BÁSICO DOS MOTORES A GÁS

Da análise dos vários ciclos teóricos propostas para motores a gás, nasceu o círculo básico que passamos a descrever:

Seja um cilindro, figura 2, munido de um pistão, possuindo em sua câmara uma determinada massa $M = 1$ de ar ideal, a qual vai sofrer as seguintes transformações:

a - Com auxílio de uma fonte fria FF e de

trabalho externo L_{12} , é realizada a compressão isobárica 1-2, sendo entregue a FF o calor Q_{12} .

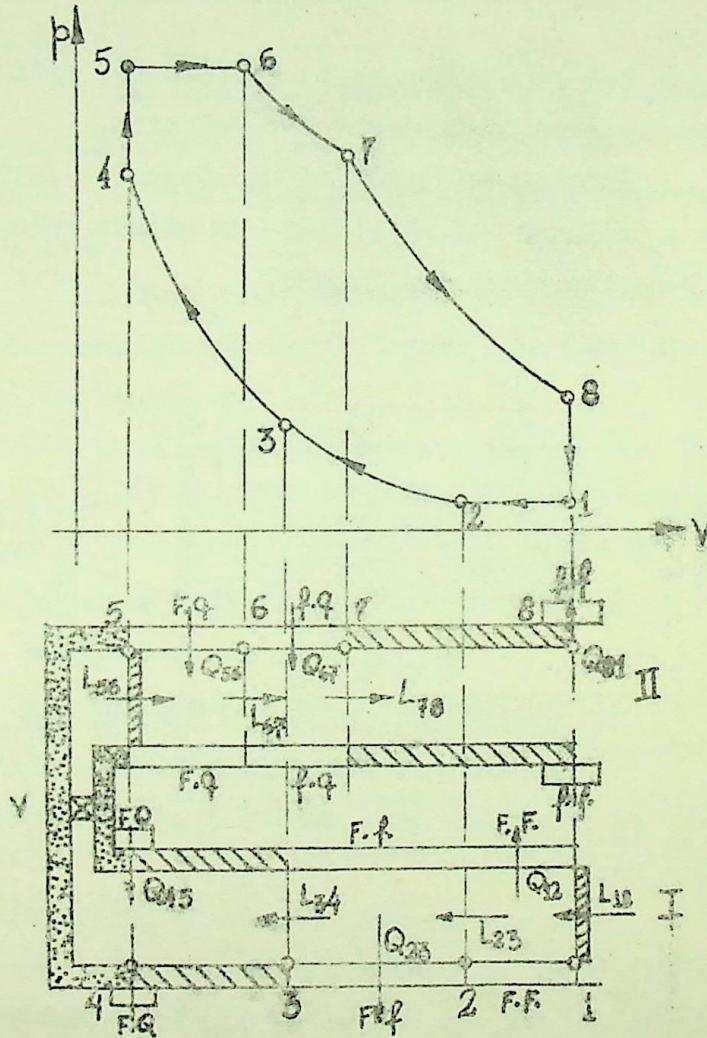


Fig. 2

b - Com auxílio de outra fonte fria Ff e do trabalho externo L_{23} , é realizada a compressão isotérmica 2-3, sendo entregue calor $Q_{23} = L_{23}$.

c - Com um isolamento perfeito da parte do cilindro entre 3-4, e, um trabalho externo L_{34} , é realizada a compressão adiabática 3-4.

d - Com auxílio de uma fonte quente FQ, introduzimos instantaneamente a quantidade de calor Q_{45} , sem que o sistema realize qualquer trabalho externo. Todo o calor é utilizado para aumentar a energia interna de u_4 para u_5 , sendo portanto a transformação uma isométrica.

e - Sem que variem as características termodinâmicas do sistema, passamos o fluido do cilindro I para o II, abrindo a válvula V.

f - Com auxílio de uma fonte quente Fq, é introduzida a quantidade de calor Q_{56} , de modo a ser realizada a isobárica 5-6, sendo obtido no eixo o trabalho externo L_{56} .

g - Com auxílio de outra fonte quente fq, é introduzida a quantidade de calor Q_{67} , sendo realizada isotérmica 67, que fornece o trabalho $L_{67} = Q_{67}$.

h - Isolando de maneira perfeita a parte do cilindro entre 7 e 8, é realizada a adiabática 7-8, sendo obtido o trabalho externo L_{78} .

i - Finalmente o ciclo é fechado com auxílio de uma fonte fria ff, que retira instantaneamente o calor Q_{81} , de modo a ser realizada a isométrica 8-1.

O ciclo descrito, está representado na figura 3 no diagrama TS, e, na 4, no diagrama de Sankey.

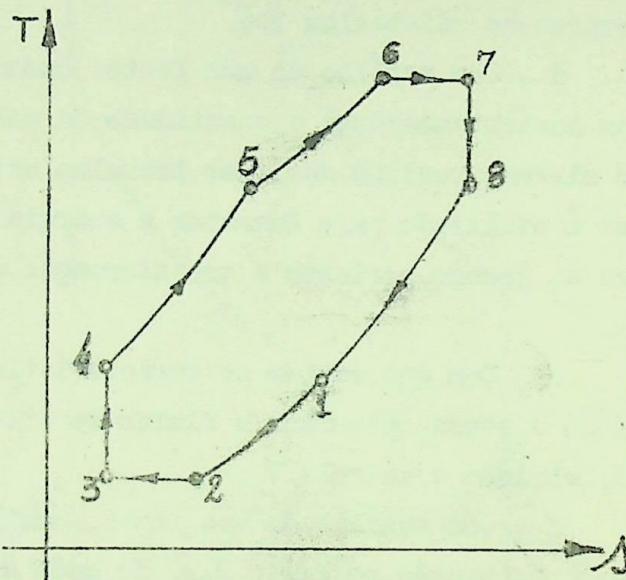


Fig. 3

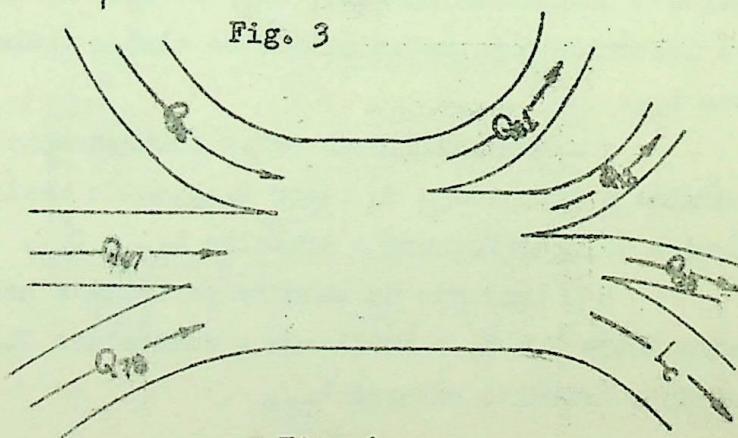


Fig. 4

4 - RENDIMENTO DO CICLO TEÓRICO BÁSICO SEM RECUPERAÇÃO.

4.1 - Fórmula Geral

O rendimento termodinâmico é definido pelas relações:

$$\eta = \frac{Q_i - Q_r}{Q_i} = \frac{L_c}{Q_i} = 1 - \frac{Q_r}{Q_i}, \text{ sendo :}$$

Q_i - quantidade de calor introduzida no sistema.

Q_r - quantidade de calor retirada do sistema.

L_c - trabalho do ciclo.

Para o ciclo básico descrito no item 3, resulta:

$$\eta = 1 - \frac{Q_{12} + Q_{23} + Q_{81}}{Q_{45} + Q_{56} + Q_{67}} \quad (1)$$

Dentro das hipóteses, temos: tomando $M = 1$ unidade de massa: $Q_{12} = c_p \cdot (T_1 - T_2)$; $Q_{23} = R \cdot T_2 \cdot l_n \frac{v_2}{v_3}$;

$Q_{81} = c_v \cdot (T_8 - T_1)$; $Q_{45} = c_v \cdot (T_5 - T_4)$; $Q_{56} = c_p \cdot (T_6 - T_5)$

$$Q_{67} = R \cdot T_6 \cdot l_n \frac{v_7}{v_6}$$

Estes valores, levados na equação (1), fornecem:

$$\eta = 1 - \frac{c_v \cdot (T_8 - T_1) + c_p \cdot (T_1 - T_2) + R \cdot T_2 \cdot l_n \frac{v_2}{v_3}}{c_v \cdot (T_5 - T_4) + c_p \cdot (T_6 - T_5) + R \cdot T_6 \cdot l_n \frac{v_7}{v_6}}$$

Tendo em vista a relação de Mayer: $R = c_p - c_v$ e

$k = \frac{c_p}{c_v}$, resulta:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\left(\frac{T_8}{T_2} - k \right) + (k-1) \cdot \left(\frac{T_1}{T_2} + 1_n \frac{v_2}{v_3} \right)}{\frac{T_6}{T_5} \cdot \left(k - \frac{T_4}{T_6} \right) + (k-1) \cdot \left(1_n \frac{v_7}{v_6} - \frac{T_5}{T_6} \right)} \quad (2)$$

Definidos os parâmetros:

$$\alpha = \frac{T_1}{T_2} = \frac{v_1}{v_2} ; \beta = \frac{v_2}{v_3} = \frac{p_3}{p_2} ; \gamma = \frac{v_7}{v_6} = \frac{p_6}{p_7} ;$$

$$\varphi = \frac{v_6}{v_5} = \frac{T_6}{T_5} ; \psi = \frac{p_5}{p_4} = \frac{T_5}{T_4}$$

Tendo em vista as equações das transformações simples de estado, resultam as seguintes relações entre os parâmetros:

$$\frac{T_4}{T_6} = (\varphi \cdot \psi)^{-1} \quad (3).$$

$$\frac{T_8}{T_2} = \frac{T_8}{T_1} \cdot \frac{T_1}{T_2} = \alpha \cdot \frac{T_8}{T_1} = \alpha \cdot \frac{p_8}{p_1} = \alpha \cdot \frac{p_7}{p_1} \cdot \left(\frac{v_7}{v_8} \right)^k =$$

$$\frac{\alpha}{\gamma} \cdot \frac{p_6}{p_1} \cdot \left(\frac{\beta \cdot v_6}{v_1} \right)^k \quad \text{ou}$$

$$\frac{T_8}{T_2} = \alpha \cdot \gamma^{k-1} \cdot \psi \cdot \frac{p_4}{p_1} \cdot \left(\frac{\varphi \cdot v_5}{v_1} \right)^k = \alpha \cdot \gamma^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi.$$

$$\frac{p_4 \cdot v_4^k}{p_1 \cdot v_1^k} = \alpha \cdot \gamma^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi \cdot \frac{p_3 \cdot v_3^k}{p_1 \cdot v_1^k}$$

$$\frac{T_8}{T_2} = \alpha \cdot \gamma^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi \cdot \beta \cdot \left(\frac{v_2}{\beta \cdot v_1} \right)^k = \left(\frac{\gamma}{\alpha \cdot \beta} \right)^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi \quad (4)$$

Levando na equação (2) os parâmetros definidos e as relações (3) e (4) temos:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_6} \cdot \frac{\varphi \cdot \psi \cdot \left\{ \left[\left(\frac{\gamma}{\alpha \cdot \beta} \right)^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi^{-k} \right] + (k-1) \cdot \underbrace{(\alpha + 1_n \beta)}_{(k \cdot \varphi \cdot \psi - 1) + \psi \cdot (k-1) \cdot (1_n \gamma - 1)} \right\}}{(k \cdot \varphi \cdot \psi - 1) + \psi \cdot (k-1) \cdot (1_n \gamma - 1)} \quad (5)$$

ou mais simplesmente :

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_6} \cdot F \quad (6)$$

Conforme os princípios da termodinâmica a função F só mente pode assumir valores no intervalo :

$$\frac{T_6}{T_2} \geq F \geq 1$$

Neste intervalo o limite 1 corresponde ao ciclo de Carnot, e $\frac{T_6}{T_2}$ para a máquina em que $\eta = 0$.

O primeiro limite praticamente é impossível de ser alcançado, uma vez que, a máquina deveria realizar o ciclo de Carnot, composto de quatro transformações totalmente reversíveis, duas adiabáticas e duas isotermais.

O segundo limite é praticamente possível ser alcançado, bastando que o trabalho do ciclo seja nulo. Por exemplo, no grupo turbina a gás-compressor, em que o trabalho da turbina é integralmente gasto pelo compressor para comprimir o ar, desde que sejam as perdas mecânicas desprezadas.

Para o estudo da função F , procuraremos dar valores aos parâmetros de modo a obtermos os diversos ciclos teóricos. Determinada a função F para o ciclo em questão, seu valor será introduzido na equação do rendimento. Obtida a fórmula para o rendimento, este será sempre expresso em função da relação de compressão $\varepsilon = \frac{v_1}{v_4}$ que por sua vez é função da relação entre as temperaturas mínima e máxima do ciclo. Esta sequência, permitirá fazer uma representação do rendimento em função da relação de compressão para um rápido confronto sob este ponto de vista dos vários ciclos teóricos.

4.2 - Círculo de Carnot

Este ciclo usa somente uma fonte quente e uma fria, sendo composto de duas adiabáticas e duas isotérmicas. Como sabemos, este é o ciclo de maior rendimento, rendimento este que depende somente das temperaturas termodinâmicas das fontes. Na figura 5, fazemos sua representação nos diagramas p.v., T.s e de Sankay, mostrando ainda como pode ele ser teoricamente realizado.

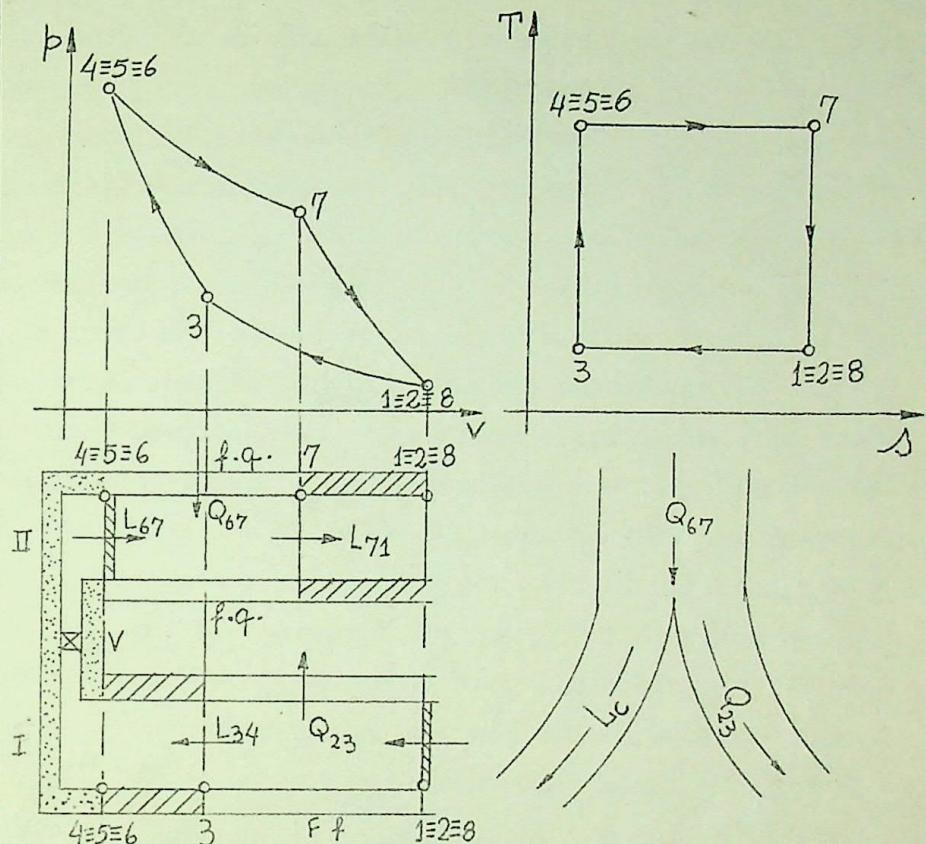


Fig. 5

Pela figura 5, concluimos que os pontos 1, 2 e 8 coincidem, o mesmo acontecendo com 4, 5 e 6. Tal conclusão implica em ser:

$$\alpha = 1; \quad \varphi = 1; \quad \psi = 1 \quad \text{e} \quad \gamma = \beta.$$

Estas considerações levadas a função F a tornam unitária logo:

$$\eta = 1 = \frac{T_2}{T_6} \quad (7)$$

Após o estudo do ciclo OTTO, voltaremos a esta expressão, a fim de ser introduzida a relação de compressão.

4.3 - Ciclo Otto

Com um pistão totalmente isolado, uma fonte quente FQ, e uma fria FF, é possível realizarmos o ciclo conhecido com o nome de ciclo Otto. Este é o ciclo teórico comparativo para os motores a gás com combustão teórica isométrica. A fonte quente substitui a ignição e a queima do gás combustível, enquanto que a fonte fria substitui o escapamento dos processos reais. Assim o ciclo fica composto de duas adiabáticas e duas isométricas. Fazendo no ciclo básico $\alpha = 1$, $\beta = 1$, $\gamma = 1$, $\psi = 1$ resulta, figura 6, a coincidência dos pontos 1, 2 e 3 bem como 5, 6 e 7. A função F assume o valor: $F = \psi$. Como $\psi > 1$ este ciclo possui rendimento menor que o de Carnot entre os mesmos limites de temperaturas.

A fórmula do rendimento será:

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_4} \quad \text{como} \quad \frac{T_1}{T_4} = \left(\frac{\epsilon}{\psi} \right)^{\frac{1}{k-1}} = \frac{1}{(\epsilon)^{\frac{1}{k-1}}} \quad \text{logos}$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{(\epsilon)^{\frac{1}{k-1}}} \quad (8)$$

Fixado k, o rendimento do ciclo Otto cresce com o crescimento da relação de compressão. Praticamente por questões de reação espontânea da mistura ϵ é limitado a 10 ou excepcionalmente com combustíveis especiais a 13.

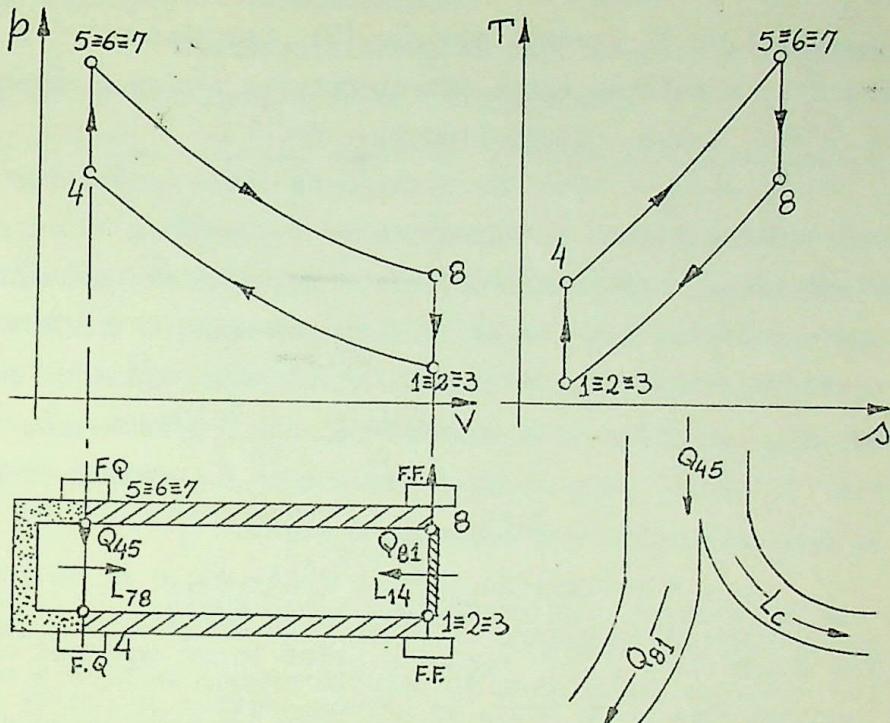


Fig. 6

Como pretendemos fazer um estudo comparativo expressaremos o rendimento do ciclo de Carnot em função do rendimento do ciclo Otto, o que indiretamente implica na fixação da relação entre a temperatura da fonte fria e quente.

$$\eta_c = 1 - \frac{T_2}{T_6}; \quad \eta_o = 1 - \frac{T_1}{T_4} = 1 - \frac{T_2}{T_6} \cdot \frac{T_6}{T_4} = 1 - \frac{T_2}{T_6}.$$

$$\therefore \gamma, \text{ logo } \eta_c = 1 - \frac{1 - \eta_o}{\gamma} \quad (9)$$

Assim, fixando por exemplo um γ , para cada ϵ temos um η_0 , com a equação (9), calculamos η_c e com este a relação entre as temperaturas mínima e máxima.

4.4 - Ciclo Diesel

Uma das diferenças entre os motores Otto e Diesel está na maneira como a combustão teórica é realizada. Nos primeiros, ela é isométrica, enquanto que nos Diesel ela é isobárica. Deste modo, a fonte quente FQ, que substitui a queima, ou a reação química, cede calor ao sistema de maneira tal que a pressão não varia. Tal fato, pelo menos teóricamente é possível dando-se uma velocidade conveniente ao pistão.

A realização teórica deste ciclo em um único cilindro ou sistema, implicaria na existência de um isolante que permitisse em um determinado sentido a passagem do calor. Assim, o ciclo seria composto de duas adiabáticas, uma isobárica e uma isométrica, figura 7. Fazendo-se no ciclo básico $\alpha = 1$, $\beta = 1$ $\gamma = 1$ e $\psi = 1$, obtemos o ciclo Diesel, logo haverá coincidência dos pontos 1,2 e 3, 4 e 5, 6 e 7. A função F resulta igual

a: $F = \frac{\psi}{k} \cdot \left(\frac{\psi^k - 1}{\psi - 1} \right) > 1$. Por ser o limite de F quando

$\psi \rightarrow 1$ igual a 1, valor absurdo, porque implicaria na coincidência dos pontos 4,5,6 e 7 e com isto duas adiabáticas teriam um ponto comum, o que contradiz o segun-

do princípio da Termodinâmica.

Destas considerações resulta para o rendimento do ciclo Diesel a seguinte expressão:

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_6} \cdot \frac{\varphi \cdot (\varphi^k - 1)}{k \cdot (\varphi - 1)} \text{ ou } \eta = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\varphi^k - 1}{\varphi - 1} \quad (10)$$

Fixado k , o rendimento é função somente de ε e φ . Convém mais uma vez alertar que para $\varphi = 1$, aparentemente o rendimento seria igual ao do ciclo Otto, entretanto já foi mostrado, que com as hipóteses feitas não é possível $\varphi = 1$. Fazendo-se $\frac{1}{k} \cdot \frac{\varphi^k - 1}{\varphi - 1} = a$, podemos escrever a (10) como segue:

$$\eta = 1 - \frac{a}{\varepsilon^{k-1}} \quad (11).$$

Desse modo, fixando-se um φ teremos um "a" e com isto uma única curva no campo $\eta \varepsilon$. Esta curva estará abaixo da correspondente ao ciclo Otto, uma vez que "a" é sempre maior que 1. O ponto para o qual η torna-se nulo é $\varepsilon = a^{1/k-1}$.

Os motores Diesel não apresentam problemas de reação espontânea devido a compressão, logo podem, desde que a resistência dos materiais o permita, ter maiores ε que os ciclo Otto, consequentemente rendimentos também maiores.

4.5 - Ciclo Seiliger - Sabathé

Sob o ponto de vista teórica este ciclo nada mais é do que a reunião do ciclo Otto e Diesel

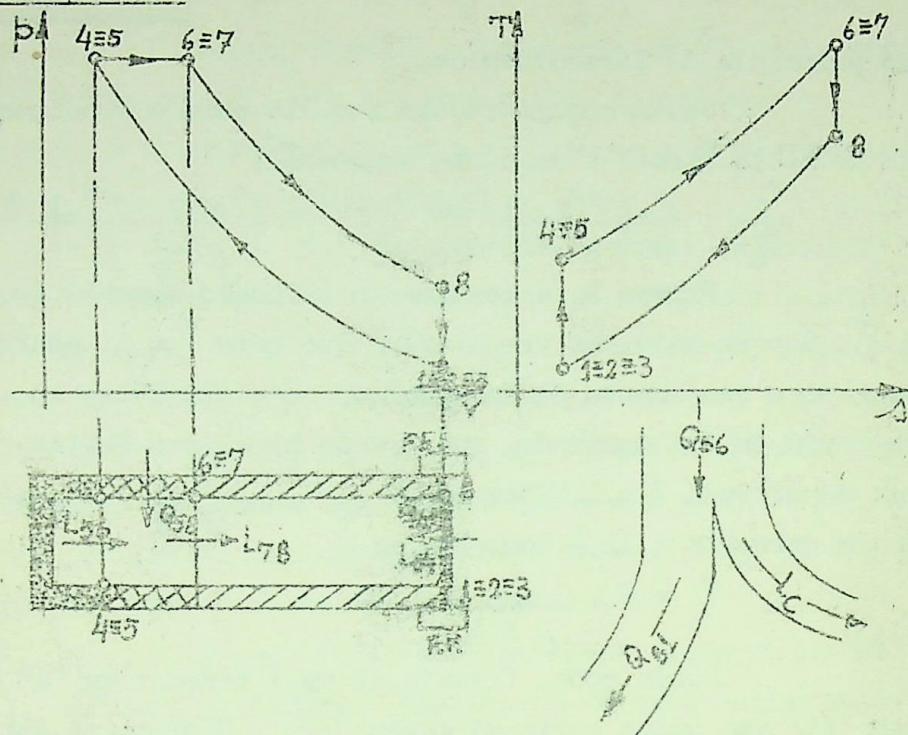


Fig. 7

no que se refere a combustão ou recebimento de calor.

Assim, o calor é em parte introduzido isonétricamente e completado de maneira isobárica, figura 8. Com isto, o ciclo fica composto de cinco transformações, duas adiabáticas, duas isométricas e uma isobárica. Fazendo-se no ciclo básico $\alpha = 1$, $\beta = 1$, $\gamma = 1$, e que implica na coincidência dos pontos 1, 2, 3 e 6, 7, teremos:

$$F = \frac{(\varphi_0 \cdot \varphi_1 \cdot \varphi_k \cdot \varphi - 1)}{(\varphi_0 \cdot 1 + k \cdot \varphi_0 \cdot (\varphi - 1))}$$

$$\varphi_0 \cdot 1 + k \cdot \varphi_0 \cdot (\varphi - 1)$$

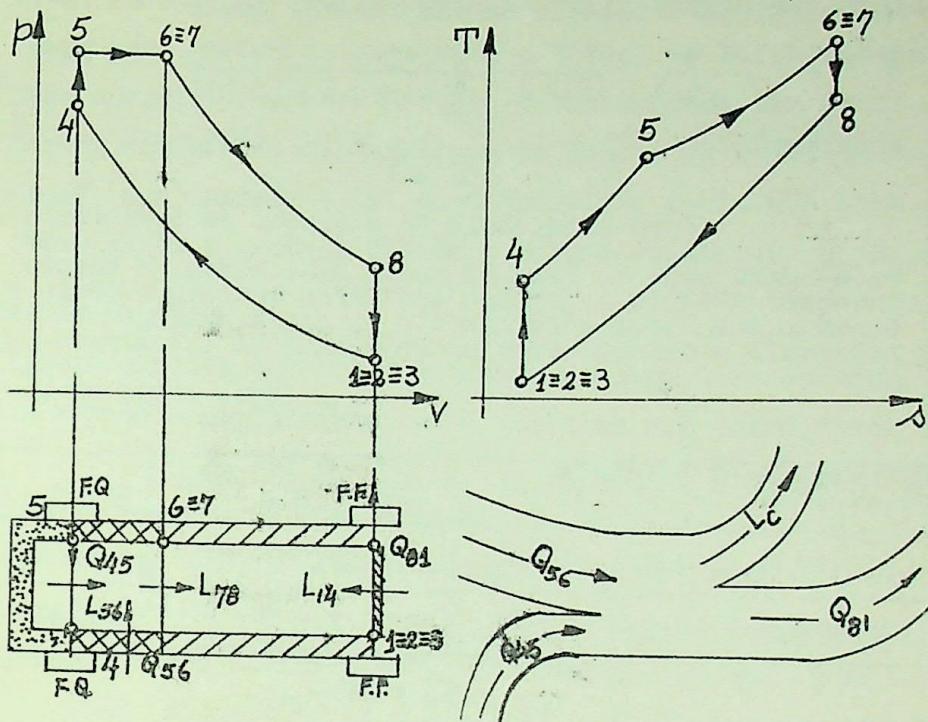


Fig. 8

Para $\psi = 1$, o ciclo resulta igual ao Otto. Para $\psi = 1$ temos o ciclo Diesel. Deste modo sempre $F > 1$. O rendimento resulta:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_6} \cdot \frac{\psi \cdot \psi \cdot (\psi \cdot \psi^k - 1)}{[\psi - 1 + k \cdot \psi \cdot (\psi - 1)]} \quad \text{ou}$$

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_4} \cdot \frac{(\psi \cdot \psi^k - 1)}{[\psi - 1 + k \cdot \psi \cdot (\psi - 1)]}$$

Introduzindo a relação de compressão, vem :

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{(\psi \cdot \varphi^k - 1)}{[\psi - 1 + k \cdot \psi \cdot (\varphi - 1)]} \quad \text{ou mais}$$

simplesmente $\eta = 1 - \frac{b}{\varepsilon^{k-1}}$ (12)

Para este ciclo η é função de três variáveis, para cada k . Para um mesmo ε e mesmo φ sempre temos $a \geq b$, logo o rendimento do ciclo Seiliger-Sabathé para estas condições é sempre maior que o ciclo Diesel, porém, menor que o ciclo Otto. A verificação destas afirmações é imediata.

Para $\psi \rightarrow 1$ resulta $a = b$ qualquer que seja φ . Para $\psi > 1$ e $\varphi \rightarrow \infty$, $\psi \rightarrow 1$ temos a igualdade, e mesmo acontecendo para $\psi \rightarrow \infty$ e $1 \leq \varphi < \infty$. Para $1 < \varphi < \infty$ e φ qualquer a desigualdade é verificada, uma vez que: $(\psi - 1) \cdot (\varphi^k - k \cdot \varphi + k - 1) > 0$. Como $\varphi - 1 > 0$, devemos ter $\varphi^k - k \cdot \varphi + k - 1 > 0$. Como φ é sempre positivo e maior que 1 qualquer φ verifica a desigualdade acima. O rendimento deste ciclo se anula para $\varepsilon = b^{1/k-1}$.

4.6 - Círculo triplo

A procura de se achar um círculo teórico que se aproximasse o mais possível dos ciclos reais das máquinas a pistão de combustão interna, levou a introdução de uma combustão composta de três transformações. Uma parte isométrica, uma isobárica e outra isotérmica.

mica. Este ciclo teórico aproxima-se bastante dos ciclos reais para grande motores Otto e Diesel de baixa rotação onde aproximadamente a energia liberada pode ser considerada conforme a distribuição do quadro I. Neste quadro E_t é a energia total do combustível realmente liberada, E_v/E_t a parte liberada a volume constante, E_p/E_t a parte a pressão constante e E_T/E_t a parte a temperatura constante. Incluimos ainda neste quadro a distribuição da perda total Q_t .

Relações	E_v/E_t	E_p/E_t	E_T/E_t	Q_v/Q_t	Q_p/Q_t	Q_T/Q_t	Q_{ext}
OTTO	0,6	0,2	0,2	0,2	0,1	0,3	0,4
DIESEL	0,3	0,5	0,2	0,1	0,2	0,3	0,4

Quadro I

O ciclo teórico triplo pode ser obtido do básico, fazendo-se $\alpha = 1$ e $\beta = 1$, o que resulta a coincidência dos pontos 1, 2, 3, ficando o ciclo composto de seis transformações, duas adiabáticas, duas isométricas, uma sobárica e uma isotérmica, figura 9.

A função F resulta:

$$F = \frac{\psi_0 \cdot \psi_1 \cdot (\gamma^{k-1} \cdot \psi^k \cdot \psi_{n-1})}{(k \cdot \psi_0 \cdot \psi_{n-1}) + \psi_{n-1} \cdot (k-1) \cdot (l_n \cdot \gamma_{n-1})}$$

Levando este valor na fórmula do rendimento, obtemos:

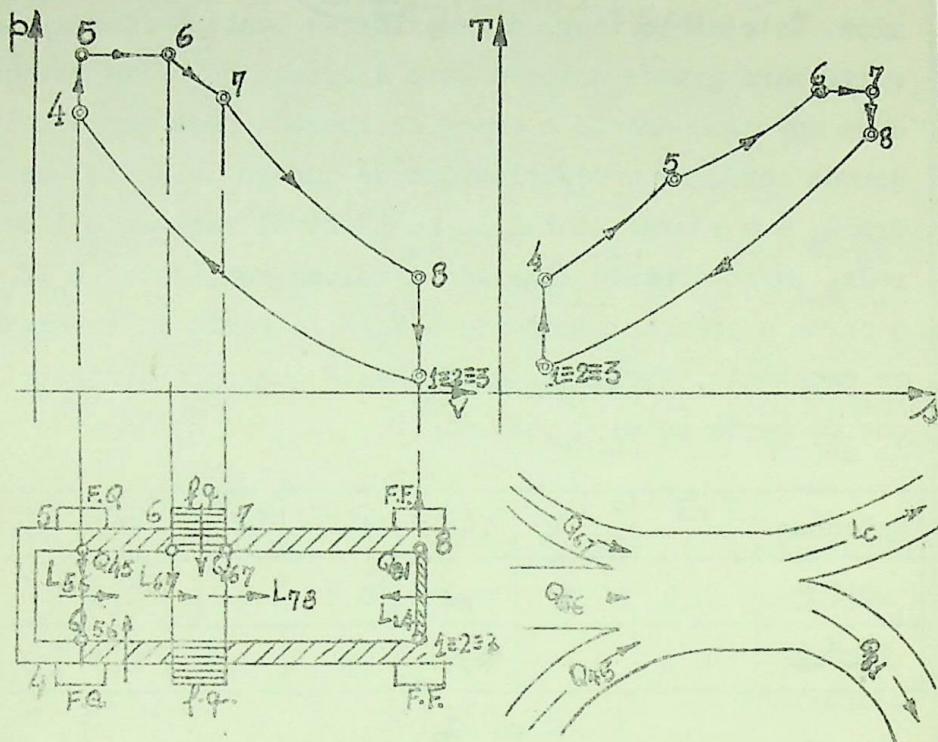


Fig. 9

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_6} \cdot \frac{\psi \cdot \psi \cdot (\gamma^{k-1} - 1) \cdot \varphi_k \cdot \psi_{n-1}}{(\varphi_k \cdot \psi \cdot \psi - 1) + \psi \cdot (k-1) \cdot (l_n \gamma - 1)} \quad (13)$$

Introduzindo a relação de compressão:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{(\gamma^{k-1} - 1) \cdot \varphi_k \cdot \psi_{n-1}}{(\varphi_k \cdot \psi \cdot \psi - 1) + \psi \cdot (k-1) \cdot (l_n \gamma - 1)}$$

ou simplesmente: $\eta = 1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon^{k-1}} \quad (14)$

Vamos fazer um rápido exame deste rendimento relativamente aos dos ciclos Otto, Seiliger-Sabathé

e Diesel.

4.6.1 - Ciclo Triplo - Ciclo Otto: Tendo em vista ser:

$$c = \frac{(\gamma^{k-1}, \varphi^k, \psi - 1)}{(k, \varphi, \psi - 1) + \psi \cdot (k-1) \cdot (l_n \gamma - 1)}$$

podemos ter um dos três casos:

$0 < c < 1$.. Rendimento do ciclo triplo maior do que do ciclo Otto correspondente;

$c = 1$.. Rendimento do ciclo triplo igual ao do ciclo Otto correspondente;

$c > 1$.. Rendimento do ciclo triplo menor que o do ciclo Otto correspondente. Neste caso, devemos fazer um exame relativamente aos demais ciclos.

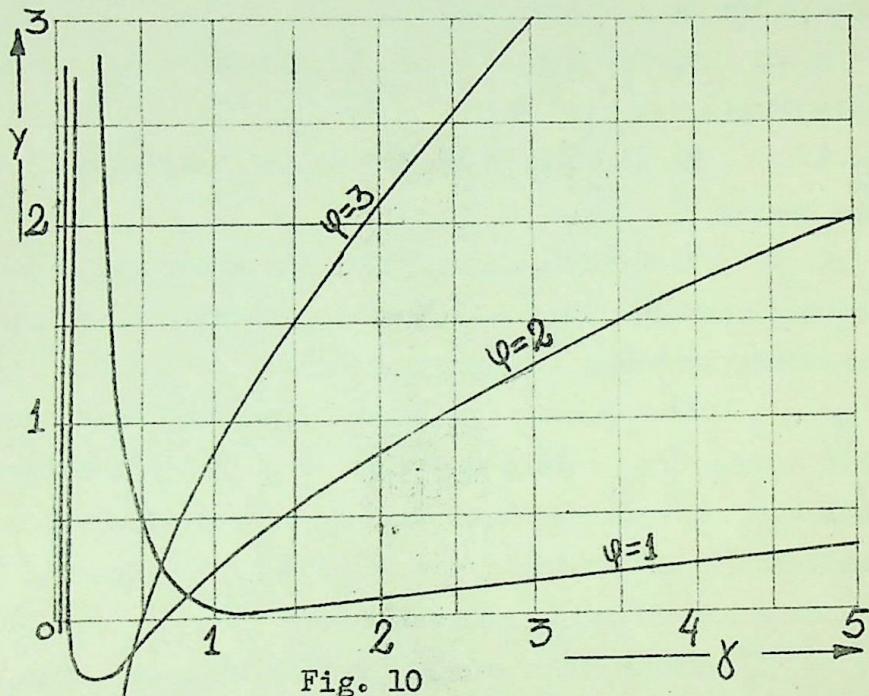
Tomaremos a igualdade, tendo em vista que tanto o numerador como o denominador de "c" são sempre positivos, havendo portanto, uma só interpretação dos resultados, relativamente aos valores atribuídos a γ , para cada par de valores fixados para φ e ψ .

Assim, após simplificações obtemos a função:
 $\gamma^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi - \psi \cdot (k-1) \cdot l_n \gamma - [k \cdot \varphi \cdot \psi - \psi \cdot (k-1)] = 0$
ou substituindo

$$y = \gamma^{0,4} \cdot \varphi^{1,4} - 0,4 \cdot l_n \gamma - (1,4 \cdot \varphi - 0,4) \quad (15).$$

Vemos assim que para a igualdade, o valor de "c" é independente de $\psi \geq 1$. Temos y_{\min} para $\gamma_0 = \frac{1}{\varphi^{2,5}}$, valor obtido da expressão $\frac{\partial y}{\partial \gamma} = 0$. Arbitrando valores pa-

ra φ e tendo em vista que $\gamma > 1$, podemos organizar as tabelas que seguem, e, fazer a representação gráfica da figura 10.



φ	$\varphi^{1,4}$	$1,4 \cdot \varphi^{1,4} - 0,4$	y
1	1,00	1,00	$\gamma^{0,4} - 0,4 = 1$
2	2,64	2,40	$2,64 \cdot \gamma^{0,4} - 0,4 = 1$
3	4,66	3,80	$4,66 \cdot \gamma^{0,4} - 0,4 = 1$

ψ	γ		
γ	1	2	3
1,0	0	0,24	0,86
2,0	0,043	0,803	2,073
3,0	0,114	1,261	3,01
5,0	0,260	1,980	4,445
10	0,590	3,30	6,93
γ_0	1,0	0,177	0,065
γ_{\min}	0,0	-0,39	-1,15

Concluimos que γ é sempre positivo para o campo $\psi > 1$, e que o rendimento do ciclo triple é sempre menor que de ciclo Otto correspondente. A representação gráfica mostra claramente que o valor de γ cresce muito rapidamente para pequenas variações de ψ ,

principalmente se ψ for grande. Assim, para que o ciclo triple apresente rendimentos razoáveis devem γ e ψ serem pequenos, talvez entre 1 e 2.

4.6.2 - Ciclo triple - Ciclo Seiliger-Sabaté

é :

$$b = \frac{\psi_c \cdot \psi^k - 1}{\psi - 1 + k \cdot \psi \cdot (\psi - 1)} \quad e$$

$$c = \frac{\gamma^{k-1} \cdot \psi^k \cdot \psi - 1}{(k \cdot \psi \cdot \psi - 1) + \psi \cdot (k - 1) \cdot (l_n \gamma - 1)}$$

Analizando de modo semelhante ao feito em 4.6.1, resulta para que se verifique $b = c$

$$\gamma = \gamma^{k-1} - \frac{(k-1) \cdot b}{\psi^k} \cdot l_n \gamma - 1 \quad ou$$

$$\gamma = \gamma^{0,4} - \frac{0,4 \cdot b}{\psi^{1,4}} \cdot l_n \gamma - 1 \quad (16)$$

Agora y é uma função de φ e de ψ . Anulando $\frac{\partial y}{\partial \varphi}$, temos o valor $\varphi_0 = (\frac{b}{\psi^k})^{2,5}$.

Vamos fazer o exame para o caso particular de $\varphi = \psi = 2$, representando os resultados na figura 11, feita para a equação geral: $y = \varphi^{0,4} - 0,174 \cdot 1_n \varphi - 1$, logo:

φ	1	2	3	4	$y_0 = 0,125$
y	0	0,2	0,36	0,54	$y_{\min} = -0,2$

Como $y > 0$, para $\varphi > 1$, o rendimento do ciclo triplo é sempre menor do que o do ciclo Seiliger - Sabathé, correspondente.

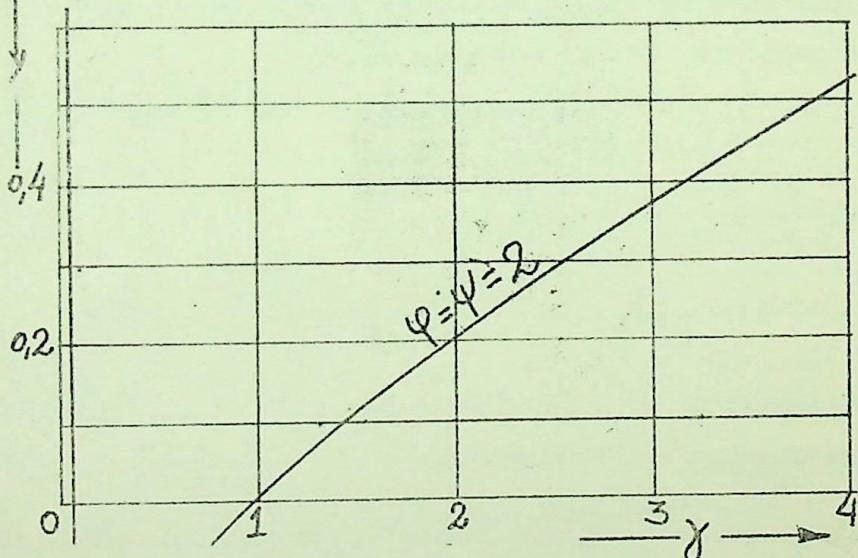


Fig. 11

4.6.3 - Ciclo Triple - Ciclo Diesel: Como para este caso temos: $a = \frac{\psi^k - 1}{k_0(\psi - 1)}$

$$\gamma = \frac{\gamma^{k-1} \cdot \psi^k \cdot \psi - 1}{(k_0 \cdot \psi \cdot \psi - 1) + \psi \cdot (k-1) \cdot (k_0 \cdot \psi - 1)}$$

Para igualdade obtemos:

$$\gamma = \frac{\gamma^{k-1} - (k-1) \cdot a \cdot 1_n \gamma \left\{ a \cdot k_0 \cdot (\psi - 1) + 1 \right\}}{\psi^k} + \\ + \frac{k_0 \cdot (\psi - 1) \cdot (\psi^k - 1)}{k_0 \cdot \psi^k \cdot \psi \cdot (\psi - 1)} = \infty$$

$$\gamma = \frac{\gamma^{0,4} - a \cdot 1_n \gamma \left\{ a \cdot 1_{1,4} \cdot (\psi - 1) + 1 \right\}}{\psi^{1,4}} + \\ + \frac{1_{1,4} \cdot (\psi - 1) \cdot (\psi^{1,4} - 1)}{1_{1,4} \cdot \psi^{1,4} \cdot \psi \cdot (\psi - 1)} \quad (17)$$

A função γ admite um mínimo relativamente a γ para $\gamma_0 = \left(\frac{a}{\psi^{1,4}} \right)^{2,5}$, uma vez que este valor anula $\frac{\partial \gamma}{\partial \gamma}$.

A fim de estudar as variações de γ , fixamos valores para ψ e ψ , os quais permitem o traçado da figura 12.

ψ	ψ^k	a	γ
1,0	1,00	1,00	$\gamma^{0,4} - 0,000 \cdot 1_n \gamma - 1$ (já obtida)
2,0	2,64	1,17	$\gamma^{0,4} - 0,178 \cdot 1_n \gamma - (1,27 - 0,00645 \cdot \psi^{-1})$
3,0	4,66	1,31	$\gamma^{0,4} - 0,112 \cdot 1_n \gamma - (1,07 - 0,00660 \cdot \psi^{-1})$

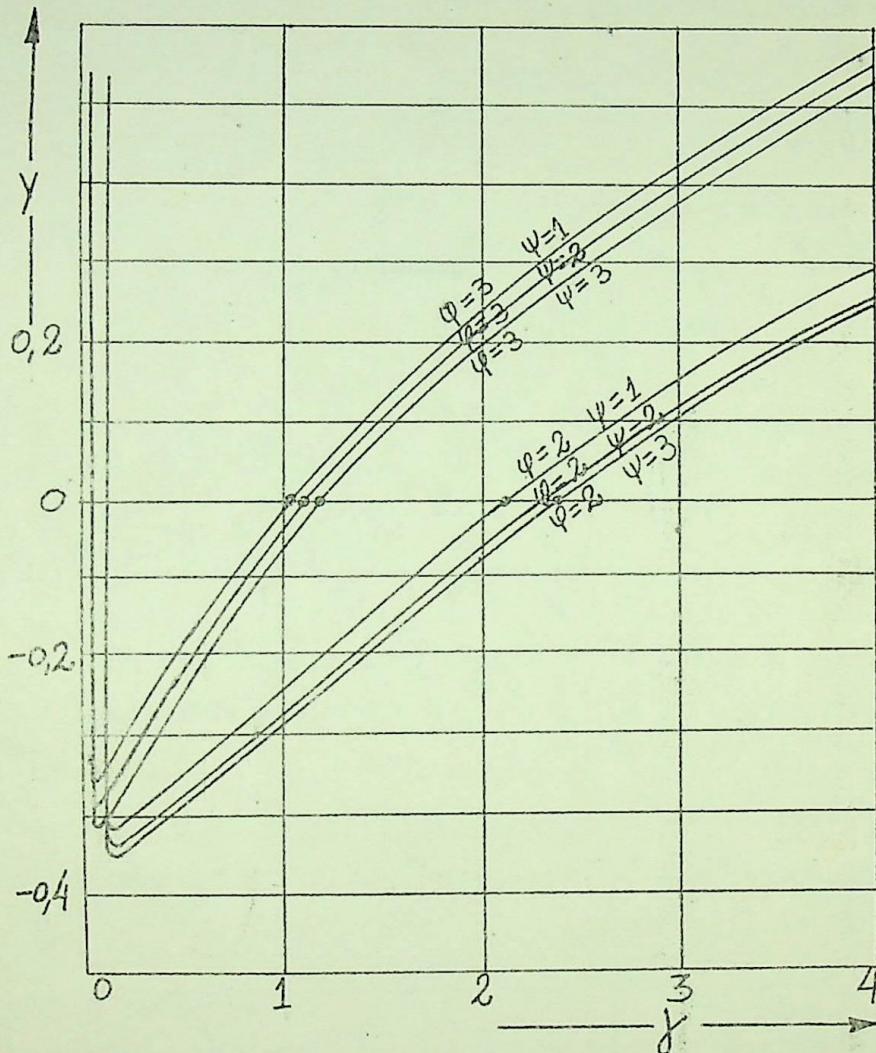


Fig. 12

ψ	φ	y	
		2	3
1,0	$\gamma^{0,4} - 0,178 \cdot 1_n \gamma - 1,21$	$\gamma^{0,4} - 0,112 \cdot 1_n \gamma - 1,01$	
2,0	$\gamma^{0,4} - 0,178 \cdot 1_n \gamma - 1,24$	$\gamma^{0,4} - 0,112 \cdot 1_n \gamma - 1,03$	
3,0	$\gamma^{0,4} - 0,178 \cdot 1_n \gamma - 1,25$	$\gamma^{0,4} - 0,112 \cdot 1_n \gamma - 1,05$	

ψ	φ	y					
		2	3	1	2	3	
1,0		-0,21	-0,24	-0,25	-0,01	-0,03	-0,05
2,0		-0,02	-0,04	-0,05	0,23	0,21	0,19
3,0		0,14	0,11	0,10	0,42	0,40	0,38
4,0		0,29	0,25	0,24	0,57	0,55	0,53
γ_a		0,131	0,131	0,131	0,042	0,042	0,042
y_{\min}		-0,41	-0,43	-0,44	-0,35	-0,39	-0,41

Ora, para $y = 0$, o rendimento do ciclo triplo é igual ao do Diesel. Para valores menores o rendimento do triplo é maior que o do Diesel. Nos exemplos, o intervalo $1 < \gamma < 2,3$, fornece $\eta_T > \eta_D$.

Assim, concluimos que de um modo geral para

que o ciclo triplo tenha bom rendimento devem os valores de φ , ψ , γ , ser pequenos, desde que sejam a relação de compressão e k fixados iguais aos fixados para os demais ciclos comparativos, no caso Carnot, Otto, Diesel e Seiliger-Sabathé.

4.7 - Ciclo Philips

Os pesquisadores da Philips, H.Rinia e F.K.Du Pré desde 1946 tem publicado notícias sobre um motor a pistão a ar quente. Este motor, utilizando recuperação de calor pode teóricamente alcançar o rendimento do ciclo de Carnot. O círculo técnico básico sem recuperação é composto de duas isotérmicas e duas isométricas.

Como estamos fazendo estudo sem recuperação, vamos também determinar a fórmula do rendimento deste círculo sem recuperação, deixando para a segunda parte do trabalho o estudo do círculo com recuperação, base dos trabalhos dos pesquisadores citados.

Teóricamente, o círculo compõe-se de uma compressão isotérmica, com auxílio de uma fonte fria FF. Uma troca de calor isométrica com uma fonte quente FQ. Uma expansão isotérmica auxiliada pela fonte quente Fq, sendo fechado com uma retirada de calor isométrica para a fonte fria Ff, figura 13.

Para obtê-lo a partir do círculo básico, basta

fazermos $\alpha = 1$; $\varphi = 1$, o que implica na coincidência dos pontos $1,2; 3,4; 5,6$; e $7,8$, resultando para F a seguinte expressão:

$$F = \frac{\psi \cdot [\psi - 1 + (k-1) \cdot \ln \gamma]}{\psi - 1 + (k-1) \cdot \psi \cdot \ln \gamma} > 1 \quad (18)$$

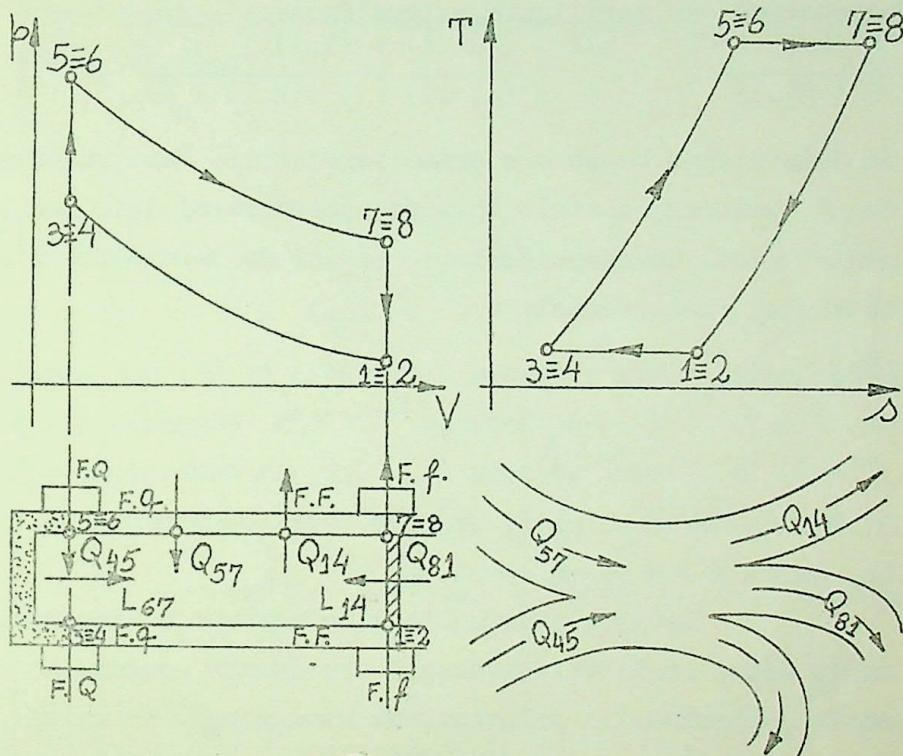


Fig. 13

Concluimos que $\eta_F < \eta_C$, sendo a fórmula do rendimento:

$$\eta = 1 - \frac{\psi - 1 + (k-1) \cdot \ln \gamma}{\psi - 1 + \psi \cdot (k-1) \cdot \ln \gamma} \text{ ou } \eta = 1 - \frac{d}{E^{k-1}} \quad (19)$$

$$\text{onde } d = \frac{\epsilon^{k-1} \cdot (\psi - 1 + (k-1) \cdot l_n \gamma)}{\psi - 1 + \psi \cdot (k-1) \cdot l_n \gamma} > 1 \quad (20)$$

Pelo valor de d , concluimos também que $\eta_p < \eta_0$.

Podemos também compará-lo com o rendimento do círculo Diesel. Desta comparação, resulta que para os valores dos parâmetros que verifiquem a igualdade:

$$\frac{\epsilon^{k-1}}{k \cdot (\psi - 1)} = \epsilon^{k-1} \cdot \frac{(\psi - 1) + (k-1) \cdot l_n \epsilon}{(\psi - 1) + \psi \cdot (k-1) \cdot l_n \epsilon}$$

Os dois ciclos possuem o mesmo rendimento. Para valores de ϵ maiores, o círculo Philips possui rendimento menor que o Diesel correspondente. O limite de rendimento desse círculo, relativamente a ϵ é ψ .

Deste modo, vemos a grande influência de ψ , por exemplo se $\psi = 2$ e $\epsilon \rightarrow \infty$ teremos $\eta = 0,5$, enquanto que se $\psi = 10$ e $\epsilon \rightarrow \infty$ teremos $\eta = 0,9$, um aumento de 40%. Evidentemente este círculo teórico teria rendimento unitário para $\psi \rightarrow \infty$ e $\epsilon \rightarrow \infty$.

Teremos oportunidade de mostrar o comportamento desse círculo relativamente aos demais, quando no mesmo aplicarmos o princípio da recuperação de calor.

4.8 - Círculo Brayton

Este é o círculo teórico clássico das turbinas a gás de combustão externa. Ele é composto de uma adiabática de compressão, normalmente realizada pelo turbo compressor, de uma combustão teóricamente isobárica,

de uma expansão adiabática, realizada teóricamente pela turbina, sendo fechado por uma isobárica, representativa do escape nas turbinas com circuito aberto, ou, da refrigeração nas turbinas em circuito fechado. Para obtê-lo fazemos no ciclo básico $\beta = 1$, $\gamma = 1$, $\psi = 1$, o que implica na coincidência dos pontos 1,8; 2,3; 4,5 e 6,7, figura 14.

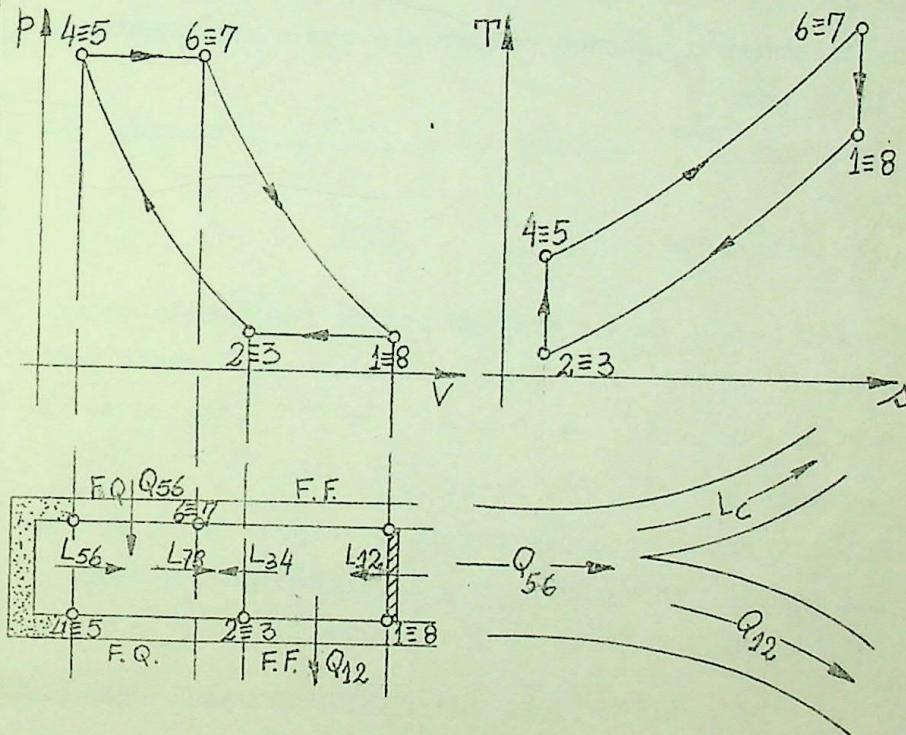


Fig. 14

A função F resulta:

$$F = \frac{\varphi \cdot [\varphi^k - \alpha^{k-1} \cdot k + (k-1) \cdot \alpha^k]}{\alpha^{k-1} \cdot k \cdot (\varphi - 1)}$$

Porém, como é facil constatar temos: $\alpha = \varphi$ logo $F = \alpha = \varphi$. (21).

Deste modo o rendimento resulta:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_6} \cdot \varphi \quad (22)$$

A fórmula obtida permite concluir que o rendimento desse ciclo é menor que o de Carnot. Introduzindo a relação de compressão podemos compará-lo com o rendimento do ciclo de Otto.

$$\frac{T_2}{T_4} = \left(\frac{\alpha}{\varepsilon}\right)^{k-1} \text{ logo } \eta = 1 - \frac{\alpha^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} \text{ ou mais simplesmente: } \eta = 1 - \frac{e}{\varepsilon^{k-1}} \quad (23)$$

Como $e > 1$, o ciclo Brayton possui rendimento menor que o Otto, correspondente. Relativamente ao Diesel, temos:

$$a = \frac{1}{k} \cdot \frac{\varphi^k - 1}{\varphi - 1} \quad e \quad e = \alpha^{k-1} = \varphi^{k-1}, \text{ sempre } a < e$$

qualquer que seja φ . Assim $\eta_B < \eta_D$

Relativamente ao ciclo Philips, valores de ε menores que aquele que verifiquem a igualdade $d = e$, temos

$$\eta_P > \eta_B. \text{ Valores de } \varepsilon \text{ maiores } \eta_B > \eta_P.$$

4.9 - Ciclo com trocas de calor isométrica e isobárica.

Este ciclo teórico é também conhecido como o ciclo teórico comparativo das turbinas a gás de combustão interna. Ele é composto de duas adiabáticas, uma isométrica e uma isobárica. Sua obtenção a partir do ciclo básico implica em termos $\beta = 1$, $\gamma = 1$ e $\varphi = 1$, logo coincidência dos pontos: 1, 2, 3, 5, 6, 7, figura 15.

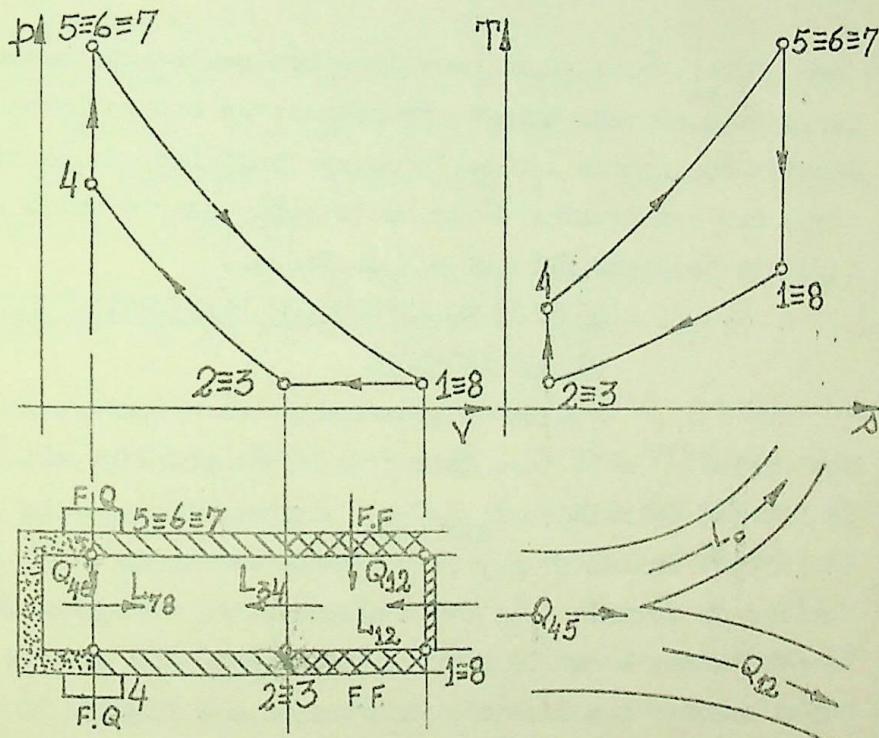


Fig. 15

Como temos $\psi = \alpha^k$, a função F assume a seguinte expressão:

$$F = \frac{\psi}{\alpha^k} \cdot (\psi^{1/k} - 1) \quad (24).$$

$$\psi = 1$$

Como a função F é maior que a unidade, o rendimento deste ciclo é menor que o de Carnot, sendo sua expressão:

$$\eta = 1 - \frac{1 - k}{k} \cdot \frac{\psi^{1/k} - 1}{\psi^{1/k} - 1} \quad \text{ou mais simplesmente}$$

$$\eta = 1 - \frac{f}{k+1} \quad (25).$$

Como $f > 1$, este ciclo possui também rendimento menor que o Otto correspondente. Fazendo-se um estudo relativamente aos demais ciclos, podemos constatar que os valores dos rendimentos deste ciclo estão sempre entre os do ciclo Seiliger-Sabathé e o do Diesel.

5 - SÍNTSE DO ESTUDO DOS RENDIMENTOS DOS CICLOS TEÓRICOS

A síntese procurada será a construção dos campos $\eta = f(\mathcal{E})$. Esta construção poderia partir da fixação da relação T_{\max}/T_{\min} , entretanto, optamos pela fixação inicial do \mathcal{E} , para depois arbitrado o ψ , com auxílio da fórmula (9), determinarmos as relações de temperaturas. A marcha para preenchimento dos quadros cujos valores permitiram a construção das figuras 16 e 17, foi a seguinte:

- Foram fixados os \mathcal{E} entre 1 e 20, tendo sido calculado em seguida o rendimento do ciclo Otto cor-

respondente.

~ Fixamos dois valores para ψ . O primeiro $\psi = 2$, figura 16 e o segundo $\psi = 4$ figura 17. A fórmula 9 permitiu o cálculo das relações de temperaturas T_{\max}/T_{\min} .

~ A equação (10), permite escrever $\frac{T_1}{T_6} \cdot \psi = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}$, $\psi = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}$, válida para o ciclo Diesel. Por ela, concluimos ser par este ψ respectivamente igual a 2 e 4. Estes valores de ψ permitem determinar os valores da constante "a" da fórmula (11), respectivamente 1,171 e 1,429. Com estes elementos temos os valores do rendimento do ciclo Diesel.

~ Da fórmula do rendimento do ciclo Seiliger-Sabathé, temos $\frac{T_1}{T_6} \cdot \psi \cdot \psi = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}$, logo $\psi \cdot \psi = 2$ e $\psi \cdot \psi = 4$. Vemos que existem infinitas possibilidades para cada caso. Faremos para a primeira igualdade $\psi = 1,74$, logo $\psi = 1,15$. Para o segundo $\psi = 1,6$ logo $\psi = 2,5$. A constante "b" da fórmula (12) assume respectivamente os valores 1,12 e 1,225.

~ Para o ciclo triplo a igualdade é idêntica a do ciclo Seiliger-Sabathé porém a constante "c" depende de γ . Assim devemos fixar este parâmetro.

Primeiro caso: $\psi = 1,74$, $\psi = 1,15$

para $\gamma = 1,1$ resulta $c = 1,155$, assim: $b < c < a$

Para $\chi = 1,15$ resulta $c = 1,171$, logo $c = a$

Para $\chi = 2,00$ resulta $c = 1,385$, assim $c > a$.

Segundo caso:

$$\varphi = 2,5 \quad , \quad \psi = 1,6$$

Para $\chi = 1,1$ resulta $c = 1,235$, assim $b < c < a$

Para $\chi = 1,7$ resulta $c = 1,429$, logo: $c = a$

Para $\chi = 2,0$ resulta $c = 1,5$, assim: $c < a$.

Para o ciclo Philips, podemos aplicar a fórmula (19) diretamente, uma vez que temos os valores de φ constantes e os vários E . Os resultados obtidos confirmam plenamente as conclusões que fizemos quando analisamos teoricamente este ciclo.

As fórmulas relativas ao ciclo Brayton permitem concluir:

$$\frac{T_2}{T_6} \cdot E^{k-1} = \varphi^{k-2}$$

Deste modo temos respectivamente:

$\varphi = \alpha = 3,17$ para o primeiro caso e

$\varphi = \alpha = 10$ para o segundo caso.

A constante "e" da equação (23) assume respectivamente, os valores 1,585 e 2,510.

Para o último ciclo estudado, usamos a igualdade

$$\frac{T_2}{T_6} \cdot \psi^{1/k} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}, \text{ a qual}$$

permite determinar:

$$\psi = 2,64 \quad \text{e}$$

$$\psi = 6,97.$$

Logo: $f = 1,13$ e

$$f = 1,22$$

(Quadro na folha seguinte)

$\psi = 2$

E	E_{k1}	η_0	$T_{\min.}$	η_c	η_d	η_{ss}	η_{T_1}	η_{T_2}	η_p	η_b	η_{ii}
1	1,00	0	2	,500	-	-	-	-	0	-	-
2	1,32	,240	2,64	,620	,110	,150	,125	-	,190	-	,137
4	1,74	,425	3,48	,713	,325	,357	,335	,203	,260	,088	,350
6	2,04	,510	4,08	,755	,425	,450	,433	,320	,295	,222	,445
8	2,30	,565	4,60	,784	,490	,513	,497	,397	,315	,310	,508
10	2,51	,600	5,02	,800	,533	,554	,540	,448	,323	,368	,550
12	2,71	,631	5,42	,819	,567	,587	,574	,490	,332	,415	,583
14	2,87	,652	5,74	,825	,591	,610	,597	,517	,340	,448	,606
16	3,02	,669	6,04	,834	,612	,629	,617	,540	,345	,475	,626
18	3,18	,686	6,36	,843	,631	,648	,636	,565	,348	,500	,644
20	3,32	,696	6,64	,850	,647	,663	,652	,583	,352	,523	,660

$\psi = 4$

E	$e_{k,1}$	η_0	T_{\max} T_{\min}	η_c	η_D	η_{SS}	η_{T_1}	η_{T_2}	η_P	η_B	η_{ii}
1	1,00	0	4,00	,75	-	-	-	-	0	-	-
2	1,32	,240	5,27	,81	-	,070	,063	-	,220	-	,073
4	1,74	,425	6,96	,857	,180	,295	,230	,138	,318	-	,298
6	2,04	,510	8,16	,877	,300	,400	,394	,263	,367	-	,402
8	2,30	,565	9,20	,891	,378	,467	,463	,348	,394	-	,470
10	2,51	,600	10,04	,900	,431	,511	,508	,400	,415	0	,513
12	2,71	,631	10,84	,908	,473	,548	,544	,446	,428	,073	,550
14	2,87	,652	11,48	,913	,503	,573	,570	,476	,438	,124	,575
16	3,02	,669	12,08	,917	,527	,594	,590	,503	,447	,168	,595
18	3,18	,686	12,72	,922	,550	,615	,611	,528	,455	,210	,616
20	3,32	,696	13,28	,925	,570	,631	,628	,548	,466	,243	,642

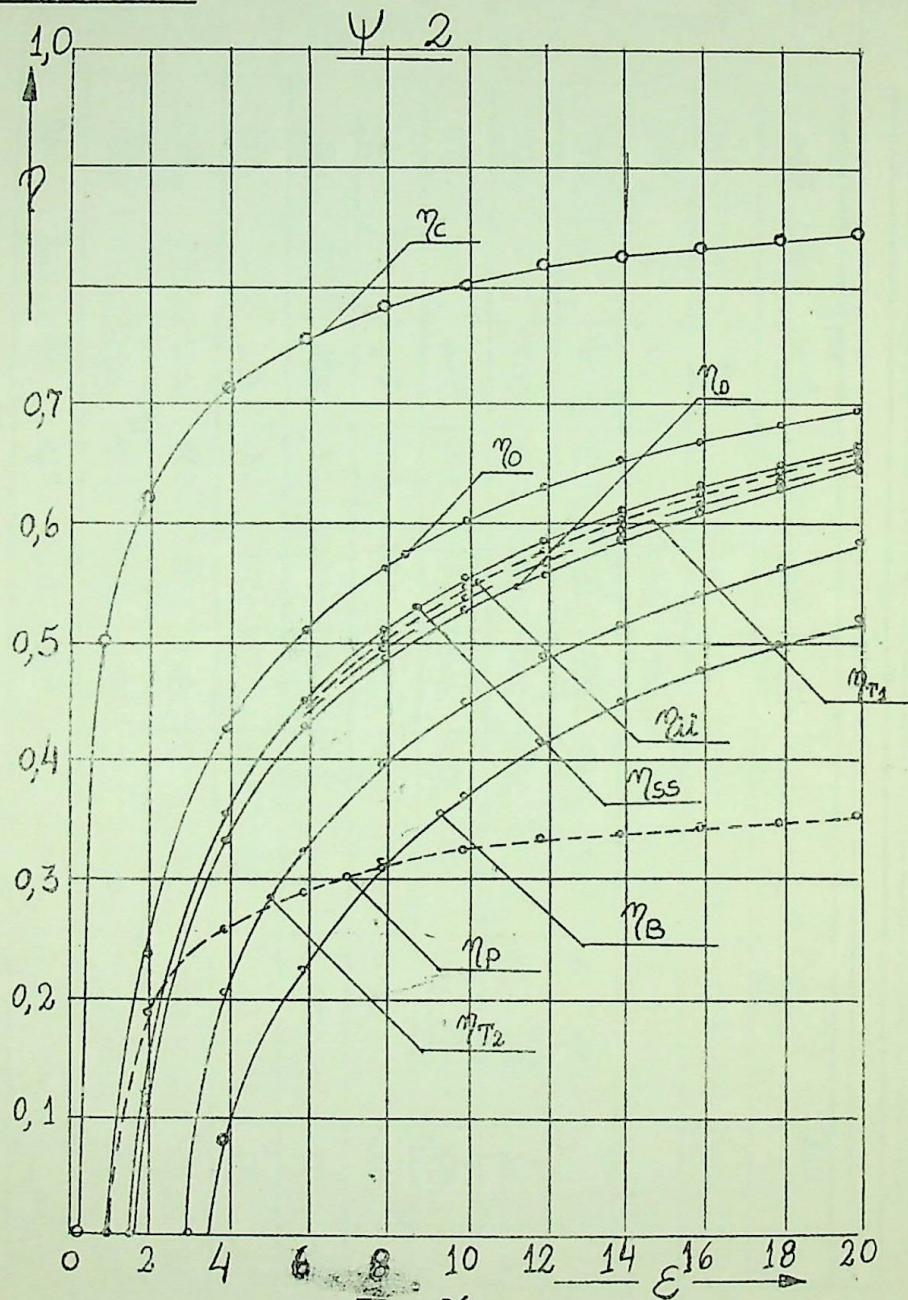


Fig. 16

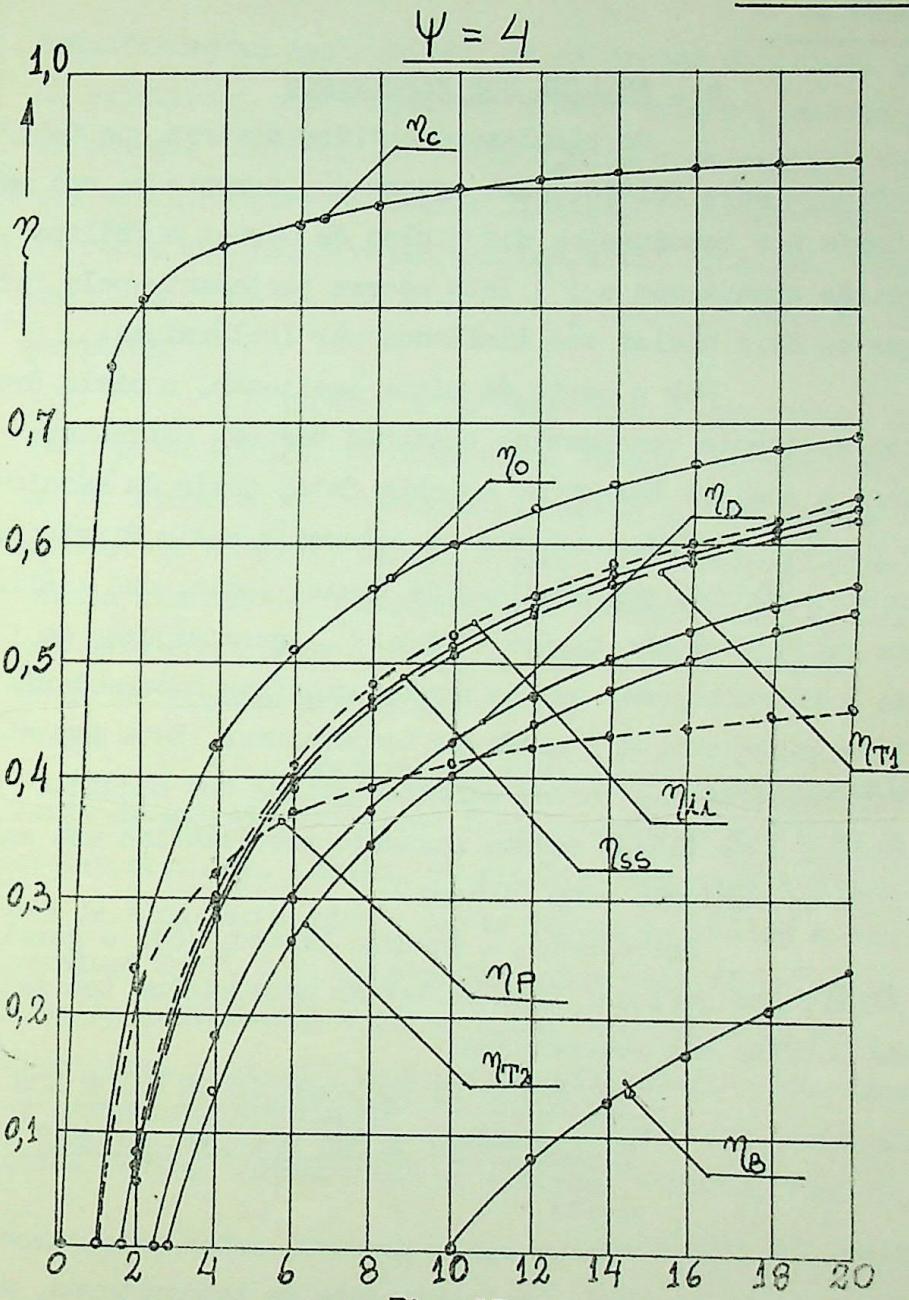


Fig. 17

6 - ANÁLISE DOS RESULTADOS

Os resultados obtidos mostram que dentro das hipóteses feitas, para mesmos E , somente há uma melhoria nos rendimentos dos ciclos de Carnot e Philips, quando aumentamos o γ . Isto ocorre justamente pelo fato que os dois ciclos são limitados por isotérmicas.

Sob o ponto de vista analisado, o ciclo Brayton apresenta rendimentos bastante baixos. Entretanto toda a análise baseou-se no ciclo Otto, ciclo de máquina a pistão. Conforme sabemos em motores o ciclo Brayton é característico das máquinas de fluxo. Assim, uma análise em que o elemento básico seja o E , para máquina de fluxo é desvantajosa, porque nestas máquinas a característica importante é a queda de temperaturas. Esta importância relativa das várias características das máquinas a pistão e de fluxo, tornam bastante problemática uma análise de conjunto como fizemos.

Entretanto, a fórmula básica, (6), é geral, permitindo qualquer tipo de estudo para ciclos teóricos de motores sem recuperação.

7 - PRINCÍPIO DA RECUPERAÇÃO DE CALOR NOS CICLOS TEÓRICOS DAS MÁQUINAS MOTORAS A GÁS

"Em um ciclo teórico, motor inteiramente reversível, limitado, relativamente as temperaturas, por

transformações isotérmicas, se as trocas de calor, quando existirem, entre sistema e meio externo, exceto as trocas das isotérmicas, forem iguais e de sentido opostos estando entre os mesmos limites de temperatura, este ciclo com recuperação teórica total possuirá rendimento igual ao do ciclo de Carnot entre as mesmas temperaturas".

A evidência do princípio é imediata, uma vez que na fórmula do rendimento somente entram os calores trocados nas isotérmicas, desde que os demais se anulam por serem de sentidos opostos e estarem entre os mesmos limites de temperatura. O próprio ciclo de Carnot está contido no princípio, uma vez que somente troca calor através das isotérmicas.

A chamada recuperação teórica total implicaria em existir infinitas fontes térmicas entre as duas temperaturas. Assim, no final da expansão isotérmica de alta temperatura, estas fontes baixariam a temperatura de T_2 a T_1 através de intervalos dT infinitesimalmente, armazenando o calor recebido através de suas fronteiras como uma forma de energia interna. No final da compressão isotérmica de baixa temperatura, as infinitas fontes forneceriam ao sistema através das fronteiras, em senti-

do inverso, o calor armazenado em forma de energia interna, elevando a temperatura do sistema de T_1 para T_2 .

Para um processo teórico realizado, por exemplo, em um compressor "A", um trocador de calor "B" e um expansor "C", figura 18, sendo M a massa de fluido

que circula na unidade de tempo, a evidência do princípio pode ser visualizada. No compressor "A", com auxílio de uma fonte fria que retira a quantidade de calor Q_{12} , é realizada uma compressão isotérmica $1 \rightarrow 2$. No trocador de calor ideal "B", representativo das infinitas fontes, o fluido

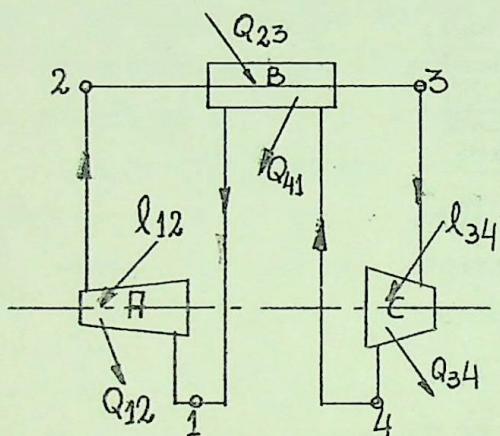


Fig. 18

recebe uma quantidade de calor Q_{23} . No expansor "C", com auxílio de uma fonte quente que introduz no fluido Q_{34} , é realizada a expansão isotérmica $3,4$. No trocador de calor "B" o fluido entrega a quantidade de calor Q_{41} , que por hipótese é igual a Q_{23} , sendo os limites de temperatura os mesmos. Tudo se passa como se o ciclo recebesse somente Q_{34} e lançasse no meio externo Q_{12} , uma vez que, no trocador de calor não há intervenção

do meio externo.

O enunciado do princípio nada fala sobre quais as transformações termodinâmicas por que passa o sistema entre as temperaturas máxima e mínima do ciclo. Ele sómente afirma que os calores trocados devem ser iguais e estarem entre os mesmos limites de temperatura. Esta parte dos limites de temperatura está intimamente ligada à possibilidade de recuperação. Por exemplo, para o ciclo básico, que voltamos a representar na figura 19, no diagrama TS, é possível esclarecer esta parte.

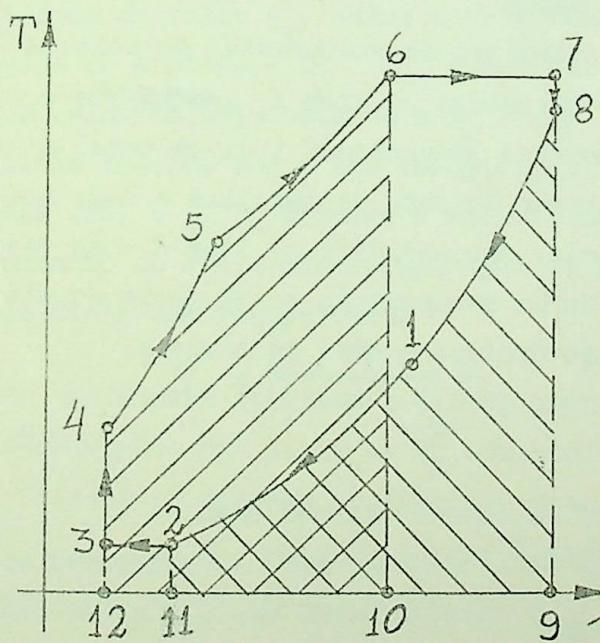


Fig. 19

Suponhamos que os limites de cada transformação foram escolhidos de tal modo a serem as áreas no TS, $(8, 9, 10, 2, 1, 8)$ e $(6, 11, 12, 4, 5, 6)$, iguais. Esta igualdade não implica numa possibilidade teórica de recuperação total. Para que fosse possível a recuperação total ainda seria

necessário que fossem iguais os limites de temperaturas, fato que não ocorre no exemplo, uma vez que $T_3 < T_6$ e $T_2 < T_4$, não havendo possibilidade nem teórica de recuperação total. Assim, este ciclo, apesar de ter isotérmicas passando pelas temperaturas extremas e iguais quantidades de calor entre a isotérmicas, não poderia ter rendimento igual ao círculo de Carnot, uma vez feita a recuperação de calor.

8 - FÓRMULA GERAL DOS CICLOS TEÓRICOS DAS MÁQUINAS MOTORAS A GÁS COM RECUPERAÇÃO DE CALOR.

O princípio da recuperação de calor aplicado aos ciclos estudados no item 4, mostra que o único que pode apresentar recuperação teórica total é o círculo Philips, composto de duas isotérmicas e duas isométricas. Outro círculo, não estudado no item 4, mas que possui possibilidade de recuperação total seria aquele composto de duas isotérmicas e duas isobáricas.

De um modo geral, é possível determinar uma relação entre o rendimento de um círculo sem recuperação η_1 , e de um círculo com recuperação parcial ou total η_2 . Para tanto basta considerarmos:

- Q_1 a quantidade de calor que o círculo recebe sem recuperação;
- Q_2 a quantidade de calor que o círculo lança no meio externo sem recuperação;

- Q_r a quantidade de calor que é possível recuperar da quantidade Q_2 lançada ao meio externo.

Com estas considerações temos para rendimento do ciclo sem recuperação:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (26)$$

Para o ciclo com recuperação resulta:

$$\eta' = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 - Q_r} \quad (27)$$

O numerador da fórmula (26) é igual ao da fórmula (27). Isto é correto, tendo em vista que a quantidade de calor Q_r , reduz a quantidade de calor introduzida no sistema a $Q_1 - Q_r$, reduzindo também a quantidade de calor no meio externo a $Q_2 - Q_r$, logo o trabalho do ciclo teórico com e sem recuperação é o mesmo. Das fórmulas (26) e (27), obtemos a fórmula procurada para o rendimento do ciclo com recuperação em função do rendimento do ciclo sem recuperação:

$$\eta' = \frac{\eta}{1 - \frac{Q_r}{Q_1}} \quad (28)$$

Esta fórmula sintetiza todos os problemas de recuperação. Evidentemente para $Q_r = 0$, $\eta' = \eta$. Existe um Q_r , que denominaremos $Q_{r\max}$ para o qual $\eta' = \eta$.

Para o ciclo de Carnot o valor de $Q_{r\max}$ é zero, uma vez que η já é o rendimento deste ciclo.

A fórmula (28), pode ser considerada como a expressão matemática do princípio da recuperação do calor. Assim, se um ciclo satisfaz o princípio da recuperação de calor, relativamente às isotérmicas, calores trocados e limites de temperatura, sempre é possível escrever:

$$Q_1 = Q_{1T} + \leq Q_1 \quad (29)$$

$$Q_2 = Q_{2T} + \leq Q_2 \quad (30)$$

Nestas fórmulas $\leq Q_1$ e $\leq Q_2$ representam respectivamente a soma algébrica de todos os calores que o sistema recebeu e cedeu, exceto os das isotérmicas extremas. Para que o princípio seja satisfeito deve existir a seguinte igualdade:

$\leq Q_1 = \leq Q_2 = Q_r$, sendo ainda as temperaturas tais que haja possibilidade de recuperação total.

Para o ciclo sem recuperação temos:

$$\eta = \frac{Q_{1T} - Q_{2T}}{Q_{1T} + Q_r}, \text{ logo } \eta^0 = \frac{\eta}{1 - \frac{Q_r}{Q_1}} = \frac{Q_{1T} - Q_{2T}}{Q_{1T} + Q_r}$$

$$\cdot \frac{1}{1 - \frac{Q_r}{Q_{1T} + Q_r}}$$

$$\text{logo: } \eta^0 = 1 - \frac{Q_{2T}}{Q_{1T}}, \text{ expressão que}$$

pode serposta em função das temperaturas termodinâmicas: $\eta^0 = 1 - \frac{T_2}{T_1}$, rendimento

do ciclo de Carnot entre os mesmos limites de temperatura.

tura. A possibilidade de substituição das quantidades de calor das isotérmicas, por expressões tais que resultem em relações de temperaturas, está ligada à possibilidade de ser possível entre os limites das isotérmicas de passarem transformações equivalentes de mesmo expoente. Isto sempre ocorre, desde que sejam verificadas as condições do princípio da recuperação.

O aumento absoluto do rendimento, ou benefício, será:

$$B = \eta^i - \eta = \eta^i \cdot \frac{Q_r}{Q_1} = \frac{\eta}{\frac{Q_1}{Q_r} - 1} \quad (31)$$

9 - APLICAÇÃO DO PRINCÍPIO DA RECUPERAÇÃO AOS DIVERSOS CICLOS.

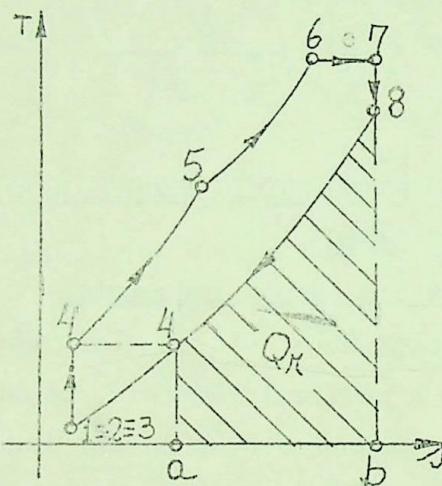
9.1 - Ciclos com escape isométrico

Os ciclos Otto, Diesel, Seiliger-Sabathé e triplo apresentam a particularidade de cederem calor ao meio através de uma transformação isométrica. Podemos tomar o ciclo da figura 20 como o caso geral de todos. A fórmula (28) pode ser aplicada, uma vez que o ciclo começa a receber calor no ponto 4, iniciando-se o escape no ponto 8. Sempre haverá possibilidade de recuperação de calor para $T_8 > T_4$, uma vez que o calor recuperado é fornecido pela fórmula: $Q_r = c_v \cdot (T_8 - T_4)$. Como o calor que o ciclo recebe é:

$$Q_1 = \dot{c}_v \cdot (T_5 - T_4) + c_p \cdot (T_6 - T_5) + R \cdot T_6 \cdot l_n \frac{V_7}{V_6} \quad \text{resulta}$$

para a fórmula (28) a seguinte expressão:

$$\eta^* = \frac{\eta}{1 - \frac{T_8}{T_4} - 1 + k_e \left(\frac{T_6}{T_4} - \frac{T_5}{T_4} \right) + (k-1) \cdot \frac{T_6}{T_4} \cdot l_n \frac{V_7}{V_6}} \quad (32)$$



Como:

$$\frac{T_8}{T_4} = \frac{T_8}{T_1} \cdot \frac{T_1}{T_4} = \frac{\gamma}{\epsilon} \cdot (\gamma)^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi_i$$

$$\frac{T_5}{T_4} = \psi_i \frac{T_6}{T_4} = \varphi \cdot \psi_i$$

$$\frac{V_7}{V_6} = \gamma \quad \text{resulta:}$$

Fig. 20.

$$\eta^* = \frac{(\frac{\gamma}{\epsilon})^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi_{i-1}}{1 - (\psi_{i-1}) + k_e \cdot \psi_i \cdot (\varphi_{i-1}) + (k-1) \cdot \varphi \cdot \psi_i \cdot l_n \gamma} \quad (33)$$

Esta equação nos fornece o limite máximo da recuperação,

uma vez que $\eta' = \eta$ para $Q_{r_k} = 0$, logo:

$E_{\max} = \gamma \cdot \varphi_{k-1}^{\frac{1}{k}} \cdot \psi_{k-1}^{\frac{1}{k}}$ (34). O inicio da possibilidade de recuperação é para $\eta = 0$. Por outro lado sabemos que $\eta = 1 - \frac{T_2}{T_6}$. F, ou substituindo F tendo em vista

que $\alpha = 1$, $\beta = 1$, vem:

$$\eta = 1 - \frac{1}{E^{k-1}} \cdot \frac{\gamma^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi_{-1}}{(\kappa \cdot \varphi \cdot \psi_{-1}) + \psi \cdot (k-1) \cdot (1_n \gamma - 1)} \quad (35)$$

Levando (35) em (33), obtemos a fórmula geral do rendimento destes ciclos com recuperação:

$$\eta' = 1 - \frac{E^{k-1} - 1}{E^{k-1} \cdot [(\kappa \cdot \varphi \cdot \psi_{-1}) + \psi \cdot (k-1) \cdot (1_n \gamma - 1)]} \quad (36)$$

$$= \gamma^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi + E^{k-1}$$

Utilizando a fórmula (31), obtemos a seguinte expressão para o benefício:

$$B = \eta \cdot \frac{\gamma^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi - E^{k-1}}{E^{k-1} \cdot [\psi_{-1} + \kappa \cdot \varphi \cdot (\varphi_{-1}) + (k-1) \cdot \varphi \cdot \psi_{-1} \gamma]} \quad (37)$$

$$= \gamma^{k-1} \cdot \varphi^k \cdot \psi + E^{k-1}$$

Vamos agora, aplicar estas fórmulas para cada um dos ciclos citados:

9.1.1 - Ciclo Otto

Neste ciclo temos $\varphi = 1$; $\gamma = 1$,

logo o limite máximo da recuperação é fornecido fórmula,

$$(34) : \mathcal{E}_{\max} = \psi \frac{1}{k-1} \quad (38). \text{ Para o rendimento teremos:}$$

$$\eta^* = \frac{\psi}{\psi} \frac{1}{k-1} \quad (39)$$

Esta fórmula permite tirar a notável conclusão, que o rendimento do ciclo Otto com recuperação independe da relação de compressão, dependendo somente de ψ , isto é da relação entre a temperatura no final e no início da combustão. Para o benefício teremos:

$$B = \frac{\psi - \mathcal{E}^{k-1}}{\psi - \mathcal{E}^k} \quad (40)$$

Como $\mathcal{E}_{\min} = 1$, vemos que o máximo valor do benefício ocorre para este valor, decrescendo com \mathcal{E} , para anular-se para $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\max}$. No exemplo de $\psi = 2$, teremos

$\mathcal{E}_{\max} = 2^2 = 5,65$, sendo o rendimento do ciclo com recuperação desde $\mathcal{E} = 1$ até 5,65, constante e igual a:

$\eta^* = 0,5$. O benefício é obtido pela fórmula:

$$B = \frac{2 - \mathcal{E}^{0,4}}{2 \cdot \mathcal{E}^{0,4}}$$

Podemos agora organizar a tabela que segue:

\mathcal{E}	B	\mathcal{E}	B	\mathcal{E}	B
1	0,5	3	0,14	5	0,025
2	0,26	4	0,075	5,65	0,00

9.1e2 - Ciclo Diesel

Neste ciclo $\psi = 1$; $\gamma = 1$, logo a recuperação poderá ser feita até:

$$E_{\max} = \psi^{\frac{k}{k-1}} \quad (42)$$

Impondo as condições do ciclo na fórmula (36), obtemos a fórmula do rendimento do ciclo Diesel com recuperação:

$$\eta^* = 1 - \frac{E^{k-1} - 1}{E^{k-1} \cdot [k \cdot (\psi - 1) + 1] - \psi^k} \quad (41)$$

Para o benefício teremos:

$$B = \frac{(\psi^k - E^{k-1}) \cdot ?}{E^{k-1} \cdot [k \cdot (\psi - 1) + 1] - \psi^k} \quad (42)$$

Vamos fazer uma análise das fórmulas (41) e (42), para nosso exemplo onde $\psi = 2$, logo:

$$E_{\max} = 2^{3,5} = 11,3; E_{\min} = 1,48; \eta^* = 1 - \frac{E^{0,4} - 1}{2,4 \cdot E^{0,4} - 2,64}$$

$$B = \frac{(2,64 - E^{0,4})}{2,4 \cdot E^{0,4} - 2,64} = \frac{2,81 \cdot E^{0,4} - E^{0,8} - 3,1}{E^{0,4} \cdot (2,4 \cdot E^{0,4} - 2,64)} = \eta \cdot \eta'$$

O benefício passa por um máximo para $\frac{dB}{dE} = 0$, isto corresponde a $E \approx 2$, valor obtido do quadro que segue:

(quadro na página seguinte)

E	η	η'	B	E	η	η'	B
1,48	,00	,05	,05	4	,325	,516	,191
1,60	,03	,205	,175	6	,425	,540	,115
1,80	,073	,338	,265	8	,490	,547	,057
2,00	,110	,396	,286	11,3	,557	,557	,000

O resultado obtido, mostra que fixado um φ existe sómente um ciclo teórico Diesel que produz um benefício máximo.

9.1.3 - Ciclo Seiliger - Sabathé

Para obtermos este ciclo basta nas fórmulas fazermos $\gamma = 1$, o que resulta:

$$E_{\max} = \varphi^{\frac{k}{k-1}} \cdot \psi^{\frac{1}{k-1}} \quad (43)$$

$$\eta' = 1 - \frac{E^{\frac{1}{k-1}} - 1}{E^{\frac{1}{k-1}} \cdot \psi \cdot [1 + k \cdot (\varphi - 1) - \varphi^k \cdot \psi]} \quad (44)$$

$$B = \eta \cdot \frac{\varphi^k \cdot \psi \cdot E^{\frac{1}{k-1}}}{\psi \cdot \left\{ E^{\frac{1}{k-1}} \cdot [1 + k \cdot (\varphi - 1)] - \varphi^k \right\}} \quad (45)$$

Tomando os valores do exemplo: $\varphi = 1,74$; $\psi = 1,15$, temos:

$$E_{\max} = 1,74^{3,5} \cdot 1,15^{2,5} = 9,85$$

$$E_{\min} = 1,328$$

Como era de se esperar, a possibilidade de recuperação deste ciclo relativamente a E é maior que a do ciclo

Ottó, porém menor que a do Diesel.

O rendimento será:

$$\eta' = 1 - \frac{E^{0,4} - 1}{2,34 \cdot E^{0,4} - 2,5}$$

Para o benefício teremos:

$$B = \frac{3,62 \cdot E^{0,4} - E^{0,8}}{2,33 \cdot E^{0,8} - 2,5 \cdot E^{0,4}} - 2,8$$

Com auxílio dos valores da tabela, concluimos que o máximo de benefício ocorre para $E \approx 1,7$, valor que anula

$$\frac{dB}{dE}$$

E	η	η'	B	E	η	η'	B
1,328	0	,02	,02	2	,150	,456	,306
1,6	,07	,373	,303	4	,357	,528	,171
1,7	,093	,406	,313	6	,450	,543	,093
1,8	,115	,424	,309	9,85	,553	,553	,00

Este ciclo com recuperação possui rendimento maior que o correspondente ciclo Ottó e Diesel, no caso do Ottó, desde que E seja maior que 2. O benefício máximo ocorre para um valor de E menor que o correspondente ao ciclo Diesel.

9.1.4 - Ciclo Triplo

Para o ciclo triplo usamos as fórmulas, (34), (36) e (37). Para fazermos uma comparação tomaremos: $\varphi = 1,74$; $\psi = 1,15$; $\gamma = 1,1$, logo:

$$\mathcal{E}_{\max} = 1,1 \cdot 1,74^{3,5} \cdot 1,15^{2,5} = 10,82 ; \mathcal{E}_{\min} = 1,434$$

$$\eta' = 1 - \frac{\mathcal{E}^{0,4} - 1}{2,385 \cdot \mathcal{E}^{0,4} - 2,6}$$

$$B = \frac{3,75 \cdot \mathcal{E}^{0,4} - \mathcal{E}^{0,8}}{2,416 \cdot \mathcal{E}^{0,8} - 2,59 \cdot \mathcal{E}^{0,4}} - 3$$

Com estas fórmulas podemos organizar a tabela que segue:

\mathcal{E}	η	η'	B	\mathcal{E}	η	η'	B
1,434	,0	,03	,03	3,0	,255	,504	,249
1,6	,042	,26	,118	4,0	,335	,524	,189
1,7	,065	,314	,249	6,0	,433	,540	,107
1,8	,087	,369	,282	8,0	,497	,548	,051
1,9	,107	,404	,294	10,82	,557	,557	,000
2,0	,125	,418	,293	-	-	-	-

Esta tabela permite constatar que o benefício máximo ocorre para $\mathcal{E} \approx 1,9$, valor compreendido entre aqueles obtidos para o ciclo Diesel e o Seiliger-Sabathé.

9.2 - Ciclo Philips

Segundo o princípio da recuperação de calor, para este ciclo devemos ter $\eta' = \eta$.

Podemos facilmente provar, aplicando a fórmula, (28),

uma vez que: $Q_r = c_v \cdot (T_8 - T_4)$ e

$Q_1 = c_v \cdot (T_5 - T_4) + R \cdot T_6 \cdot l_n \frac{V_7}{V_6}$, assim:

$$\eta^{\circ} = \frac{\eta}{1 - \frac{c_v \cdot (T_8 - T_4)}{c_v \cdot (T_5 - T_4) + R \cdot T_6 \cdot l_n \frac{V_7}{V_6}}}$$

Tendo em vista que: $\frac{T_8}{T_4} = \frac{T_8}{T_1} = \frac{T_5}{T_4} = \frac{T_6}{T_4} = \psi$;

$$\frac{V_7}{V_6} = \epsilon ;$$

$\eta = \frac{(\psi - 1) \cdot (k - 1) \cdot l_n \epsilon}{(\psi - 1) + \psi \cdot (k - 1) \cdot l_n \epsilon}$, concluimos que:

$$\eta^{\circ} = \frac{\psi - 1}{\psi} = 1 - \frac{1}{\psi} = 1 - \frac{T_1}{T_6} = \eta_c .$$

O resultado obtido, confirma plenamente o princípio da recuperação de calor, fazendo com que o ciclo Philips com recuperação apresente, entre os mesmos limites de temperaturas, rendimento igual ao ciclo de Carnot. Na figura 21, mostramos no diagramma TS a quantidade de calor

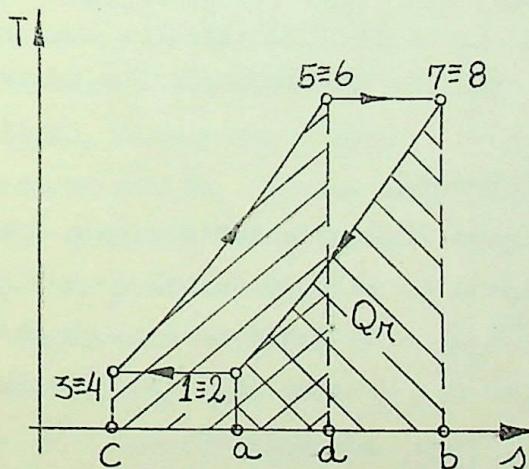


Fig. 21

recuperada representada pela área $(1,8, b, a, 1)$. Esta área é igual a $(4,5, d, c, 4)$ e está entre os mesmos limites de temperatura.

Para o benefício obteremos a seguinte fórmula:

$$B = \frac{(\psi - 1)^2}{\psi \cdot \left\{ \psi \cdot [1 + (k \cdot l) \cdot l_n \mathcal{E}] - 1 \right\}} \quad (46)$$

Com os valores do nosso exemplo podemos organizar a seguinte tabela:

\mathcal{E}	η	η'	B	\mathcal{E}	η	η'	B
1	,000	,50	,50	12	,449	,819	,370
2	,190	,62	,43	16	,477	,834	,357
4	,310	,713	,403	18	,487	,843	,356
8	,404	,784	,380	20	,498	,850	,348

Neste caso a curva do benefício em função de \mathcal{E} é sempre decrescente.

9.3 - Ciclo Brayton

Na figura 22, representamos pela área, $(4^1, 8, a, b, 4^1)$, a quantidade de calor possível de ser recuperada, $Q_x = c_p \cdot (T_8 - T_4)$. A quantidade de calor introduzida sem recuperação é : $Q_1 = c_p \cdot (T_6 - T_4)$. Levando

estes valores na fórmula (28), obtemos:

$$\eta' = \frac{\eta}{1 - \frac{T_8 - T_4}{T_6 - T_4}}, \quad \text{Tendo em vista que :}$$

$$\frac{T_8}{T_4} = \frac{\varphi^k}{\epsilon^{k-1}} ; \frac{T_6}{T_4} = \varphi ; \alpha = \varphi \quad \text{e} \quad \eta = 1 - \frac{\alpha^{k-1}}{\epsilon^{k-1}}$$

podemos escrever:

$$\eta^* = \frac{\eta}{1 - \frac{\varphi^k - \epsilon^{k-1}}{\epsilon^{k-1}} \cdot (\varphi - 1)}$$

Para obtermos ϵ_{\max} , devemos fazer $\eta^* = \eta$, logo:

$$\epsilon_{\max} = \varphi^{k-1}$$

(47)

Substituindo η resulta:

$$\eta^* = 1 - \frac{1}{\varphi} \quad (48)$$

Esta fórmula mostra que a recuperação no ciclo Brayton depende somente da relação entre a temperatura máxima do ciclo e aquela obtida no final da compressão adiabática. Assim, fixada uma temperatura máxima, sabemos que quanto menor a relação de pressão, menor a temperatura no final da adiabática, logo maior o φ e consequentemente

maior o rendimento do ciclo com recuperação.

Para o benefício, obtemos: $B = \frac{\varphi^k - \epsilon^{k-1}}{\varphi \cdot \epsilon^{k-1}}$ (49)

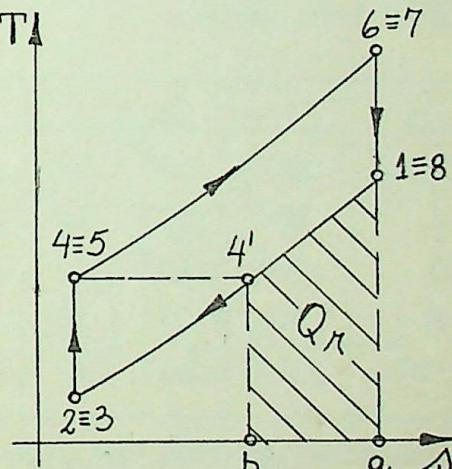


Fig. 22

Esta fórmula mostra que o benefício é decrescente com \mathcal{E} . As fórmulas (48) e (49), mostram a importância da recuperação de calor, por exemplo, nas instalações de turbinas a gás que trabalham teóricamente no ciclo Brayton, uma vez que dentro das condições fixadas, o ciclo com recuperação apresenta rendimento maior que o próprio ciclo Otto com recuperação correspondente. No nosso exemplo, temos: $\alpha = \varphi = 2,17$, logo possibilidade de recuperar desde 3,17 até $\mathcal{E}_{\max} = 3,17^{3,5} = 57$, sendo o rendimento do ciclo com recuperação até este valor igual a: $\eta^* = 1 - \frac{1}{3,17} = 0,685$. Podemos organizar a tabela que segue:

\mathcal{E}	η	B	\mathcal{E}	η	B	\mathcal{E}	η	B
3,17	,00	,685	12	,415	,270	30	,594	,091
4	,088	,597	14	,448	,237	40	,638	,047
6	,222	,463	16	,475	,210	50	,670	,018
8	,310	,375	18	,500	,185	57	,685	,00
10	,368	,317	20	,523	,162	-	-	-

Esta tabela mostra que para o \mathcal{E} inicial, este ciclo com recuperação possui rendimento igual ao ciclo de Carnot correspondente, porém com \mathcal{E} crescente, seus rendimentos ficam menores do que o do ciclo de Carnot, uma vez que o ciclo Brayton não satifaz o princípio da recuperação de calor.

A possibilidade de recuperação do ciclo Brayton maior que o ciclo Otto, Diesel, etc., responde ao futuro promissor para as máquinas térmicas de fluxo, relativamente às suas congêneres a pistão que trabalham nos clássicos ciclos com escape teórico isométrico.

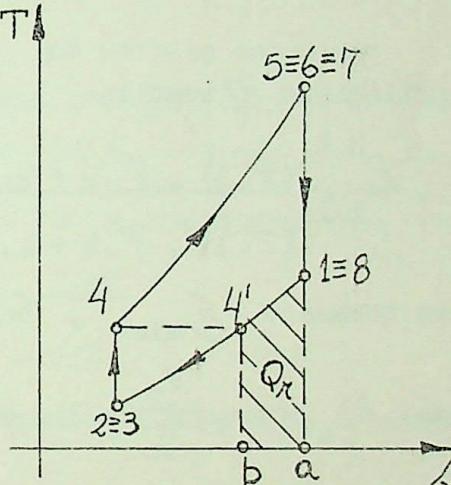
9.4 - Ciclo com trocas de calor isométrica e isobárica.

Na figura 23, representamos pela área, ($4^{\circ}, 1^{\circ}$, a, b, 4°) a quantidade de calor possível de ser recuperada: $Q_r = c_v \cdot (T_8 - T_4)$. A quantidade de calor que o ciclo recebe sem recuperação, será:

$$Q_1 = c_v \cdot (T_6 - T_4).$$

Da fórmula (28), obtemos

$$\eta' = \frac{\eta}{1 - \frac{k \cdot (T_8 - T_4)}{T_6 - T_4}}$$



Tendo presente que:

$$\frac{T_8}{T_4} = \frac{\alpha^k}{E^{kl}} \quad ; \quad \frac{T_6}{T_4} = \psi = \alpha^k \quad \text{e}$$

$$\eta = \frac{E^{k-1} \cdot (\psi - 1) - \psi^{\frac{k-1}{k}} \cdot k \cdot (\psi^{1/k} - 1)}{E^{k-1} \cdot (\psi - 1)}, \text{ resulta:}$$

$$\eta' = \frac{\eta}{1 - \frac{k \cdot (\frac{\alpha^k}{E^{k-1}} - 1)}{\alpha^k - 1}}$$

- para $\eta' = \eta$ devemos ter: $E_{\max} = \alpha^{\frac{k}{k-1}}$ (50)

Substituindo η resulta:

$$\eta' = \frac{E^{k-1} \cdot (\psi - 1) - \psi \cdot k + k \cdot \psi^{\frac{k-1}{k}}}{E^{k-1} \cdot (\psi - 1) - \psi \cdot k + E} \quad (51)$$

Para termos o E_{\min} , basta igualarmos $\eta' = \eta_c$.

Como: $\eta_c = 1 - \frac{T_2}{T_6} = 1 - \psi^{-1} \cdot \left(\frac{V_4}{V_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} =$

$$= 1 - \frac{1}{\psi^{\frac{1}{k}} \cdot E^{\frac{k-1}{k}}} \quad (52)$$

Igualando as duas expressões, obtemos:

$$k \cdot (E^{\frac{k-1}{k}} - \psi^{\frac{k-1}{k}}) - \frac{E^{k-1} \cdot (\psi - 1) - \psi \cdot k + k \cdot E^{\frac{k-1}{k}}}{\psi^{\frac{1}{k}} \cdot E^{\frac{k-1}{k}}} = 0 \quad (53)$$

O valor de \mathcal{E} que anula esta equação, corresponde ao inicio da possibilidade de recuperação deste ciclo

Para o benefício, teremos:

$$B = \frac{\eta^*}{\mathcal{E}^{0,4}} \cdot \frac{\psi_{\mathcal{E}^{0,4}}}{\psi_{0,4}} \quad (54)$$

Para o caso em estudo, a equação (53), fornece; tendo em vista que $\psi = 2,64$

$$\mathcal{E}^{0,8} - 2,41 \cdot \mathcal{E}^{0,4} + 1,32 = 0, \text{ logo } \mathcal{E}_{\min} = 3$$

A equação (50), nos permite calcular:

$$\mathcal{E}_{\max} = 11,3, \text{ logo temos o campo possível de recuperação de calor para este ciclo } 3 \leq \mathcal{E} \leq 11,3$$

O rendimento do ciclo com recuperação, será:

$$\eta^* = \frac{1,64 \cdot \mathcal{E}^{0,4}}{3,04 \cdot \mathcal{E}^{0,4}} = 1,85$$

$$3,04 \cdot \mathcal{E}^{0,4} = 3,7$$

Finalmente, a fórmula (54) permite calcular o benefício:

$$B = \frac{5,28 \cdot \mathcal{E}^{0,4}}{3,4 \cdot \mathcal{E}^{0,8}} = \frac{1,4 \cdot \mathcal{E}^{0,8}}{3,7 \cdot \mathcal{E}^{0,4}} = 4,17$$

Podemos agora tabelar para os vários \mathcal{E} :

E	η	η°	B	E	η	η°	B
3	,272	,678	,406	8	,508	,581	,073
4	,350	,627	,277	10	,550	,576	,016
6	,445	,600	,155	11,3	,572	,572	,000

Na figura 24, representamos o campo $\eta^{\circ} = f(E)$ para os vários ciclos e, na figura 25 o campo $B = f(\eta)$.

Uma análise destas figuras, nos permitem concluir:

.. A recuperação de calor é mais favorável para os ciclos das máquinas de fluxo, salvo para a máquina e pistão de ar quente da Phillips, em fase de desenvolvimento.

.. Para determinado ciclo, o benefício da recuperação de calor é maior para baixas relações de compressão, o que novamente vem favorecer à máquina de fluxo sob sua congénere a pistão, exceção à máquina Philips.

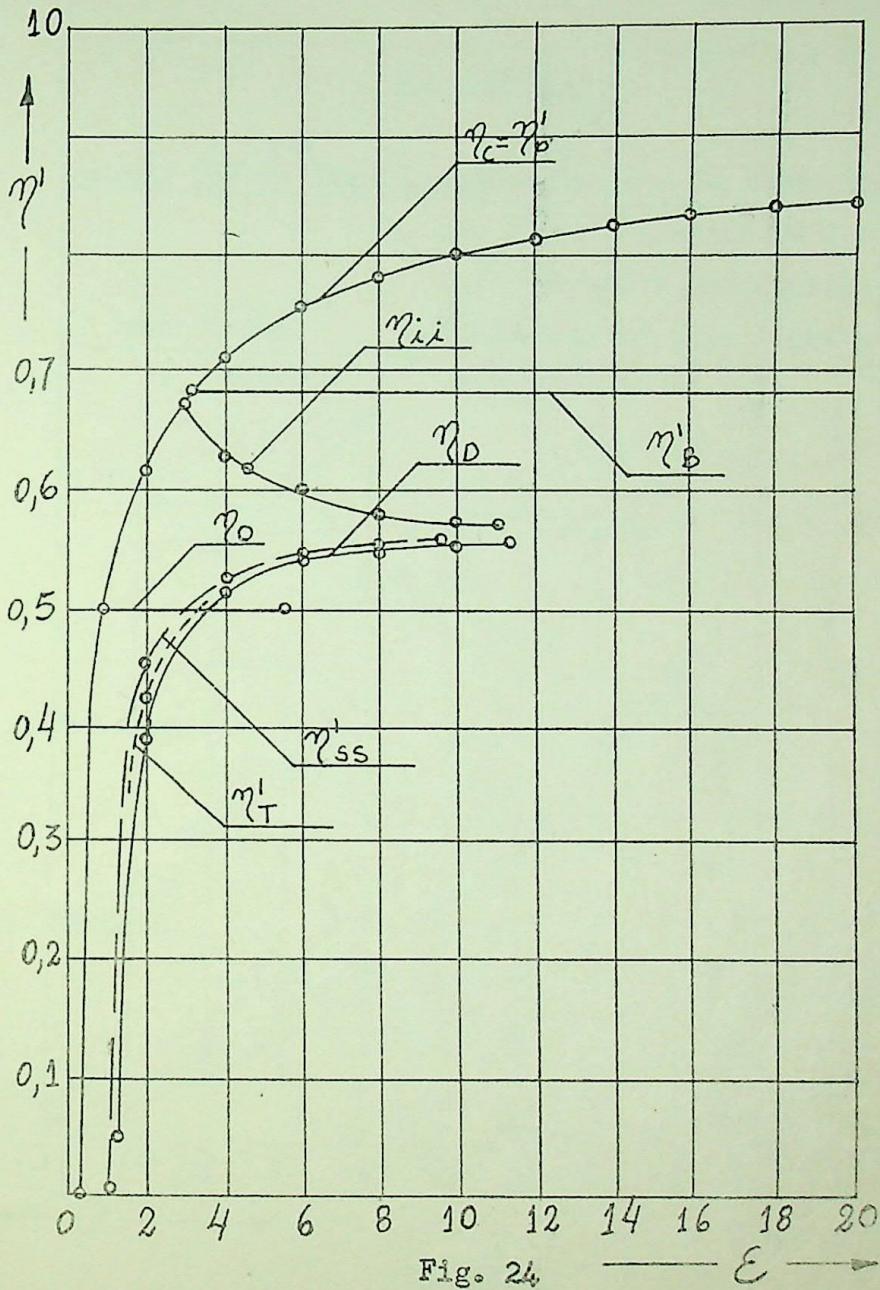


Fig. 24

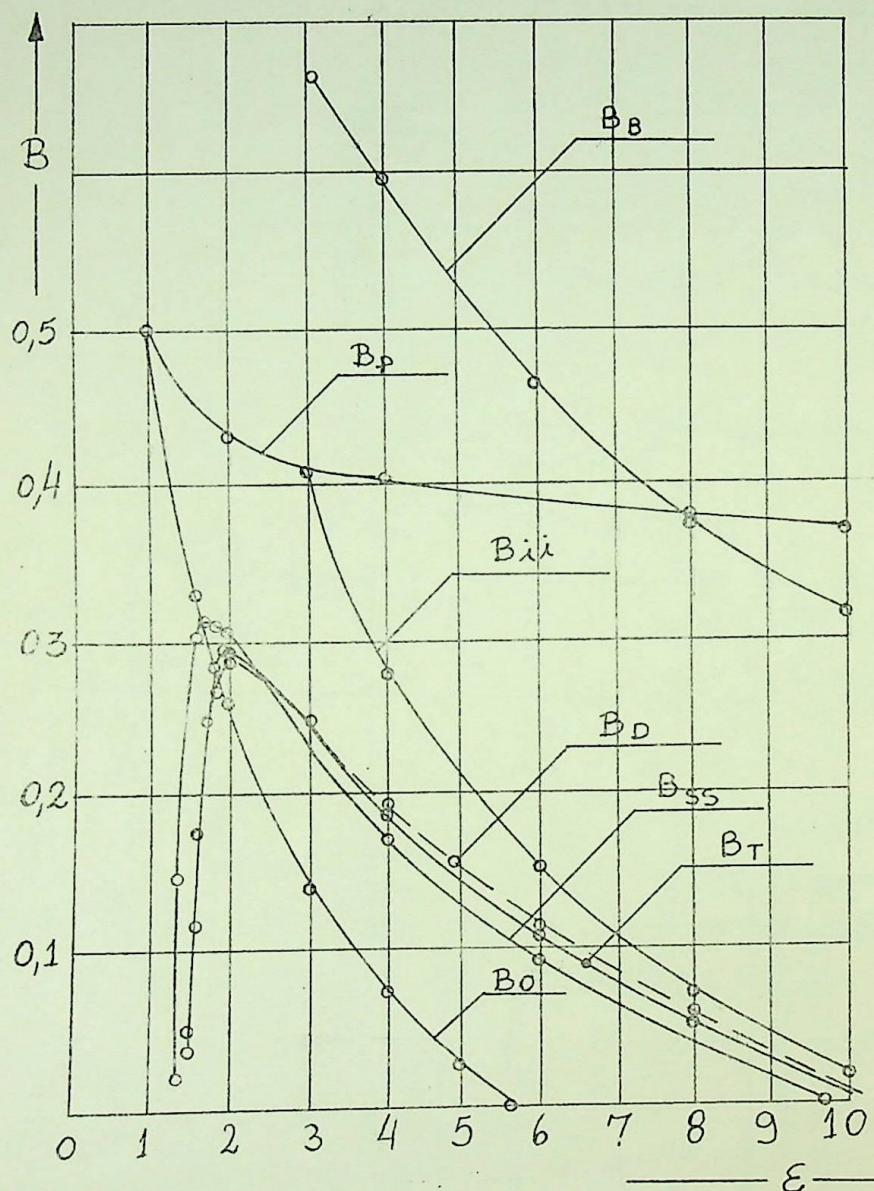


Fig. 25

BIBLIOGRAFIA

- Francis Weston Sears - Introducción a la Termodinámica, Teoria Cinética de los gases y Mecánica Estatística.
- C. Osbor Mackey - Termodinâmica para Engenheiros
- A. de Estrada - Termodinâmica Técnica.
- Apostilas
 - Romano Gregorig
 - Mário Werneck
 - Remi B. da Silva
 - R. Bran
- Revistas
 - Escher Wiss
 - Sulzer
 - Philips
- Manuais
 - Globo
 - Dubbel
 - Hütte

** **

- 78 -

Í N D I C E

	Pag.
- Prólogo	7
- Considerações sobre os ciclos teóricos das máquinas motoras a gás sem e com recuperação ..	11
1 - Introdução	11
2 - Hipóteses fundamentais	11
3 - Ciclo teórico básico dos motores a gás	13
4 - Rendimento de ciclo teórico básico sem recuperação	17
4.1 - Fórmula geral	17
4.2 - Ciclo de Carnot	20
4.3 - Ciclo Otto	22
4.4 - Ciclo Diesel	24
4.5 - Ciclo Seiliger-Sabathé	25
4.6 - Ciclo triplo	28
4.7 - Ciclo Philips	38
4.8 - Ciclo Brayton	40
4.9 - Ciclo com trocas de calor isométrica e isobárica	42
5 - Síntese do estudo dos rendimentos dos ciclos teóricos	44
6 - Análise dos resultados	52
7 - Princípio da recuperação de calor nos ciclos teóricos das máquinas motoras a gás	52

8 - Fórmula geral dos ciclos teóricos das máquinas motoras a gás com recuperação de calor	56
9 - Aplicação do princípio da recuperação dos diversos ciclos	59
9.1 - Ciclos com escape isométrico	59
9.2 - Círculo Philips	66
9.3 - Círculo Brayton	68
9.4 - Círculo com trocas de calor isométrica e isobárica	71
- Bibliografia	77

**

**

DATA / /19
PROC.
MED.
LIV.
RS

INVENTÁRIO
BIM - EFEI

DATA	Rubrica

621.541.004.15:536(043.2)

Souza, Zulcy de

Considerações sobre os cí-
clos teóricos das máquinas

S719c

T.171

Data retirada	ASSINATURA	Data devolução
20/01/1980	<i>(Assinatura)</i> Profº Fausto Magalhães Profº José Nárciso Ribeiro CBU	2

E F E I

BIBLIOTECA MAUA

TOMBO 171

Esta publicação deverá ser devol-
vida dentro do prazo estipulado.

O leitor é responsável pela publica-
ção em seu poder.